

サブクール窒素含浸ポリプロピレンラミネート紙の熱伝導率の測定

Measurement of thermal conductivity of polypropylene laminated paper impregnated with subcooled liquid nitrogen

古瀬 充穂, 淵野 修一郎 (産総研)
 FURUSE Mitsuho, FUCHINO Shuichiro (AIST)
 E-mail: m.furuse@aist.go.jp

1. はじめに

ポリプロピレンラミネート紙 (PPLP) は、高温超電導 (HTS) 送電ケーブルの電気絶縁材として広く用いられている。薄く成型したポリプロピレンをクラフト紙で挟んだ構造で、極低温でも優れた絶縁性能を保ち、また誘電損失が小さいという特長を持つ。著者らはこれまで、HTS ケーブルの過電流通電時のケーブル内部の過渡温度解析[1]や、対向流冷却方式を採用したケーブルの断面設計の提案[2]を行ってきたが、それらにおいては PPLP の熱伝導率がキーパラメータの一つである。実際の HTS ケーブルでは PPLP にはサブクール窒素が染みこんでおり、その状態での熱伝導率の精密な値の把握が課題であった。

2. 測定方法

図 1 に示すように、マンガニン線で製作したヒータの両側に 100 枚ずつ 1 辺が 32mm の PPLP を積層し、間に図に示す位置にタイプ T 熱電対を挟んだ。さらに両側に銅ブロックを置き、重しとして挟み込むと同時に、ヒートシンクとしての役割を持たせた。これを、中をくり抜いたポリウレタンの中に入れ、隙間はポリイミドテープで塞いだ。ポリウレタンの熱伝導率は低く、また厚みも十分あるため、ヒータによる熱はすべて左右の PPLP 層に均等に流れると考えられる。この試料を液体窒素を溜めた低温容器内に設置した。容器は大気開放されており、冷凍機により内部の液体窒素をサブクール状態に保つことができる。冷凍機で液体窒素の温度を 65K まで下げた後、冷凍機の運転を停止し、侵入熱により徐々にバス温度が上がっていく途中で熱伝導率を測定した。サブクール窒素のバス温度は校正された温度計で測定し、PPLP 層両端の温度差は、基準をバス中にとった熱電対で測定した。測定された温度差を ΔT 、PPLP 層の厚さを l 、断面積を A 、ヒータ熱量を Q とすると、熱伝導率 k_{PPLP} は

$$k_{\text{PPLP}} = \frac{(Q/2) \cdot l}{A \cdot \Delta T} \quad (1)$$

で求められる。

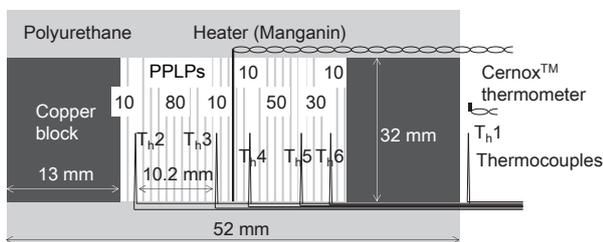


Fig. 1. Schematic of the sample.

3. 測定結果

測定結果を図 2 に示す。 T_h2-3 、 T_h4-5 、 T_h5-6 はそれぞれ対応する番号の熱電対の間の PPLP 層を指す。それぞれ、80 層、50 層、30 層積層されている。 T_h5-6 の測定データがばらついているが、これは積層数が少なく、測定された温度差が 1K 以下と小さかったためである。よってこのデータは無視し、 T_h2-3 と T_h4-5 の平均値を図中に破線で示した。熱伝導率は

この温度範囲 (バス温度 65K-75K) で温度に対してほぼ線形で、0.23 - 0.26 W/mK という値を得た。

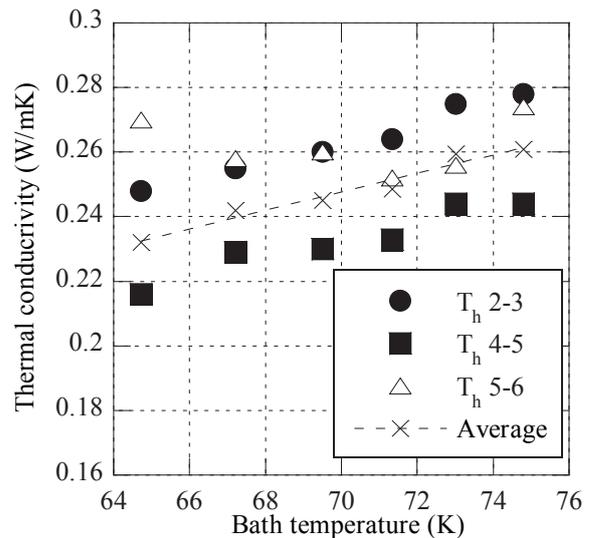


Fig. 2. Measured thermal conductivity of subcooled liquid nitrogen impregnated PPLPs.

4. 考察

佐藤ら[3]がダミーケーブルで測定した加圧窒素含浸 PPLP の熱伝導率は 0.1 - 0.3 W/mK、秋田ら[4]が実際のクライオケーブルで測定した PPLP の熱伝導率は 0.2 W/mK 以上と報告されている。我々の測定結果もそれらと整合している。

真空中で測定された PPLP の熱伝導率は 0.05 W/mK [5] であり、今回の測定値はその約 5 倍である。秋田らは窒素含浸 PPLP の熱伝導率が高い理由として、染みこんだ窒素の対流による熱伝達が、等価熱伝導率の向上に寄与している可能性を指摘している。

しかし、ポリプロピレンに挟まれたクラフト紙に染みこんでいる液体窒素が、自由に対流できると仮定してレイリー数を計算すると、臨界値よりはるかに小さい。つまり伝熱は熱伝導が支配的であることを示している。実際にはクラフト紙は繊維質であり、むしろ多孔質媒体と見なせるかもしれない。多孔質媒体中では流体の移動距離が短くなるため、わずかな対流でも熱伝達が良くなる可能性があり、これがサブクール窒素含浸 PPLP の高い熱伝導率の原因ではないかと考えられる。

参考文献

1. K. Agatsuma et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 85 (2011) p. 22
2. M. Furuse et al.: IEEE Trans. on Appl. Supercond. 21, 3 (2011) pp. 1021-1024
3. S. Sato et al.: Physica C 470 (2010) pp. 1572-1575
4. S. Akita et al.: CRIEPI Research Report (1987) T86081, in Japanese
5. Y. S. Choi et al.: Cryogenics 52 (2012) pp. 465-470

時分割方式光ファイバ温度センサ

TDM (Time Division Multiplexing) type optical fiber temperature sensor

山田 秀之, 水野 克俊, 小方 正文(鉄道総研)

YAMADA Hideyuki, MIZUNO Katsutoshi, OGATA Masafumi (RTRI)

E-mail: yamada.hideyuki.23@rtri.or.jp

1. はじめに

超電導磁石の内部温度を光ファイバ温度センサにより測定する技術の開発を行っている。光ファイバ温度センサは1本のセンサで分布的に測定ができ、熱侵入が少なく電気絶縁性が高いなど、極低温機器内部の温度測定を行うのに適しているセンサである。これまでの結果から、光ファイバ温度センサは極低温においても安定的に感度良く温度測定できる可能性があることがわかった。今回は、1本のFBG方式光ファイバ温度センサで多点を測定する場合、これまで検討していた波長分割方式WDM(Wavelength Division Multiplexing)より、時分割方式TDM(Time Division Multiplexing)の方が、温度測定結果が重なっても確実にどの部分の温度を測定しているかわかり、信頼性が向上することがわかったので報告する。

2. 時分割方式

これまで我々が検討しているFBG(Fiber Bragg Grating)方式の光ファイバ温度センサは、波長分割方式WDMと時分割方式TDMの2種類があり、当初よりWDM方式を検討してきた。WDM方式は、温度センサ部であるFBG部毎に反射光の波長が異なっていることで位置を特定することができる。しかし、1本の光ファイバで、例えば20点以上の多点の温度測定を行う場合、測定可能な波長範囲は決まっているため、FBG部毎の波長の刻み幅が小さくなり、1本の光ファイバの中で温度分布の勾配が大きくなると、異なるFBG部で同じ波長の反射光が戻ってくる可能性があり、位置の特定が困難になる。

それに対して、TDM方式は、FBG部からの反射光の戻ってくる時間で位置を特定しているため、1本の光ファイバで多点の温度測定を行う場合でも、FBG部の反射光の波長をずらす必要はなく、異なるFBG部の波長が重なっても位置の特定が困難になることはない。また、そのために1本の光ファイバにWDM方式より多数のFBG部を設けることが可能で、同一の波長で良いため、システム設計が単純となり、FBG部の製造とシステム設計に関わる費用を低減することができる。しかし、反射光の戻ってくる時間差で位置を特定するためにFBG間距離をある程度長くする必要はある。

3. 試験方法・結果

Fig.1 に試験装置の概要図を示す。アルミ板に光ファイバ温度センサ、熱電対をテープで貼り付けて、液体窒素を用いて冷却させる試験を実施した。

Fig.2 にまず、WDM方式で測定した結果を示す。グラフは光ファイバ温度センサ出力である波長変化量と熱電対による温度の時間変化を示している。なお、No.1が室温側、No.3が液体窒素側、No.2がその中間点である。

Fig.3 にTDM方式で同様に測定した結果を示す。この結果より、WDM方式はTDM方式と比較すると波形が歪んでおり、No.2とNo.3の結果は出力された波長が重なってしまったためにTDM方式とは全く異なる値になってしまった。それに対して、TDM方式は3点とも比較的滑らかで問題のない出力が得られた。なお、No.2とNo.3の波長変化量が、温度が異なるのにほぼ同じ値であるのは、各FBG部で温度に対する波長変化量の特性が異なるためと考える。

4. 考察・まとめ

光ファイバ温度センサの極低温での適用のために、FBG方式タイプについて、これまでのWDM方式と異なるTDM方式を検討した結果、前述の成果が得られた。

TDM方式はFBG間距離を長くする必要はあるが、FBG部の反射光の波長をずらす必要はなく、異なるFBG部の波長が重なって位置の特定が困難になる、ということがないため、WDM方式より信頼性が向上することがわかった。

なお、TDM方式の測定は、飛鳥建設の測定装置を使用して実施した。

今後、極低温での感度向上に効果のある亜鉛めっきとTDM方式を組み合わせて、温度測定を実施する。

本研究の一部は国土交通省の補助金を受けて実施した。

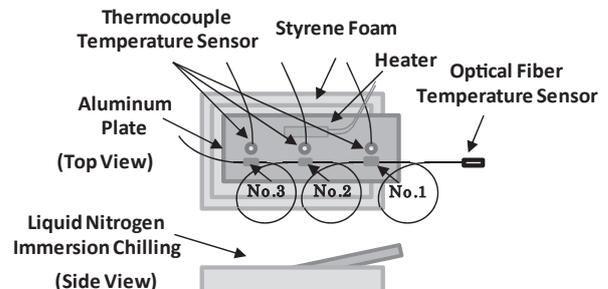


Fig.1 Schematic Illustration of Experimental Equipment

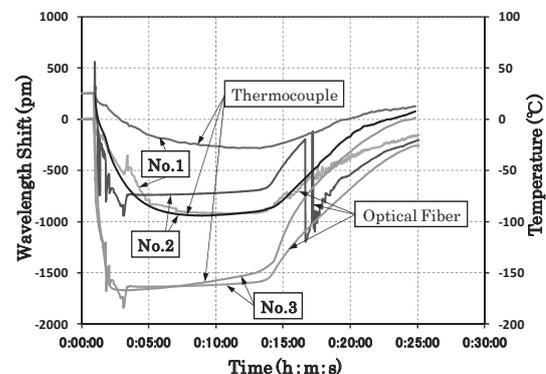


Fig.2 Result, Time Variations of Wavelength Shift and Temperature (WDM Type)

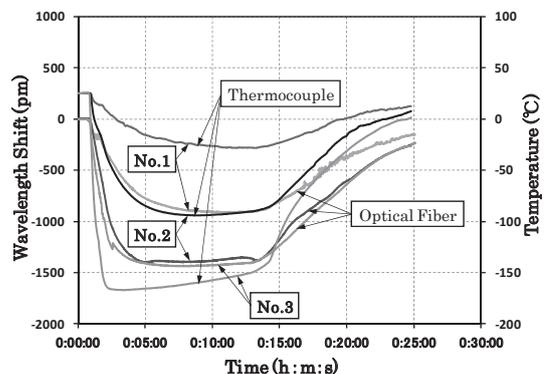


Fig.3 Result, Time Variations of Wavelength Shift and Temperature (TDM Type)

200m 級超伝導直流送電実験装置における冷媒循環試験

The cooling and circulation test in 200 m-class superconducting DC power transmission test facility

渡邊 裕文, イワノフ ユーリ, 浜辺 誠, 築本 知子, 河原 敏夫, 山口 作太郎 (中部大)
 WATANABE Hirofumi, IVANOV Yury, HAMABE Makoto, CHIKUMOTO Noriko,
 KAWAHARA Toshio, YAMAGUCHI Satarou (Chubu Univ.)
 E-mail: h_watanabe@isc.chubu.ac.jp

1. はじめに

電気抵抗ゼロの超伝導を利用した超伝導直流送電は長距離をエネルギーロス少なく送電する最も有効な方法の一つである。再生可能エネルギーを利用した発電の適地は消費地より遠く離れている場合が多いため、超伝導直流送電はその効率的な送電の基盤となる。中部大学では超伝導直流送電の実用化を目指して、ケーブル長 200m 級の超伝導直流送電実験装置(CASER-2)を建設し、平成 22 年から 5 回の冷却試験を行い、その中で冷媒循環試験を行ってきた[1]。長距離の超伝導送電を実現するためには冷媒循環が重要な技術項目である。循環距離を伸ばした際に冷媒の温度上昇をある範囲に押さえるためには流量を増加させる必要があるが、循環流量が大きければ大きいほど冷媒と管との間の抵抗による圧力損失が大きくなる。従って、冷媒の温度上昇とその循環による圧力損失はトレードオフの関係にあり、循環流量に対する圧力損失の評価は超伝導送電システムの設計には欠かせない。第5回までの冷却試験では冷媒流量 3-16l/min で冷媒循環試験を行ってきたが、10 倍程度長い送電距離を想定すると 40l/min 程度の流量が必要であると考えられる。従って、この流量領域において冷媒循環試験を行い、冷媒の温度変化、圧力損失のデータを得る必要がある。

2. CASER-2 の冷凍機・循環システム

図1に CASER-2 の冷凍機循環システム[2]の写真を示す。システムは冷凍機、ポンプ、リザーバータンク、流量計、それらを接続する配管と温度計、圧力計などの計測機器から構成される。CASER-2 では 77K において 1kW の冷凍能力を持つアイシン精機製のスターリング冷凍機を使用している。循環のためにポンプを一台持ち、それにより第 5 回までの冷却試験では 3-16l/min の流量で冷媒を循環させている。リザーバータンクは上下二段式であり、それぞれ 200l の液体窒素を保持できる。循環流量を測定するための流量計はコリオリ式の流量計を用いている。

3. 冷媒循環試験

図 2 に第5回冷却試験において CASER-2 で測定した冷媒循環試験の結果を示す。dP は断熱配管入口出口間での圧力損失、TP71-TP11, TP72-TP12 は液体窒素の温度変化である。同時に、循環流量も示した。データには細かい振動が見られるが、これは一日の気温の変化による変動である。循環流量増加とともに圧力損失は増加する一方、温度変化は小さくなっている。我々のシステムでは 200m を 10l/min で循環させると約 1kPa の圧力損失と約 1K の温度上昇が生じる。

さらに長距離化した場合の圧力損失と温度変化のデータを得るために CASER-2 を用いて循環流量を増やした実験を行う予定である。現在まで 3-16l/min 程度の流量が得られていたが、ポンプの吸い込み側を加圧気味に循環させることにより、冷凍機システムの単体試験において 36l/min の流量が得られた。この結果を元に、二段式リザーバータンクの配管変更によりポンプの吸い込み側に圧力がかかりやすくと共に、ポンプのインペラーの取り替えを行うことにより、大流量で

の実験が可能なシステムに変更する。発表では第5回冷却試験における冷媒循環試験、冷凍機システム単体試験の結果と共に来春予定されている第6回冷却試験での冷媒循環試験の計画について発表する。



Fig.1 Cryocooler and pump system of CASER-2.

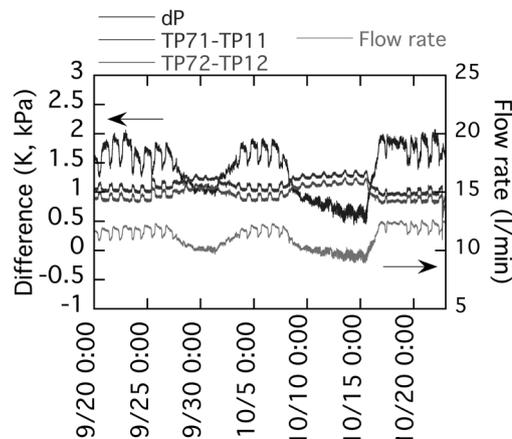


Fig.2 Pressure loss and temperature rise in the circulation test of the 5th cooling test.

参考文献

1. M. Hamabe, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 87 (2013) p.60
2. H. Watanabe, et al.: Physics Procedia, Vol. 36 (2012) p.1366

コルゲート管と直管を用いた時の冷媒循環の比較

Comparison of coolant circulation when using the straight pipe and corrugated pipe for a long DC HTS power transmission

イワノフ・ユーリ、渡邊 裕文、浜辺 誠、河原 敏男、孫 建、山口 作太郎 (中部大)、
SYTNIKOV Victor (ロシア統一エネルギーシステム)

IVANOV Yury, WATANABE Hirofumi, HAMABE Makoto, KAWAHARA Toshio, SUN Jian, YAMAGUCHI Satarou (Chubu Univ.),
SYTNIKOV Victor (FGC UES)
E-mail: ivanov@isc.chubu.ac.jp

1. Introduction

Efficiency of power production, transmission, and distribution, improvement of energy quality become priorities in the field of electric power industry in the 21st century. Entirely advanced technologies including superconducting one should be used to meet the growing needs of the people. In particular, HTS power cables allow increasing the level of transmitted energy to several GW at voltage of 66–110 kV. High performance cooling subsystem is an essential element of the entire HTS cable system. Conventional easy-to-use corrugated cryostats or straight cryostats in order to facilitate the circulation of the liquid nitrogen can be used. The pros and cons of both approaches are discussed in the report.

2. DC HTS cable line length limitations

The maximum theoretical length of the DC HTS line can be determined in terms of power losses. We can assume for estimations that the energy loss in the line depends on the following factors: energy losses in the converters; heat leakage through the current leads; heat leakage through the cryostat; heating due to hydraulic friction in the cryostat. The first two quantities are independent of the cable length. The heat leakage through the optimized current leads in the case of long line will be comparatively small, which makes it possible to ignore this value. Losses of energy in the converting equipment may be assumed to be 2% of the transmitting power. Heat leakage through the thermal insulation of the modern cryostats is at the level of 1.0–1.5 W/m, and the frictional heating is estimated to be 0.1 W/m. The sum of the last two values should be multiplied by the refrigerating factor, which is equal to 12–18 at the given temperature range. Therefore, the power loss in the range of 13–29 W/m should be considered. We assume an average value of 20 W/m. For a more efficient energy transfer let us limit the total loss at the level of 3%. In this situation the loss in the cable line should not exceed 1%, and then the total amount of specific losses is about 30 W/m.

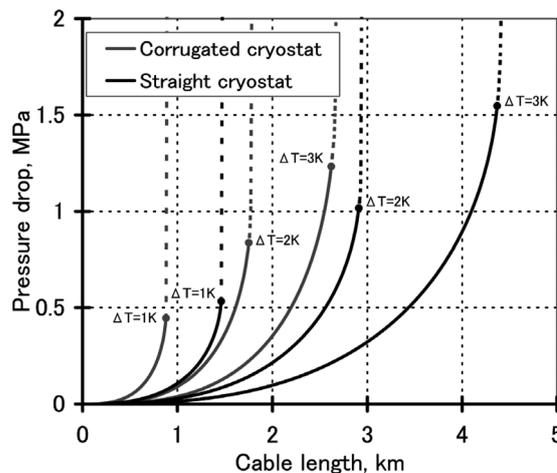
Transmitting capacitance, MW	100	300	1000	3000
Maximum length, km	50	150	500	1500

Let us now consider the limitation on the length of the line originates from the cooling system. Typically, liquid nitrogen (LN₂) pumping in the space between the cable jacket and the inner surface of the cryostat is used to cool HTS cable. It should make maximum use of the working temperature range of LN₂. Because temperature range is limited from below by the freezing point and from above by the boiling temperature and the critical temperature of HTS used, the temperature difference between the inlet and the outlet, ΔT , in practice is equal to approximately 10–15 K. In this case it is easy to show

that under the condition of $\Delta T = const$ the dependence of the pressure drop Δp on the length L is close to a cubic, and on the specific heat load q is close to a quadratic:

$$\Delta p \propto L^{n+1} q^n, \text{ where } n = 1.75-2$$

The same relationship holds also for corrugated cryostats. In principle, there is no limitation on the transmission range originated from the cryogenic system, but long line will have to include a large number of intermediate pumping/cooling stations. This can raise the cost to an unacceptable level. To define the maximum length that can be achieved between two intermediate pumping/cooling stations we can take as a basis the geometry of the real project to be embodied in Russia. The cryogen flow rate increases with the cable length under the fixed temperature difference. It will cause additional frictional heating, which should be compensated by additional amount of the circulating cryogen. A kind of positive feedback forms and at certain length the abrupt unlimited growth of Δp will be observed.



Behavior of Δp as a function of cryostat length in case of $\Delta T = const$, namely 1, 2, and 3 K. Straight cryostat I.D. is 60 mm, corrugated one is 60/66 mm. Cable O.D. is 40 mm in both cases. Heat leakage through thermal insulation is 1.2 W/m.

3. Conclusion

Several kilometers' distance DC HTS power transfer can be embodied using conventional corrugated cryostat. However, it is necessary to apply straight cryostat in order to achieve best hydraulics of the long transmission system. Increasing diameter of the cryostat bring to nothing all advantages basically because of problems with transportation.

References

1. V. E. Sytnikov, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 23 (2013) p. 5401904
2. Y. Ivanov, et al.: Phys. Procedia, Vol. 36 (2012) p. 1372

GM冷凍機を用いた真空多層断熱材の断熱性能試験装置

Test apparatus utilizing GM refrigerator to measure the thermal insulation performance of multilayer insulation

大森 隆夫、児玉 薫(帝京大); 都丸 隆行、木村 誠宏(高エネ研)

OHMORI Takao, KODAMA Kaoru (Teikyo U.); TOMARU Takayuki, KIMURA Nobuhiro (KEK)

E-mail: Ohmori@koala.mse.teikyo-u.ac.jp

1. はじめに

GM 冷凍機を用いて真空多層断熱材 (MLI) の断熱性能測定装置 (カロリメータ) を試作した。この装置では MLI の境界温度を冷凍機で設定するので、従来のカロリメータのように液体窒素や液体ヘリウムを使用する必要は無い。しかし、MLI を通して低温側へ流入する熱流量を求めるために SUS304 製熱抵抗部の温度降下から熱流量を測定する熱流計が必要である。

2. 試験装置の概要

図1にカロリメータの構造を示す。MLI サンプルは垂直に保持した無酸素銅製円筒 (測定ドラム) に巻きつけて測定する。このドラムは熱流計を挟んで冷凍機の冷凍ヘッドに接続されている。冷凍機の2つの冷凍ヘッド、すなわち 1st stage、2nd stage のそれぞれに高温用と低温用の測定ドラムを取り付け、MLI の断熱性能を温度 70K レベルと 4K レベルで同時に測定することができる。1st stage に取り付けた 70K レベル熱流計 (図2) の熱抵抗部は厚さ 0.4mm の SUS304 製同軸円筒を使用した折り返し構造をなし、その低温側フランジは冷凍機の 1st stage に、高温側フランジはドラムに接続される。熱抵抗部の高温側と低温側の温度は Lake Shore 社製ダイオード温度計 (DT-670-CU) で測定した。4K レベル熱流計は SUS304 製パイプを利用したもので、その両端温度は Lake Shore 社製ゲルマニウム抵抗温度計 (GR-1400-AA) で測定した。

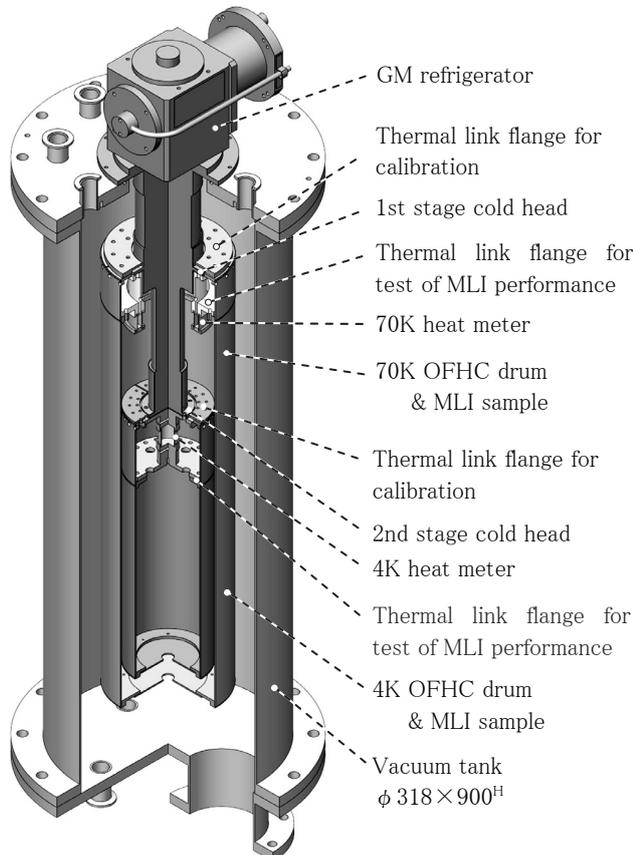


Figure 1 Test apparatus utilizing GM refrigerator to measure the thermal insulation performance of MLI

熱流計の較正時には、2つのドラムは熱流計の高温側フランジから切り離し直接冷凍機の冷凍ヘッドに接続する。このとき測定ドラムは熱流計を囲む断熱シールドの役割をはたす。また、熱流計の高温側をマンガニン線で作したヒータで加熱し MLI を通してドラムに流入する熱流を模擬する。本装置に用いた GM 冷凍機は住友重機械製 RDK-415D である。

3. 熱流計の較正試験結果と考察

熱流計のキャリブレーションヒーターの投入電力 \dot{Q} を変え、熱流計の低温側温度と高温側温度の変化を調べた。図3は 70K 熱流計の較正結果を示す。 \dot{Q} を 0 から 1.6[W] の範囲で変化させたが低温側温度は 20.4~21.5[K] の範囲にあり変化が小さかった。これは冷凍機の冷凍能力に比べて \dot{Q} の値が非常に小さいためである。一方、高温側温度は図3のように 20.4~103.9[K] まで単調に増加した。また、熱流計の熱抵抗部の熱伝導を数値解析し、実験結果と比較した。解析に用いた SUS304 の熱伝導率は Y.S.Touloukian のデータ¹⁾を用いた。図3に示すように 70K 熱流計の高温側温度の解析結果は実験結果と非常によく合う。4K 熱流計の較正試験では、キャリブレーションヒーターの投入電力 \dot{Q} は 0 から 0.019[W] の範囲で変化させたが、熱抵抗部両端の温度変化、および数値解析結果ともに 70K 熱流計と同様な結果になった。

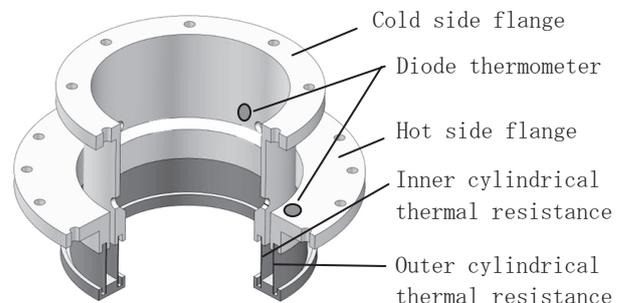


Figure 2 Schematic diagram of 70K heat meter

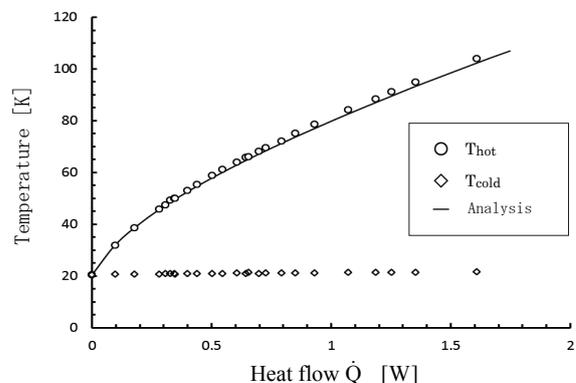


Figure 3 Calibration test results of 70K heat meter

参考文献

- 1) Y.S.Touloukian et. al., 'Thermo physical properties of matter, Vol. 1, Thermal conductivity, Metallic elements and alloys', IFI/Plenum, 1970, p1174

飲料保冷用真空ボトルの液体窒素蒸発量の計測

Measurement of liquid nitrogen evaporation amount of drinking cold vacuum bottles

佐保 典英, 小野 瑞絵 (クライオイン)
SAHO Norihide, ONO Mizue (LLC CRYOIGN)
E-mail: norihide_saho@ybb.ne.jp

1. はじめに

液体窒素温度で超電導となる高温超電導体を応用した装置や細胞等を保存する保冷機器[1]の構成には、真空断熱機能を有した真空容器および排気用の真空ポンプが必要となる。超電導装置や保冷機器の普及拡大のためにはコスト低減、メンテナンスフリーが重要なファクターであり、真空封じ切りで低コストの真空容器の提供が切望されている。大量生産された市販の飲料保冷用真空ボトルは、低価格で、かつ真空排気フリーであり、本ボトルを適用できれば上記要望を満たすことができる[2]。

本報告では、市販の数種類の飲料保冷用小型真空ボトルを供試し、液体窒素の蒸発量を計測して熱侵入量を求め、断熱性能を比較検討する。

2. 蒸発量計測方法

蒸発量の計測は、真空ボトルに大気圧下の液体窒素を充填したのち、上部に発泡ポリウレタン製の蓋を設置して行った。図1に示すように、低温の蒸発ガスが排出される真空ボトルの開口部周りに、大気中の水分が結露して計測重量が増加することを防止するため、ビニール袋で覆い真空ボトル周りをガスシールドした。液体窒素の蒸発による重量の低減分 ΔM (g/h) を最小目盛 0.001 g の精密電子天秤で計測し、この値から時間平均の熱侵入量 Q (W) を算出した。

3. 飲料保冷用小型真空容器の選定および計測結果

市販の飲料保冷用小型真空ボトルとして、X社、Y社とZ社の市販品A, B, CおよびDの4種類を選定し供試した。表1に供試したボトルの仕様を示す。

Table 1 Specifications of selected vacuum bottles

Manufacture		X	Y		Z
Bottle No.		A	B	C	D
Aperture diameter Da	mm	44.0	42.0	78.0	41.4
Bottle outer diameter	mm	56.3	58	88.1	59
Depth D	mm	115.5	146.2	84.1	163.5
Aspect ratio Rd (Da/D)	-	0.38	0.29	0.93	0.25
Height	mm	128.6	154.5	93.4	181.2
Capacity Ca	L	0.20	0.30	0.27	0.30
Weight	g	97	102	155	181

図2にボトルNo. Aの液体窒素の残量比 R (= LN_2 残量/容量 Ca) と熱侵入量 Q (W) の関係を示す。熱侵入量 Q は液面位置が底面よりに近づくほど低下し、 $R = 0.18$ で 0.68 Wで、ほぼ満タン時 $R = 0.96$ での $Q = 1.42$ Wの約48%に低減した。表2に R が $0.16 \sim 0.19$ の範囲における、ボトルNo. A, B, C, Dの ΔM 値と Q 値を示す。最も断熱性能が優れたボトルは、アスペクト比 Rd が小さい細身のボトルNo. Bで、熱侵入量 Q は 0.35 Wであった。ボトルNo. Bと形状仕様が類似しているNo. Dの断熱性能の差は、容器板厚に係る重量とメーカーの違いで生じたと考えられる。なお、計測期間中の室温は $20.3 \sim 25.8$ °Cの範囲、気圧は $1000 \sim 1024$ hPaの範囲であった。

77.4 Kで約 1 Wの冷凍性能が担保された超小型ヘリウム冷凍機は市販されており、この冷凍機を断熱装着し、

被冷却体を 77.4 K以下に冷却する真空断熱容器として、ボトルNo. A, BおよびDが提供可能であると評価できる。

4. まとめ

市販の飲料保冷用真空ボトルの熱侵入量を液体窒素の重量低減値から求め、これらの真空ボトルが、超小型冷凍機で冷却される高温超電導体センサー、バルク体や凍結細胞等を、 77.4 K以下に冷凍保持する十分な断熱性能を有する真空断熱容器として適用できる見通しを得た。

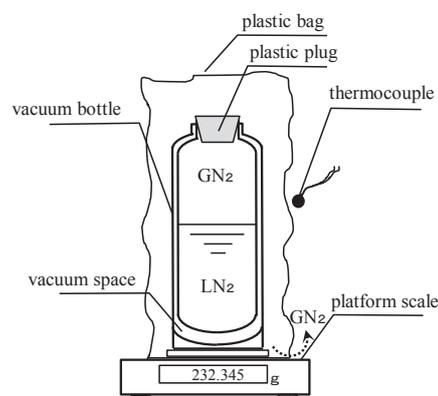
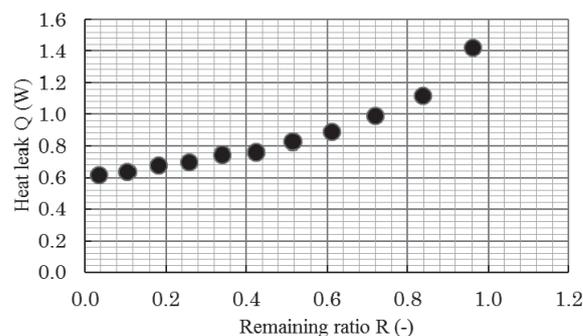


Fig. 1 Illustration of measuring device of liquid nitrogen evaporation amount in a drinking cold vacuum bottle

Fig. 2 Characteristics of heat leak Q and LN_2 remaining amount ratio R of the bottle ATable 2 Measurement results of liquid nitrogen evaporation amount ΔM and heat leak Q

Bottle No.		A	B	C	D
Remaining ratio R	-	0.18	0.19	0.17	0.16
Evaporation amount ΔM	g/h	9.89	5.08	23.27	10.76
Heat leak Q	W	0.68	0.35	1.6	0.74

参考文献

- N. Saho et al : Japanese Patent Publication No. 2009-174804 (2009)
- N. Saho et al : Japanese Patent Application No. 2013-147131 (2013)

高い磁場中特性を有する IBAD/PLD 法を用いた 100m 級 BHO 添加 EuBCO 線材の開発

Development of a 100m long EuBCO+BHO coated conductor with high in-field property by IBAD/PLD method

吉田 朋, 衣斐 颯, 高橋 貴彦, 吉積 正晃, 和泉 輝郎, 塩原 融 (ISTEC-SRL)
YOSHIDA Tomo, IBI Akira, TAKAHASHI Takahiko, YOSHIKUMI Masateru, IZUMI Teruo,
SHIOHARA Yuh (ISTEC-SRL)
E-mail: tomo.yoshida@istec.or.jp

1. はじめに

RE₁Ba₂Cu₃O_{7-δ} (REBCO, RE=Rare Earth) 線材は、磁場中で使用される様々な機器への応用が期待されている。これらの機器の実現には、超電導層内に BaZrO₃ 等の人工ピン止め点を導入することにより、線材の臨界電流(I_c)および臨界電流密度(J_c)の向上が求められている。これまでわれわれは、GdBCO 線材への BaHfO₃(BHO)添加が厚膜線材における磁場中特性の向上に効果的であることを見出し、長尺線材でもその有効性を確認した。しかしながら、さらなる高特性を目指して厚膜化を試みたところ、3 μ m 厚以上では I_c の向上は困難であった。本研究では、さらなる高特性化を志向して RE 種の Eu への変更を行い、厚膜化への影響を調査した。

2. 実験方法

本研究において BHO 添加 REBCO(RE=Eu, Gd)線材はエキシマレーザー(LAMBDA PHYSIK 社製 LPX200i, レーザー源: KrF, $\lambda=248$ nm)を用いた IBAD/PLD 法により成膜した。基板には、Hasteloy™/GZO/Y₂O₃/MgO/LMO/CeO₂ 構造を用いた。同基板の最上層である CeO₂ の(200)面における $\Delta\phi$ は約 2° のものを用い、ターゲットには 3.5mol% の BHO を添加した REBCO 焼結体を選択した。成膜条件は、レーザー周波数を 150Hz、酸素圧力を 80Pa とし、基板表面温度が約 860°C に、成膜速度が約 3nm/s になるように基板を移動させて成膜した。超電導層の膜厚は ICP により評価した。また I_c は四端子法により測定し、測定した I - V 曲線から 1 μ V/cm 電界基準を用いて求めた。さらに長尺の I_c 分布はホール素子法により評価した。

3. 実験結果および考察

Fig.1 に GdBCO+BHO および EuBCO+BHO における磁場中 $I_{c, min}@77K, 3T$ の膜厚依存性を示す。GdBCO+BHO では膜厚 3 μ m で $I_{c, min}$ が頭打ちになっているのに対し、EuBCO+BHO では 3 μ m 厚以上でも I_c 向上が見られ、膜厚 3.6 μ m で 141A/cm-w@77K, 3T の $I_{c, min}$ を得ることに成功した。Fig.2 にそれぞれの RE 種で最も高い $I_{c, min}$ を示した、膜厚 3.6 μ m の EuBCO+BHO および膜厚 2.9 μ m の GdBCO+BHO の I_c - θ @77K, 3T の結果を示す。両者はほぼ同様の形状を取っており、ピンニング特性には大きな違いが見られなかった。厚膜時の特性差を調べるため、マトリックスである REBCO の結晶性に着目し、XRD により a 軸配向粒の比率(a 軸率)を調べたところ、Fig.3 に示すとおり EuBCO+BHO では厚膜時にも a 軸率が抑制されており、c 軸配向率が高いことが明らかになった。Fig.4 に EuBCO+BHO 長尺のホール素子法による評価の結果を示す。少なくとも全長にわたって均一な線材が得られていることがわかった。本線材の超電導特性として、717A/cm-w@77K, s.f. の $I_{c, avg}$ および 113A/cm-w@77K, 3T の $I_{c, min}$ を得ることに成功した。また、長手方向の標準偏差は 5.9%であった。以上の結果より、EuBCO+BHO 線材

は工学的観点から見て長尺ピン入り線材の製造にあたってより適していると言える。

謝辞

本研究は、新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) からの委託を受けて実施されたものである。

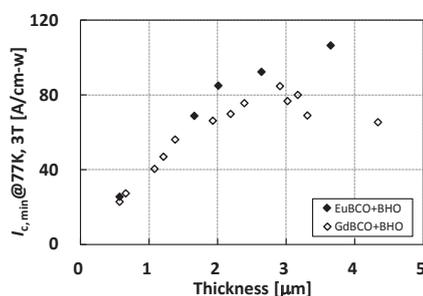


Fig.1 Thickness dependence of $I_{c, min}$ at 77 K, 3 T

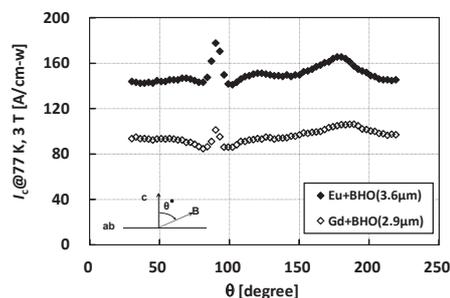


Fig.2 I_c - θ measurement at 77 K, 3 T

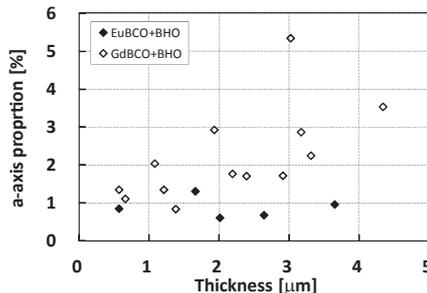


Fig.3 Thickness dependence of a-axis proportion

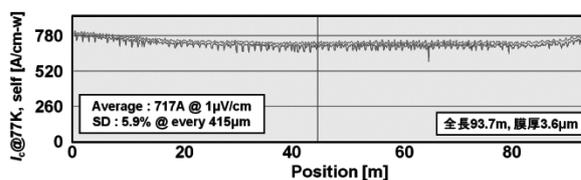


Fig.4 Longitudinal distributions of I_c at 77K, s.f. for 93.7m long and 3.6 μ m thick EuBCO + BHO CCs

(LaAlO₃)₆(Sr₂AlTaO₆)₇ 単結晶基板上における BaHfO₃ 人工ピンを添加した SmBa₂Cu₃O_y 薄膜の超伝導特性

Superconducting properties of BaHfO₃ doped SmBa₂Cu₃O_y epitaxial films on (LaAlO₃)₆(Sr₂AlTaO₆)₇ single crystalline substrates

渡邊 俊哉, 三浦 峻, 一野 祐亮, 吉田 隆(名大)

WATANABE Shunya, MIURA SHUN, ICHINO Yusuke, YOSHIDA Yutaka (Nagoya Univ.)

E-mail: watanabe-syunya13@ees.nagoya-u.ac.jp

1. はじめに

SmBa₂Cu₃O_y (SmBCO) 超伝導薄膜の磁場中超伝導特性の向上手段として基板の選択や BaMO₃ (BMO: M=Zr, Sn, Hf) ナノロッドの導入などがある。BaHfO₃ (BHO) は、厚膜時の臨界電流密度(J_c)の低下が少なく、低温において強いピンニング力を持つことが報告されている [1]。REBa₂Cu₃O_y (REBCO) 薄膜の J_c は、REBCO の結晶配向性に依存するため、ミスフィットや基板の構造相転移などの影響を大きく受ける。そこで本研究では、高い配向性かつ磁場中で優れた超伝導特性を持つ SmBCO 薄膜の作製を行うために、基板には成膜後の降温時に構造相転移が発生しない (LaAlO₃)₆(Sr₂AlTaO₆)₇ (LSAT) (100) 単結晶を使用し、広い温度範囲でエピタキシャル薄膜の作製が可能な低温成膜法 (LTG 法) を用いた。さらに、BHO 人工ピンの導入とその添加量の制御を行い、磁場中超伝導特性についての評価を行った。

2. 成膜条件と評価方法

KrF エキシマレーザー (波長 248 nm) を用いた PLD 法によって、LSAT (100) 単結晶基板上に BHO-SmBCO 薄膜を作製した。BHO-SmBCO 薄膜の作製に用いた LTG 法は以下に述べる。LSAT 基板上に SmBCO 薄膜がエピタキシャル成長かつ c 軸配向する基板温度 T_s^{seed} (910 °C) で seed layer を作製し、その後 T_s^{seed} より低い基板温度 T_s^{upper} (860 °C) により upper layer の作製を行った。BHO 添加量は 0 ~ 7.4 vol.%, レーザーエネルギー密度は 1.7 J/cm², 繰り返し周波数は 10 Hz, 成膜酸素分圧は 400 mTorr とし、膜厚は 350~400 nm とした。作製した薄膜の表面形状は原子間顕微鏡 (AFM)、配向性は X 線回折法、磁場中の超伝導特性は直流四端子法を用いて評価した。また、ブロムメタノールエッチングした BHO-SmBCO 薄膜表面を AFM 観測することにより BHO ナノロッド数密度を見積もった。

3. 実験結果と考察

BHO 添加量を変化させ SmBCO 薄膜を作製し、超伝導特性を評価したところ、BHO 添加は SmBCO 薄膜の c 軸長と超伝導特性に大きく影響を与えることが分かった。Fig. 1 に BHO 添加量に対する超伝導転移温度 (T_c) と BHO-SmBCO 薄膜の c 軸長を示す。図より、BHO-SmBCO 薄膜に比べて pure-SmBCO 薄膜は T_c (93.2 K) が最も高く、BHO 添加量が 7.4 vol.% の BHO-SmBCO 薄膜の T_c (91.7 K) は他の薄膜に比べて 0.4 ~ 1.5 K 低下した。また、BHO-SmBCO 薄膜の c 軸長は BHO 添加量に比例して伸びた。BHO ナノロッドが形成されたことで、SmBCO 薄膜に歪が発生し、導電面 (CuO₂ 面) のキャリア密度が低くなり T_c が低くなったと考えられる。Fig. 2 に BHO 添加量に対する BHO ナノロッド数密度と 77 K における自己磁場中の臨界電流密度 (J_c^{self}) を示す。BHO ナノロッドの数密度は、BHO 添加量が 3.8 vol.% までは単調増加しているが、それ以上の添加量ではエラーバーの範囲内でほぼ一定の値を取った。この結果より、3.8 vol.% 以上では添加量の増加と共にナノロッドの直径が大きくなっていると考えられる。過飽和度が高いほど BHO の核生成頻度は高くなるため、添加量が

増加すると BHO ナノロッドはより高密度に形成される。しかし、ある一定値以上で過飽和度が高い場合、BHO 核の間隔が飛来した BHO 構成元素の表面拡散距離と同程度になる。これにより、新たに核が形成されるよりも核に取り込まれる BHO 分子の数が増え、ナノロッドが太くなると推察される。また、 J_c^{self} は BHO 添加量に対して上に凸の傾向にあり、BHO 添加量が 1.7 vol.% のとき極大値 (3.4 MA/cm²) を取った。磁場中 J_c 特性を評価した結果、 $B=1$ T (@ 77 K, $B \parallel c$) における pure-SmBCO 薄膜の J_c は、0.3 MA/cm² であったが、BHO 添加量が 0.8 vol.% のとき 1.0 MA/cm², 1.7 vol.% のとき 1.1 MA/cm², 2.3 vol.% のとき 0.69 MA/cm² と磁場中 J_c が向上することが確認された。

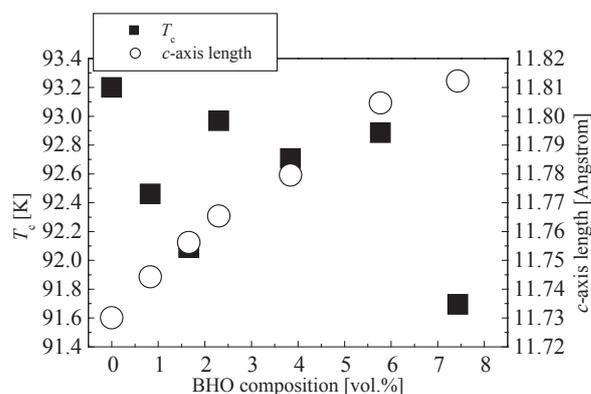


Fig. 1 BHO composition dependence of T_c and c -axis length for SmBCO films on LSAT

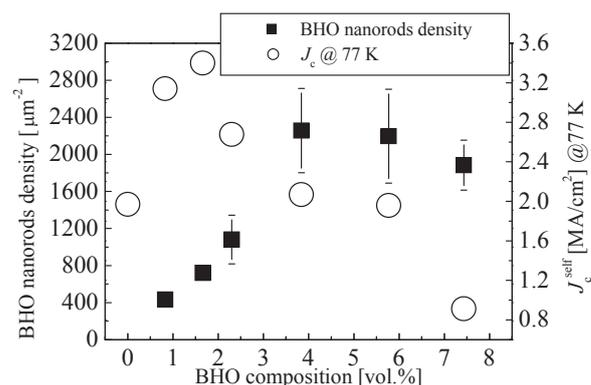


Fig. 2 BHO composition dependence of BHO nanorods density and J_c^{self} @ 77 K

謝辞

本研究の一部は、科学研究費補助金 (19676005, 20686065, 23226014 及び 25289358) からの助成を受けて実施したものである。

参考文献

- H. Tobita, et al.: Supercond. Sci. Technol, 25 (2012) 062002

表面修飾した IBAD-MgO 上に作製した BHOナノロッド添加 GdBa₂Cu₃O_y 薄膜の超伝導特性

Superconducting properties of GdBa₂Cu₃O_y films doped with BaHfO₃ nanorods deposited on decorated IBAD-MgO tapes

石川 一成, 吉田 隆, 一野 祐亮(名大); 吉積 正晃, 和泉 輝郎(SRL-ISTEC)

ISHIKAWA Kazunari, YOSHIDA Yutaka, ICHINO Yusuke (Nagoya Univ.); YOSHIZUMI Masateru, IZUMI Teruo (SRL-ISTEC)
E-mail: ishikawa-kazunari13@ees.nagoya-u.ac.jp

1. はじめに

Nd:YAG レーザーはハロゲンや希ガスなどを使用せず低コストで安全であり、PLD法によるREBCO薄膜の作製においてその利用が期待されている。このNd:YAG-PLD法により、従来用いられているエキシマレーザーで作製された試料と同程度の特性を持つ薄膜を得ることができた。そこでAPC密度制御による更なる磁場中 J_c の向上を目的として、基板表面をナノアイランドで修飾し、その後にナノロッドを導入することを試みた。基板にナノアイランドを修飾することでナノロッド成長の核が生まれ、ナノロッド密度を成膜条件に依らずに制御できる。本研究では、ナノアイランドとして BaHfO₃ (BHO)を修飾した基板に GdBCO 薄膜と BHO 添加 GdBCO 薄膜を作製し、それらの超伝導特性について評価、考察を行った。

2. 実験方法

BHO ナノアイランドは Nd:YAG-PLD 法において、BHO 焼結体ターゲットを用いて IBAD-MgO 基板上に形成させた。その後、Nd:YAG-PLD 法を用いて表面修飾された基板上に GdBCO 薄膜を作製した。BHO、GdBCO ともに成膜温度は 720°C で、酸素分圧はそれぞれ 30 Pa、60 Pa とした。また BHO 添加 GdBCO 薄膜はターゲット修飾法を用いて修飾基板上に作製した。BHO 添加量は 2.1 vol.% である。ナノアイランド密度は BHO に照射するレーザーパルス数を変化させることで制御した。修飾基板の表面は原子間力顕微鏡(AFM)を用いて観察し、GdBCO 薄膜の結晶性については X 線回折法(XRD)を、電気特性については四端子法を用いて測定した。

3. 実験結果と考察

Nd:YAG-PLD 法を用いて IBAD-MgO 基板上に GdBCO 薄膜を作製し、 $T_c = 92$ K、自己磁場 $J_c(77\text{ K}) = 4.6$ MA/cm² であることを確認した。

Fig. 1 に表面修飾を行った IBAD-MgO 基板の表面像を示す。BHO に照射したレーザーパルス数は(a)、(b)それぞれ 15 パルス、30 パルスである。BHO ナノアイランドの数密度はそれぞれ 272 /cm²、504 /cm² と、パルス数を増加させることで数密度を増加させることが確認された。一方、(a)、(b)ともにナノアイランドの高さは 2 nm、直径は 30~40 nm とパルス数に対する変化は見られなかった。

Fig. 2 にナノアイランド修飾基板に作製した pure-GdBCO と BHO 添加 GdBCO の J_c の磁場依存性を示す。BHO を 15 パルス照射した基板に pure-GdBCO を作製した試料を Sample A(15)、30 パルス照射した基板に BHO 添加 GdBCO を作製した試料を Sample B(30)とする。比較として pure-GdBCO 薄膜も示す。 T_c については Sample A(15)、Sample B(30)それぞれ 93.2 K、91.5 K を示した。Sample A(15)では、全磁場領域において大きな変化は見られなかったのに対し、Sample B(30)では全磁場領域で値が低下した。ナノアイランドによる超伝導特性への影響は報告されており[1, 2]、ナノアイランドとして導入された Y₂O₃ が欠陥を誘起し、それが c 軸相関ピンとして機能して磁場中 J_c が向上することが報告されている[1]。しかし本研究で作製した試料では、BHO ナノアイランドによるピンニングの影響は確認されなかった。Sample A の J_c - B の結果に

ついて推察すると、ナノアイランドに起因した欠陥が生じていないことが考えられる。格子欠陥は、REBCO とナノアイランドの格子ミスフィットにより REBCO の成長がナノアイランド上でずれて引き起こされると報告されている[1]。しかし本研究では、GdBCO と同じペロブスカイト構造を持つ BHO を用いたためナノアイランド上においても結晶成長が進み、欠陥が生じなかったと考えられる。さらに BHO ナノアイランド密度を制御した修飾基板上に BHO 添加 GdBCO 薄膜を作製しその超伝導特性について評価、考察しているので、当日詳細を報告する。

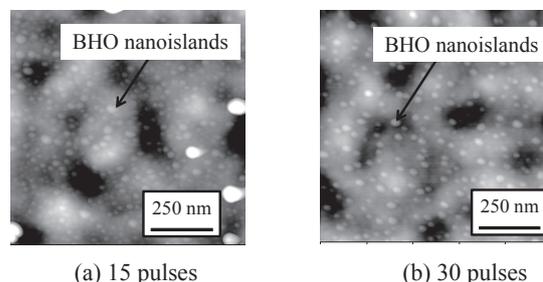


Fig.1 AFM images of IBAD-MgO substrates decorated with BHO nanoislands

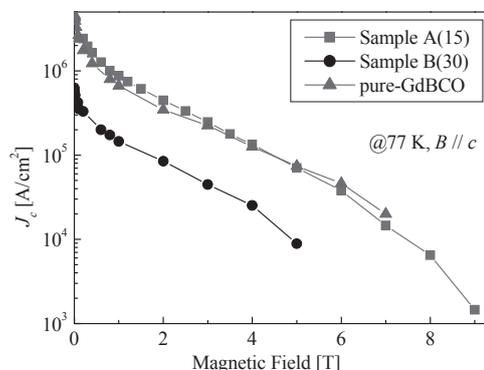


Fig.2 Magnetic fields dependences of J_c of the GdBCO films

4. まとめ

本研究では APC 密度制御を目的として、BHO ナノアイランドを修飾した基板上に GdBCO 薄膜、BHO 添加 GdBCO 薄膜を作製しその超伝導特性について評価、考察した。作製された薄膜の電気特性から、BHO ナノアイランドは GdBCO 薄膜に大きな影響を与えないと考えられる。

謝辞

本研究の一部は JSPS 科研費(19676005、23226014 及び 25289358)の助成、及び ISTEC を通じて新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)からの委託により実施したものである。

参考文献

1. K. Matsumoto, et al.: Jpn. J. Appl. Phys., Vol.44 (2005) p.L246
2. T. Haywood, et al.: Physica C, 468 (2008) p.2313

連続および不連続な柱状欠陥を導入した GdBCO コート線材の 磁束ピンニング特性

Flux pinning properties of GdBCO coated conductors with continuous and discontinuous columnar defects

上瀧 哲也, 浦口 雄世, 末吉 哲郎, 藤吉 孝則 (熊本大学)

KOTAKI Tetsuya, URAGUCHI Yusei, SUEYOSHI Tetsuro, FUJIYOSHI Takanori (Kumamoto Univ.)

E-mail: tetsuya@st.cs.kumamoto-u.ac.jp

1. はじめに

高温超伝導体の実用化に向けた線材開発において、磁場中での臨界電流密度 J_c のさらなる向上が重要となる。磁場中の J_c を向上させる方法の一つとして、人工ピンの導入がある。ナノロッドのような一次元ピンは、ピンに沿った方向の磁場に対して J_c を飛躍的に向上させることができるため、実用的な人工ピンとしてその導入が試みられている。ただし、磁場方向が一次元ピンの方向から傾くと急激にピン力が低下するため、広範囲の磁場方向に対しては有効なピンニングセンターとして作用しない。一方、ナノ粒子のような三次元ピンは等方的なピンニング効果が期待できるが、ピン力が小さく、一次元ピンと比較して高い J_c を得ることは望めない。

本研究では、重イオン照射における照射エネルギーを変化させることで、連続な柱状欠陥と不連続な柱状欠陥を GdBa₂Cu₃O_{7- δ} (GdBCO) コート線材に導入し、その磁束ピンニング特性について調べた。不連続な柱状欠陥は一次元ピンと三次元ピンの両方の特徴をもったピンニング効果が得られるのではということに着目して議論する。

2. 実験方法

照射試料には、フジクラ製の GdBCO コート線材 (5mm 幅, 超伝導層膜厚 2.2 μ m, $I_c = 280$ A) を用い、フォトリソグラフィにより長さ 1mm, 幅約 40 μ m のブリッジに加工した。重イオン照射における照射イオンは Xe イオンを用い、高エネルギー (270MeV) で照射することで連続的な柱状欠陥を、低エネルギー (80MeV) で照射することで不連続な柱状欠陥を導入した。各照射エネルギーにおける電子的阻止能 S_e はそれぞれ 3.0keV/ \AA と 2.1keV/ \AA である。また、照射方向は c 軸方向で、照射量は 1.94×10^{11} ions/cm² (マッチング磁場 $B_\phi = 4$ T) である。超伝導特性の測定には直流四端子法を用い、 J_c は電界基準 $E_c = 1 \mu\text{V/cm}$ となる電流密度で定義した。また、 J_c の磁場角度依存性では、電流と常に垂直となるように磁場を印加し、磁場と c 軸のなす角度を θ として測定を行った。

3. 結果および考察

今回測定した GdBCO コート線材の臨界温度 T_c は約 92.3K であった。これらの試料に 270 MeV と 80MeV で照射した後の T_c は、それぞれ 89.6K と 90.6K であった。高エネルギーで照射した場合、 S_e が大きいので、連続的で径の大きい欠陥が形成される^[1]。そのため、試料内における欠陥の体積が増え、より多くの超伝導組織を劣化させる。この超伝導組織の劣化が原因で、80MeV で照射した試料より、270MeV で照射した試料の方が T_c が低くなったと考えられる。

Fig1. に 84K における、 $B = 2$ T, 4T, 5T での J_c / J_{c0} の磁場角度依存性を示す。 J_{c0} は自己磁場における J_c の値である。各磁場における $\theta = 0^\circ$ 方向のピークを比較すると、270MeV で照射

した試料はマッチング磁場以上の高磁場でもピークを保っているのに対し、80MeV で照射した試料は磁場の増加に対するピークの減衰が大きく、 $B = 5$ T ではピークがほとんど存在していない。これは 80MeV で照射した試料の柱状欠陥が不連続であるため、 c 軸方向の相関が弱いためだと考えられる。

また、 $\theta = 90^\circ$ 方向のピークを比較すると、 $B = 4$ T において 270MeV で照射した試料のピークの半値幅が 17.6 $^\circ$ であるのに対し、80MeV で照射した試料の半値幅は 20.9 $^\circ$ と、幅の広いピークであることがわかった。これは T_c の差に加え、不連続な欠陥を導入したことによる、三次元ピンのような効果が現れたためではないかと考えられる。

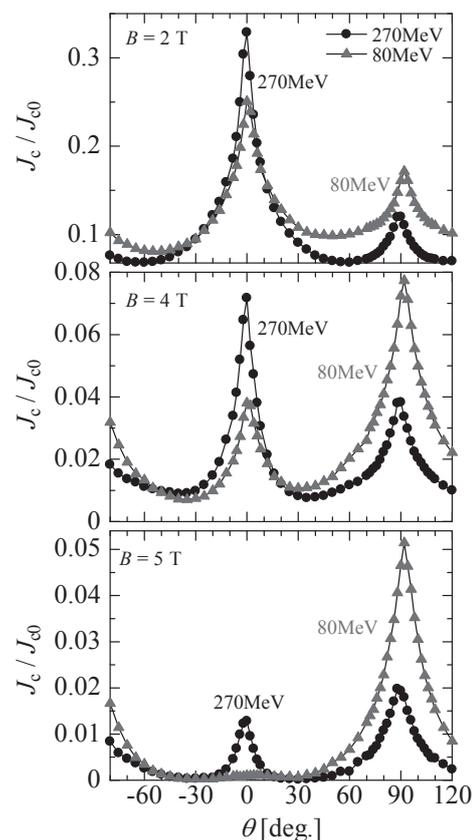


Fig1. Angular dependences of J_c at 84K for $B = 2$ T, 4T, 5T

謝辞

本研究は、日本原子力研究開発機構の施設供用制度にて実施したものである。

参考文献

- [1] N.M. Strickland, *et al.*: Physica C 469 (2009) 2060.

REBCO 超伝導線材における交流損失の温度スケーリングに関する検討(1)

Study on temperature scaling of ac losses in EuBCO superconducting tapes (1)

益田 佳一郎、川鍋 良平、福田 幸弘、岩熊 成卓(九州大学); 和泉 輝郎、塩原 融(SRL)

Masuda Keiichiro, Kawanabe Ryohei, Fukuda Yukihiro, Iwakuma Masataka, Funaki Kazuo (Kyushu Univ.)

Izumi Teruo, Shiohara Yuh (SRL)

1. はじめに

超伝導線材を電力機器に応用する際、様々な温度条件下においてその機器にかかる熱負荷の大部分を占める交流損失の把握は欠かせないものとなる。しかしながら、交流損失の温度特性の測定には多大な時間や設備、費用が必要となる。そのため、我々は超伝導線材の交流損失特性を実際に測定し、得られた結果から温度に関して規格化する、温度スケーリングという手法を用いることで、任意の温度における交流損失の推定が可能かどうかを検討している。今回、REBCO 超伝導線材を対象として実際に交流損失の測定を行い、線材の積層枚数が変化しても、その温度スケーリング則が適用可能か検討したので報告する。

2. 研究内容

まず鞍型ピックアップコイルを用いて、25~77K の温度下で、超伝導線材に外部磁界を印加した時の交流損失を測定した。表 1 に線材の諸元を示す。さらに、測定結果の磁化曲線から零磁場中の臨界電流値 I_{c0} を求め、各温度下での交流損失特性をその温度での $I_{c0}(T)$ を用いて規格化した。今回は、1, 3, 6 枚と線材の積層枚数を変えて測定を行なった。

3. 研究結果

積層枚数が 1, 3 枚の場合の交流損失特性の測定結果を図 1, 2 に示す。温度が低くなるにつれ臨界電流密度 J_c が上昇する。よって中心到達磁界 B_p (損失カーブの折れ曲がり点) および B_p 以上の磁界振幅に対する交流損失は温度低下とともに上昇している。図 3, 4 は、これらの測定結果に温度スケーリング則を適用したものである。いずれにおいても交流損失カーブは一本のマスターカーブに一致し規格化されていることがわかる。

4. おわりに

本研究結果から、積層枚数を変えた場合も交流損失

は温度でスケーリングされることが分かった。今後の課題として、短尺線材の交流損失特性からコイルの交流損失を見積もることができるか、その手法を検討していく。

表 1 超伝導線材諸元

Width	10mm
Stabilizer	Ag(4 μ m)
Superconductor	EuBCO+BHO(1.52 μ m)
Cap and buffer layers	CeO ₂ (0.62 μ m)
	LMO(8nm)
	MgO(5nm)
	Y ₂ O ₅ (14nm)
	Gd ₂ Zr ₂ O ₇ (0.8 μ m)
Substrate	Hastelloy(100 μ m)

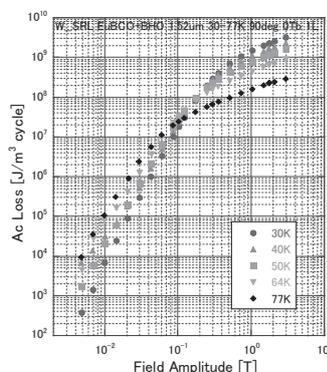


図 1 1 枚の交流損失

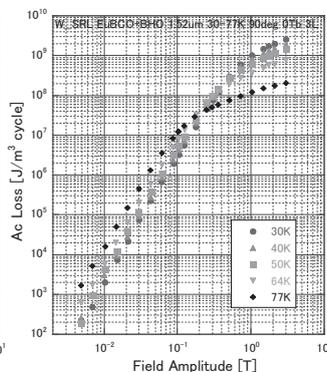


図 2 3 枚積層の交流損失

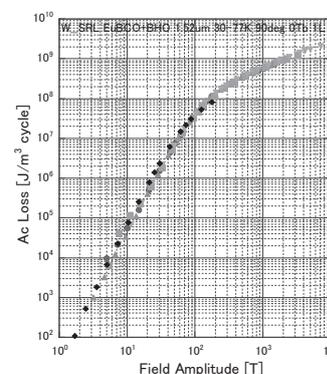


図 3 規格化した 1 枚の場合の交流損失

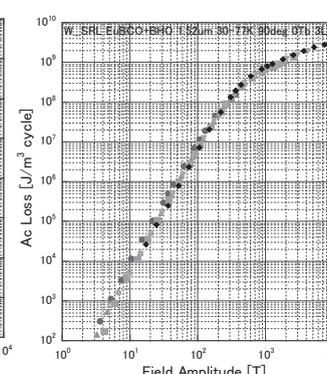


図 4 規格化した 3 枚積層した場合の交流損失

傾斜巻線部による高温超伝導コイルの 交流損失低減効果

Reduction Effect of AC Loss in HTS Coil by Applying Tilt-winding Sections

石井 寛明, 塚本 翔午, 中村 航, 松田 旺, 福井 聡, 小川 純, 佐藤 孝雄(新潟大学); 塚本 修巳(上智大学)

ISHII Hiroto, TSUKAMOTO Syogo, NAKAMURA Wataru, MATUDA Akira,

FUKUI Satoshi, OGAWA Jun, SATO Takao (Niigata University); TSUKAMOTO Osami (Sophia University)

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

1. はじめに

高温超伝導線材の製造技術が進歩し、長尺で高臨界電流の線材が安定して製造できるようになりつつある。このような背景から、回転機などの巻線への適用が実的に検討されるようになってきている。超伝導コイルを交流電力機器に応用する場合、交流損失が機器の特性に直結するため最大の問題となる。高温超伝導テープ線材のテープ面に垂直な交流磁界が印加されると、大きな交流損失が発生することが知られている。高温超伝導テープ線材を用いた巻線を製作すると、必然的にテープ面に垂直方向の磁界が加わり、巻線形状によっては交流損失が過大になり、電力機器の実現性そのものを阻害してしまう。しかし、巻線構造の工夫により、線材に印加される垂直磁界を低減できれば、コイルの低損失化が可能になると考えられる。Fig.1に示すように、高温超伝導コイルでは、コイル端部で線材に垂直な磁界が大きくなる。従って、端部のコイルのみ線材の巻き角度を工夫すれば、線材に加わる垂直磁界を低減できるので、交流損失を大幅に低減できる可能性がある。本研究では、高温超伝導コイル端部の巻線に巻軸軸に対して角度をつけて巻線し、垂直磁界を低減して低損失化を図る手法を提案する。コイル端部に傾斜巻線を施した小型の試験コイルと、同じターン数で傾斜巻線を適用しないコイルの2種類を作成し、交流損失をパワーメータ法で測定することで、交流損失の低減効果を検証する。

2. 実験方法

2-1 傾斜巻線部を有する高温超伝導コイル

Fig.2に住友電工(株)製の3種類の試験コイルの概略図を示す。Fig.2に示すように、4個のダブルパンケーキコイルを積層させ、それぞれ直列に接続した構造である。使用線材はDI-BSCCO Type-Hi線材である。傾斜巻線を施したパンケーキコイルのターン数は320×2ターン、通常巻は340×2ターンである。Coil BはCoil Aの両端部のダブルパンケーキコイルを傾斜巻線を施したパンケーキに置き換えたものである。傾斜巻線部では、線材面と巻線軸が45°になるように巻線されている。このような構造とすることにより、線材に加わる垂直磁界を低減し、低損失化を狙う。また、Coil CはCoil Bの傾斜巻線部を反転した構造になっている。

2-2 測定方法

試験コイルの両端電圧と通電電流からパワーメータによりコイル両端に流入する電力を測定する。通電電流の振幅と位相はパワーメータの内蔵シャントで検出される。試験コイルの両端には、コイル内部の接続抵抗による電圧降下が含まれるので、パワーメータにより測定される電力には、内部接続抵抗によるジュール損失が含まれる。よって、直流測定により接続抵抗を測定し、パワーメータにより測定した電力から接続抵抗によるジュール損失を差し引いて、コイルの交流損失を求める。

3. 実験結果及び考察

Coil A, Coil B, Coil Cの交流損失の比較をFig.3に示す。

このグラフの横軸に交流電流の波高値 I_m 、縦軸に1サイクルあたりの交流損失 Q_1 を示している。 Q_1 は、電流リードの抵抗やコイルの接続抵抗などによる損失分は取り除き、補正後の値で示している。Fig.3よりCoil BはCoil Aより交流損失が小さいことが分かる。また、Coil CはCoil Aより交流損失が増加している。本研究で得られた結果は、傾斜巻線の適用による高温超伝導コイルの交流損失低減効果を例証した結果と考えられるが、今後は、傾斜巻線の適用による交流損失の低減効果を理論的且つ定量的に評価し、詳細な検証を進める必要がある。なお本研究は、科学技術振興機構「戦略的イノベーション創出推進技術事業(S-イノベ)」のもとで実施している。

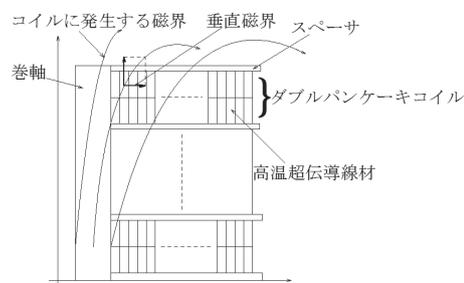


Fig.1 Schematic illustration of magnetic flux distribution in HTS coil

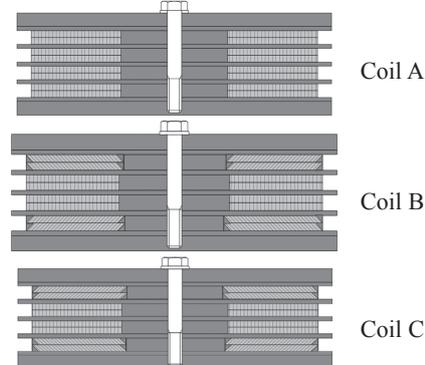


Fig.2 Schematic illustration of cross sections of test HTS coils

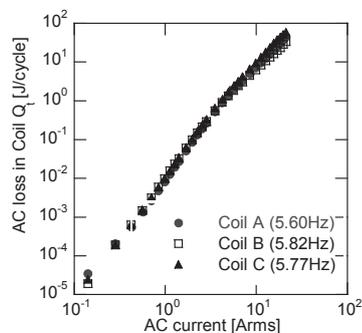


Fig.3 Measurement results of AC loss in test coils

参考文献

1. S. Fukui, M. Shibayama, J. Ogawa, T. Oka, T. Sato, T. Takao, O. Tsukamoto: IEEE Trans. on Applied Superconductivity, Vol.22, pp.4704904 (2012)

次世代超電導サイクロトロンの開発: 非円形 YBCO パンケーキコイルの試作

Development of Next Generation HTS cyclotron : Trial manufacture of Noncircular YBCO Pancake Coil

梅田 大貴, 有谷 友汰, 斎藤 隼, 狩野 開, 道辻 健太, 王 韜, 王 旭東,
石山 敦士(早稲田大学); 植田 浩史(大阪大学); 渡部 智則, 長屋 重夫(中部電力)

UMEDA Hirotaka, SAITO Jun, ARIYA Yuta, KARINO Hiraku, MICHITSUJI Kenta, WANG Tao, WANG Xudong,
ISHIYAMA Atsushi (Waseda Univ.); UEDA Hiroshi (Osaka Univ.); WATANABE Tomonori, NAGAYA Shigeo (Chuden)

E-mail: atsushi@waseda.jp

1. はじめに

我々は重粒子線がん治療のための次世代加速器として、小型・高効率・高性能の超電導サイクロトロンを開発を目指している。目的とする超電導サイクロトロンの概念図は、Fig.1 に示すように、等時性磁場発生用の円形スプリットコイルと、周方向に強弱をもつ磁場(AVF)を発生させるためのスパイラルセクターコイルを組み合わせたものである。また、それらを空芯コイルシステムで構成することにより、コンパクト性に優れ、大出力への拡張性も高い点が最大の特徴となっている[1]。Fig.1 に示すように、AVF スパイラルセクターコイルは4対の非円形スプリットコイルにより構成されている。本研究では、非円形のスパイラルセクターコイルの開発に向けて、先に行ったHIMACと同等の出力(400MeV/n, 30nA)の高温超電導サイクロトロンを試設計で得られたコイルの2分の1モデルの試作について報告する。

尚、本研究は科研費(基盤研究 A)「次世代重粒子線がん治療装置用超伝導加速器の基盤技術開発」において実施したものである。

2. コイルの試作および実験

本研究においては文献[1]で概念設計を行った実規模サイクロトロン用スパイラルセクターコイルの形状を対象としている。試作したコイルと実規模モデルの諸元を Table 1 に示す。本実験では実規模に対し小さな最少曲率半径を採用し、今後の巻線精度評価に用いることとした。また、試料線材の緒元を Table 2 に示す。試作したコイルは Fig.2 のように4対のうち1対分であり、Fig.3 の太線で囲まれた部分である。Fig.3 の太線部を拡大したものを Fig.4 に示す。そしてここでは、Yoroi コイル構造[2]を適用することを想定している。Fig.5 に示すように、Yoroi コイルは電磁力によって外側の巻枠に対して応力が加わり、その負荷を上下の蓋で応力分担する構造となっている。そのため、本試作の非円形コイルにおいても、上下を蓋(FRP)で挟み込む構造とする。試作後、コイルの励磁試験を実施した。測定結果の詳細については当日発表する。

尚、試料線材は Super Power 社製 YBCO 線材に絶縁層を塗布したものをを使用した。

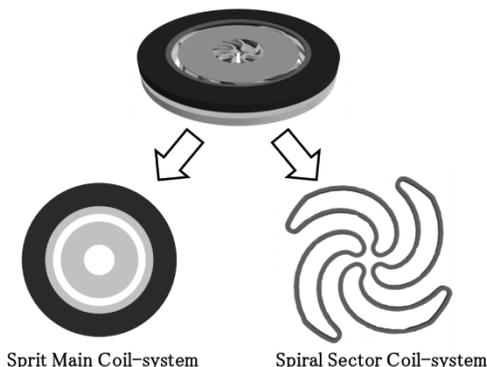


Fig.1 Schematic drawing of the Conceptual design of HTS cyclotron

Table 1 Specification of Real and Trial

	Real	Trial
Lengthwise [m]	1.24	0.359
Lateral [m]	1.33	0.180
Inner diameter [m]	0.053	0.017
Height of 1 coil [m]	0.13	0.004
Maximum experience field [T]	8.99	-

Table 2 Specification of Real

	Super Power
Thickness [μ m]	160
Width [mm]	4
Length [m]	24.6

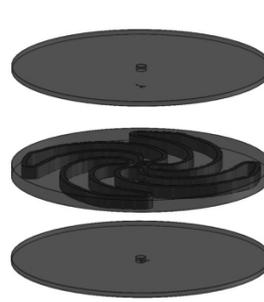


Fig.2 Contracture of Spiral Sector Coil

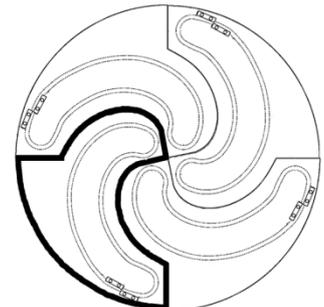


Fig.3 Structure of Trial manufacture

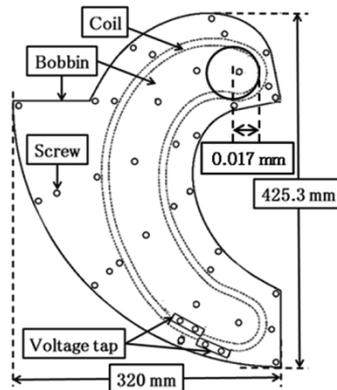


Fig.4 Design drawing of Trial manufacturing

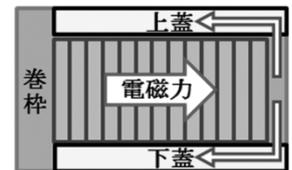


Fig.5 Contracture of Yoroi Coil

参考文献

1. H. Ueda, X. Wang, A. Ishiyama, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol.23, (2013), 4100205
2. S. Nagaya, A. Ishiyama, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol.23, (2013), 4601204

非強化線材を用いた伝導冷却型高温超電導コイルの開発(1) - ϕ 300 mm級プリプレグ成型コイルの伝熱特性評価 - Development of a conductively-cooled high-temperature superconducting coil using a non-reinforced wire (2) -Evaluation of heat transfer property on ϕ 300mm-class prepreg moulding coil -

青木 学、宮副照久、安藤竜弥 (日立・日立研)

AOKI Manabu, MIYAZOE Akihisa, ANDO Ryuuya (Hitachi Research Laboratory, Hitachi)

E-mail: manabu.aoki.ek@hitachi.com

1. 緒言

伝導冷却型高温超電導コイルの電流密度向上を目的に金属ラミネート加工がない非強化型ビスマス系高温超電導線材(以下、非強化型線材)[1]を用いた超電導コイルを開発している。その課題のひとつとして、線材の半田接続部のジュール発熱や交流損失に代表されるコイル発熱を除熱可能なコイル巻線部伝熱構造を確立することがある。本研究では、樹脂含浸装置が不要となりコイル製作が容易になるプリプレグを伝熱構造とする伝導冷却型コイルを検討した。

2. 試作コイルと巻線部伝熱構造

テープ形状をした非強化型線材は、その長手方向および幅方向に熱伝導率が高いことから[2]、コイル巻線部の冷却はコイル中心軸方向の熱伝導に期待するものとなる。ただし、テープ形状線材に多く採用されるパンケーキ巻コイルでは、コイル中心軸方向に積み上げたコイル間の接触熱抵抗で熱伝導が阻害されてしまう。そこで、本研究ではコイルをソレノイド状に巻線し層間にプリプレグシートを挿入することでコイル軸方向に連続する巻線構造を採用した(Fig. 1)。本構造を採用することで巻線の列間には空隙が生じるが、プリプレグシートを介し層間をまたぎながらコイル軸方向に伝熱する熱伝導パスが形成される。構成部材の断面積と距離から算出した熱伝導率は、エポキシ樹脂含浸並びにプリプレグとも約386[W/mK]であり同等と見積もっている。

本稿では、巻線部伝熱構造としてプリプレグ並びにエポキシ樹脂含浸を用いた2個の ϕ 300 mm級コイルを試作し、20 Kまで伝導冷却した通電試験におけるコイル巻線部の温度変化からその伝熱特性を評価した。詳細なコイル仕様をTable. 1に示す。

3. 試験結果と検討

電流値 200 A の通電試験を実施した結果、2つの試作コイルの巻線部の温度差はセルノックス抵抗温度計の測定誤差にあたる ± 9 mK以下と大差はなく、同等の熱伝導率を保持していると推測している(Fig. 2)。ただし、冷却用のアルミ製ボビンの温度に関してはプリプレグの方が低いことから、ボビンと巻線部との接触熱抵抗が大きいことが推測される。これは、ボビンと巻線部との間にエポキシ樹脂が充填される樹脂含浸に対して、プリプレグシートで接触する本体系ではボビンと巻線部との接触面積が小さいことが原因だと考えている。

4. まとめ

非強化型ビスマス系高温超電導線材を用いた伝導冷却型コイルの巻線部伝熱構造として、ソレノイド状に巻線し層間にプリプレグシートを挿入することで、エポキシ樹脂含浸と同等の熱伝導率を保持することを示唆する結果を ϕ 300 mm級試作コイルの励磁試験から得た。今後の課題として、冷却用ボビンとの接触熱抵抗の解消と、励消磁時の交流損失といった過渡的な発熱に対する応答特性の評価があると考えている。

参考文献

- [1]小林慎一、他3名、低温工学 Vol. 47, No. 7, P 422
[2]内藤智之、他2名、第81回低温工学・超電導学会公演概要集、P 1

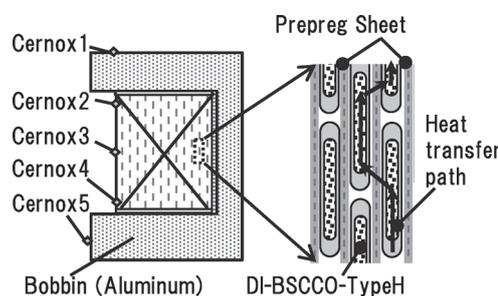


Fig.1 Structure of coil windings and setup of temperature sensor

Table.1 Specification of Test-coils

	Test-coil(1)	Test-coil(2)
Molding	Prepreg	Epoxy Impregnation
Diameter	307mm	
Cross-section	41.9mm × 31.8mm	
Number of turns	8turns × 84layers	
Superconductor	DI-BSCCO-typeH	

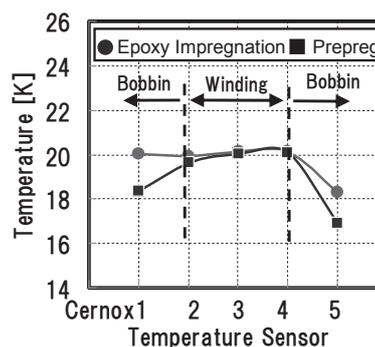


Fig.2 Temperature of Coil windings(Current 200A)

非強化線材を用いた伝導冷却型高温超電導コイルの開発(2) - 励磁中の温度計算手法 -

Development of a conductively-cooled high-temperature superconducting coil using a non-reinforced wire (2)

- A calculation method for the temperature during energization -

宮副 照久, 青木 学, 安藤 竜弥, 中山 武(日立・日立研)

MIYAZOE Akihisa, AOKI Manabu, ANDO Ryuya, NAKAYAMA Takeshi (Hitachi Research Lab., Hitachi)

E-mail: akihisa.miyazoe.vu@hitachi.com

1. はじめに

伝導冷却型高温超電導(HTS)コイル設計では巻線部の高精度温度変化把握が必要である。交流磁界中での巻線部の発熱モデルを用いた温度計算手法[1]が報告されているが、励磁のように経験磁界の極性が変わらない場合には磁化損失による発熱誤差が大きいことが予想された。そこで本研究では上記発熱モデルを改良して励磁中の温度変化計算手法を開発した。その精度確認のために、製作したコイル[2]の励磁試験中温度変化と比較した。

2. 計算方法

本計算方法のフローを以下に示す。励磁前のコイル温度および励磁速度を初期条件として与えた。次に、冷凍機の吸熱量およびコイル入熱量を求めた。その吸熱量および入熱量を境界条件として与え、解析ソフトウェア ANSYS®を使って 2次元軸対称で有限要素法による時刻歴熱解析を行った。この計算手法の特徴である入熱量の求め方を以下に示す。

入熱量は生じるすべての入熱、すなわち①クライオスタットからの伝熱、②輻射熱、③巻線部発熱、④コイル構成部材の渦電流発熱を考慮に入れた。そのうち、①、②は励磁中の巻線部の温度変化に対して、クライオスタット外と巻線部の温度差が十分大きい場合、励磁中一定とした。さらに③、④の中で支配的であった磁化損失による発熱を追加した式(1)について伝熱解析を行った。[1]では Brandt らの磁化を表す式[2]を使って式(2)のように、Fig. 1 の実線経路 R で囲んだ面積の周波数倍で磁化損失を表した。励磁中は逆向き磁界を経験しないため、本計算では式(3)のように Fig. 1 の破線経路 $L(t)$ で囲まれた斜線部面積を時刻ごとに求め、その時間微分を単位時間あたりの磁化損失による発熱とした。

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q_{\text{hys}}^{L(t)}(t) + Q_{\text{rad}} + Q_{\text{out}} - Q_{\text{cool}}(t) \quad (1)$$

$$Q_{\text{hys}}^R(t) = f \oint_R M dH \quad (2), \quad Q_{\text{hys}}^{L(t)}(t) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \oint_{L(t)} M dH \quad (3)$$

C : コイルの熱容量(J/Km³), T : コイル温度(K), t : 時間(s),
 k : 熱伝導率(W/Km), Q_{hys} : 磁化損失による発熱(W/m³),
 Q_{rad} : 輻射熱(W/m³), Q_{out} : クライオスタットからの伝熱(W/m³),
 Q_{cool} : 冷凍機による吸熱量, M : HTS 線材の磁化 (A/m),
 H : HTS 線材の経験磁界 (A/m), f : 周波数(Hz)

3. 結果と考察

HTS コイル巻線部の外周面、赤道面上の位置(点 P)での励磁中の温度変化を Fig. 2 に示す。丸が実験結果であり、点線が計算結果である。初期温度 7.2 K に対して、電流 200 A での温度は試験結果が 8.6 K、計算結果が 9.8 K であった。すなわち、温度の絶対値に対する計算精度は 14% であった。30 A 付近までは試験結果と計算結果がよく一致しているが、電流値が大きくなるにつれて、試験結果との差が大きくなった。この原因について以下のように考察した。式(3)で磁化を求めるために用いた Brandt の式では線材へ通電電流を流したときの磁化電流量および磁化領域の変化は含まれていない。そのため、通電電流値が大きくなるにつれてそれらの変化による影響が無視できず、計算結果と試験結果との差が大きくなる

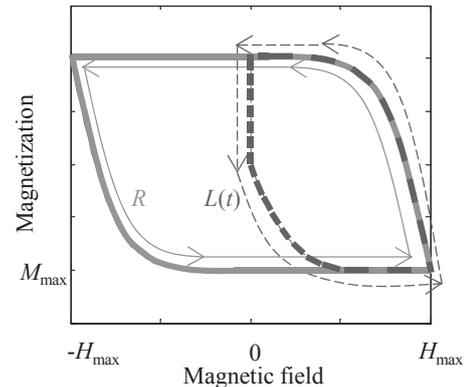


Fig.1 Differences between magnetization losses given by eqn. (2) and eqn. (3)

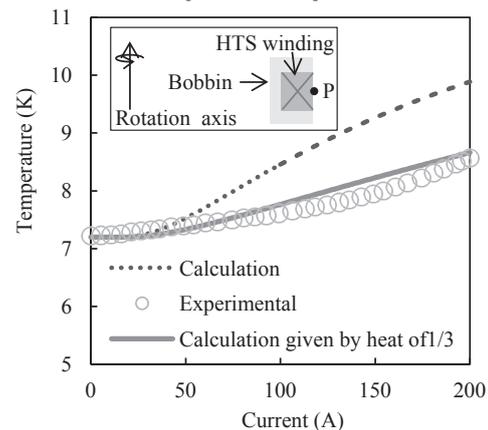


Fig.2 Comparison between experimental and calculation results on temperature variation at the position of P

なったと考えられる。通電電流が 200 A となったときに磁化電流の大きさに相当するコイルの臨界電流が 1/3 程度となり、磁化損失は臨界電流に比例することから、その発熱量を 1/3 として温度変化を計算した。Fig. 2 の実線はその結果であり、実験との差は 0.1 K 以下となった。今後、磁化電流量と磁化領域の変化を考慮に入れた時刻歴解析手法を構築し、高精度化を図る。

4. まとめ

開発した温度変化計算手法は温度の絶対値として 14% の計算精度となることがわかった。さらに精度を高めるためには線材内の通電電流の影響を考慮した磁化損失の計算が必要である。

参考文献

1. K. Tasaki, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercon., Vol. 14 No. 2, 731-734 (2004)
2. M. Aoki, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 88 (2013), to be published
3. E. H. Brandt, et al.: Phys. Rev. B 48, 12893-12906 (1993)

非絶縁 REBCO パンケーキコイルにおける電流分布モード転移

～ コイル冷却条件が電流分布モード転移に与える影響 ～

Current flow mode of an uninsulated REBCO pancake coil ～ Effect of cooling condition on the current flow mode transition ~

柳澤杏子, 佐藤耕太(千葉大); 柳澤吉紀(理研); 中込秀樹(千葉大); 金新哲, 高橋雅人, 前田秀明(理研)

YANAGISAWA Kyoko, SATO Kota(Chiba Univ.); YANAGISAWA Yoshinori (RIKEN), NAKAGOME Hideki (Chiba Univ.);

JIN Xinzhe, TAKAHASHI Masato, MAEDA Hideaki (RIKEN)

E-mail: kyoko.yanagisawa@riken.jp

1. はじめに

REBCO コイルでは、線材の特性を活かした高電流密度運転下において熱暴走が起きると、極めて短い時間でコイルが損傷する温度に至るため、保護ができない。コイルを熱暴走から保護する手法として、ターン間の絶縁を取り去った非絶縁法が提案されている[1]。非絶縁 REBCO パンケーキコイルでは、コイル臨界電流以上で起こる自然熱暴走がトリガーとなり、電流分布が通常時の「マルチターンモード」から「シングルターンモード」に転移することで、熱暴走が自律的に回復することを我々は別報で報告している[2]。本報では、コイルの冷却条件がこの種のモード転移に与える影響を、非含浸コイルとパラフィン含浸コイルによる液体窒素温度での実験と数値解析によって明らかにした。

2. 実験方法

SuperPower 社製の REBCO 線材(SCS4050、幅 4 mm、厚さ 0.1 mm、77K での臨界電流 110 A、長さ 4 m)を使用して、内径 30 mm、外径 37.3mm、ターン数 37 の非絶縁 REBCO シングルパンケーキコイルを製作した。1 μ V/cm に対応するコイル臨界電流は 51A である。コイルを液体窒素中において、コイル臨界電流を超えて励磁/消磁し、コイル電圧とコイル中心磁場を測定した。実験後、コイルをパラフィンで厚く含浸し(パラフィン層の厚み:7.5cm)、同様の実験を行った。

3. 結果と考察

非含浸コイルでは、励磁中に電源電流が 81 A に達した時点で、電流分布が“マルチターンモード”から“シングルターンモード”へと転移することで、磁場が急激に減少する(Fig.1(a)の矢印 2 参照)。一方で、消磁過程では、42 A において中心磁場が励磁時のカーブに戻る(Fig.1(a)の矢印 5 に対応)。このとき同時にコイル電圧もゼロに低下する(Fig.1(b)の矢印 5 に対応)。これは、消磁中にコイルの温度が降下して超伝導状態へと戻ることで、電流分布がマルチターンモードへと回復するためである。

一方、準断熱コイルの場合、励磁過程では非含浸コイルと同様にマルチターンモードからシングルターンモードへの転移を起こすが(Fig.2(a)の矢印 2 に対応)、消磁過程の振る舞いが明確に異なる。消磁過程では、磁場の値がわずかに負に転じたまま、ゼロへと向かい(Fig.2(a)の矢印 4, 5 に対応)、マルチターンモードへの回復が見られない。この過程で、コイル電圧が発生したまま連続的に減少し続け、0 A において電圧もゼロとなる(Fig.2(b)の矢印 4, 5 参照)。これは、準断熱コイルでは、一旦モード転移をした後、上昇した温度が消磁過程で十分下がらず、超伝導状態への回復が起こらないためである。すなわち断熱系の非絶縁コイルでは、励磁中に電流モード転移が起きた場合、消磁をし、コイル温度が回復するのを待つ必要がある。

4. まとめ

非絶縁コイルにおいて冷却条件が良い場合、消磁中にシングルターンモードからマルチターンモードへと回復する。一方、冷却条件が悪い場合はこの種のモードの回復が起こらな

い。学会では、コイル内に臨界電流の分布が顕著に存在する場合のモード転移についても議論する。

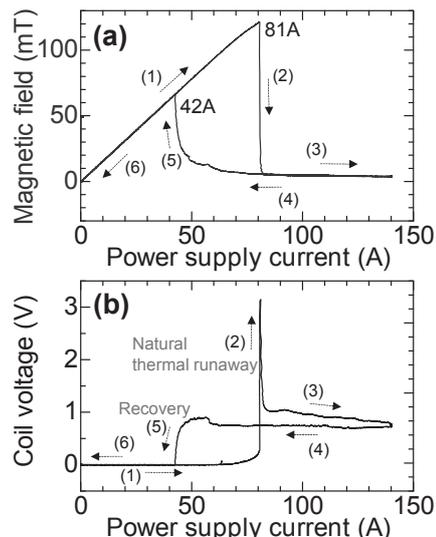


Fig.1 Experimental results for the dry wound uninsulated pancake coil.(a) Axial magnetic field at the coil center vs. power supply current. (b) Coil terminal voltage vs. power supply current.

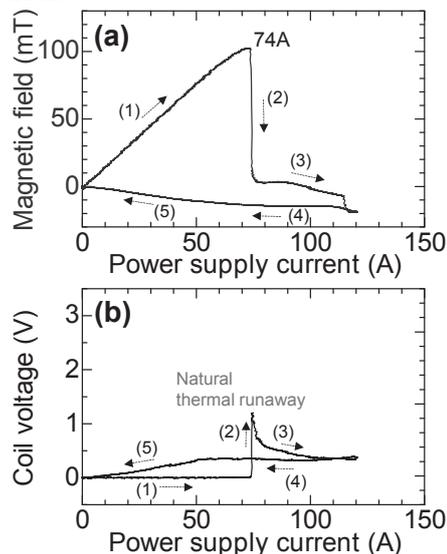


Fig.2 Experimental results for the paraffin impregnated uninsulated pancake coil. (a) Axial magnetic field at the coil center vs. power supply current. (b) Coil terminal voltage vs. power supply current.

参考文献

- Hahn et al, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2010
- 柳澤他, 第 88 回低温工学・超電導学会, 1A-a03, 2013

No-Insulation REBCO パンケーキコイルの層間接触抵抗評価実験

Experiments on Turn-to-turn contact characteristics of no-insulation ReBCO pancake coil

中田 恵理香, 荒川 一誠, 南 克彦, 増井 裕太, 王 韜, 王 旭東, 石山 敦士(早稲田大学);
 野口 聡(北海道大学); 渡部 智則, 長屋 重夫(中部電力); Seungyong Hahn, Yukikazu Iwasa(MIT)
 NAKADA Erika, ARAKAWA Issei, MINAMI Katsuhiko, MASUI Yuta, WANG Tao, WANG Xudong, ISHIYAMA
 Atsushi(Waseda Univ.); NOGUUCHI So(Hokkaido Univ.); WATANABE Tomonori, NAGAYA Shigeo (Chubu Electric Power);
 HAHN Seungyong, IWASA Yukikazu (MIT)
 E-mail: atsushi@waseda.jp

1. はじめに

高温超電線材を用いた No-Insulation コイルの研究開発が各所で進められている。No-Insulation コイルは、工学的電流密度の向上、クエンチによるコイル焼損リスクの低下、高い熱的安定性により能動的な保護が不要になる可能性がある、といった様々なメリットが想定されている。その振る舞いは実験を中心に調査されている[1][2]が、コイル内部の電磁的・熱的現象は解明されていない。今回は No-Insulation コイルの層間接触抵抗と磁場発生 の関係 を評価したので報告する。

2. 実験

No-Insulation コイルを励磁した後、電源を遮断し、コイル両端を開放状態にするとコイル内の電流は線間(層間)を介して短絡される。その時に発生する抵抗 R_c はほぼ層間接触抵抗が支配的であると仮定でき、層間接触抵抗は式(1)で表すことができる。

$$R_c = \frac{L_{coil}}{\tau} = \sum_{i=1}^{N_t} R_i = \sum_{i=1}^{N_t} \frac{R_{ct}}{2\pi r_i w_d} \quad (1)$$

R_{ct} は表面接触抵抗平均値であり、 L_{coil} はコイルインダクタンス、 τ は時定数、 w_d は REBCO テープ線材の幅、 R_i と r_i は i ターン目の層間接触抵抗と層半径である。

実験は 60 ターンのコイルから 20 ターンずつ取り除き、60, 40, 20 ターンの 3 つのシングルパンケーキコイルについて行った。電流遮断試験に用いたコイルの諸元を Table 1 に示す。NI-20 とはターン数が 20 のコイルのことである。電流遮断前後の中心磁場 B_z を測定した。NI-60 コイルの測定結果を Fig. 1 に示す。中心磁場の値は電流遮断前の値で正規化している。実験結果より 20A, 30A どちらの場合でも同じように磁場が減衰することがわかる。この磁場の減衰から算出した時定数を Table 2 に示す。時定数はターン数の増加に伴って増加し、これはコイルインダクタンスの上昇によるものである。次に、時定数より算出したコイルの層間接触向抵抗及び表面接触抵抗平均値を Table 2 に示す。コイルターン数 N_t に対する、層間接触抵抗、表面接触抵抗平均値、時定数、コイルインダクタンスを Fig.2 に示す。インダクタンスはコイルターン数の 2 乗に比例し、層間接触向抵抗及び時定数はターン数に比例することがわかる。銅の単位面積当たりの抵抗値は表面状態や接触圧に大きく依存するが、算出した層間接触抵抗のずれはわ

Table 1 Parameters of NI HTS single pancake coil.

Parameter	NI-20	NI-40	NI-60
ReBCO conductor			
Overall width; thickness (mm)	4.0; 0.063		
Copper stabilizer thickness (μm)	10 (5 per each side)		
I_c @ 77 K, self-field (A)	>100		
Coil			
i.d.; o.d.; height (mm)	60; 62.5; 4	60; 65.0; 4	60; 67.6; 4
Turns	20	40	60
I_c at 77 K, self-field (A)	54	47	43
B_z per amp at center (mT/A)	0.41	0.80	1.17

ずか 1.3% であり、今回のような小コイル試験においては表面接触抵抗平均値はターン数によらずほぼ一定であった。また、ターン数の変化で考えられる巻締めなどが層間接触抵抗に与える影響は殆どないことを確認した。

3. まとめ

以上の結果から、提案手法による層間抵抗の推定の有効性を確認することができた。今後は巻数が多い大口径コイルについて検討を進めていくとともに、コイル内部のより詳細な数値解析を行い、No-Insulation コイルの電磁的、熱的振る舞いを評価していく予定である。

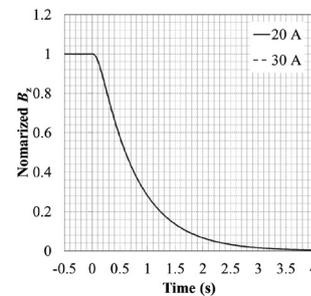


Fig. 1 Experimental results of normalized B_z vs. time functions from sudden discharge tests NI60

Table 2 Key parameters of the three NI coils from sudden discharge tests

Parameter	NI-20	NI-40	NI-60
Inductance, L_{coil} (μH)	51.7	198.4	432.3
Decay time constant, τ (ms)	277	552	810
Characteristic resistance, R_c ($\mu\Omega$)	186	360	534
Contact "surface" resistance, R_{ct} ($\mu\Omega \cdot \text{cm}^2$)	71.6	70.7	71.3

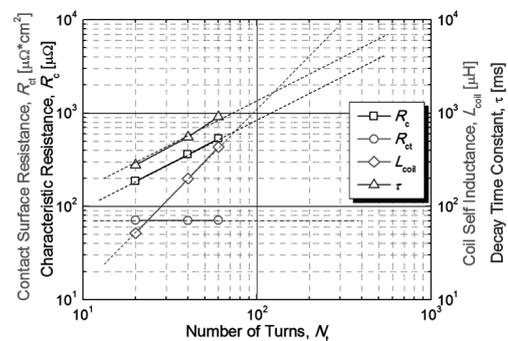


Fig. 2 Characteristic resistance (R_c), contact surface resistance (R_{ct}), decay time constant (τ), and coil self inductance (L_{coil}) as a function of number of turns

参考文献

- S.Hahn, Y.Iwasa, et al.: IEEE Trans. On Applied Superconductivity, Vol. 21 (2011) pp.1592-5
- X.Wang, et al.: Supercond. Sci. Technol, Vol. 26 (2013) 035012

Y 系超電導転移並列導体で構成したコイルの付加的交流損失特性 (1)

Additional AC loss properties of REBCO superconducting parallel conductors (1)

坂川 涼, 岩熊 成卓(九大); 和泉 輝郎, 塩原 融 (ISTEC)
 SAKAGAWA Ryo, IWAKUMA Masataka (Kyushu-Univ.);
 IZUMI Teruo, SHIOHARA Yuh (ISTEC)
 E-mail: sakagawa@sc.kyushu-u.ac.jp

1. はじめに

我々は大電流量化を目指す酸化超電導体の構成法として、Fig.1 に示すように素線を積層し巻き線途中で転位を施す方法を提案している。本研究はこの超電導転位並列導体をコイル状にした場合に発生する付加的交流損失特性を明らかにすることを目的としている。2 本並列導体をコイルに巻く場合、端部ははんだ付けされ、これが遮蔽電流の減衰抵抗となる。これまで素線の通電特性としては臨界状態モデルを仮定していたが、今回は実際の酸化超電導線材を模擬して n 値モデルを採用し、転移並列導体をコイルに巻いた場合の遮蔽電流の減衰特性について調べた。

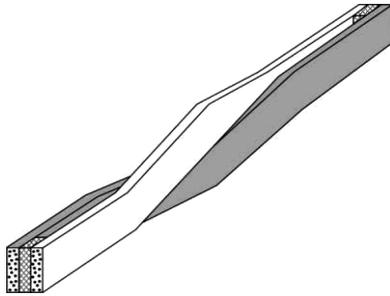


Fig.1 A transposed two-strand parallel conductor

2. 並列導体の付加的交流損失について

Fig.2 は 2 本並列導体を 1 層のソレノイドコイルに巻き、この場合の最適位置である中央で素線を転移したものである。転移位置が最適位置からずれた場合には遮蔽電流が誘起され、付加的交流損失が発生する。

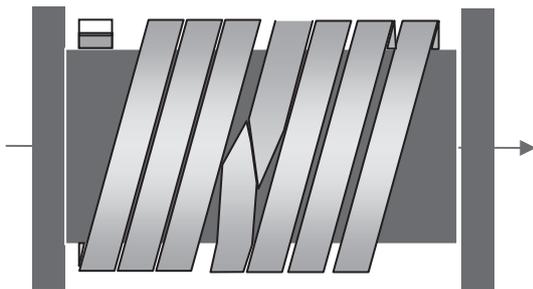


Fig.2 2-strand parallel conductor wound into a 1-layer solenoidal coil

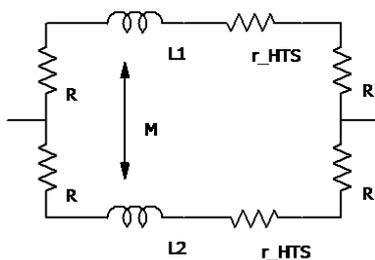


Fig.3 Equivalent circuit of a 2-strand parallel conductor

2本並列導体は Fig.3 に示す等価回路で表される。ここで、 L_1, L_2 は素線の自己インダクタンス、 M は相互インダクタンス、 R は素線の端部の接触抵抗である。また、 r_{HTS} は超電導部分の等価抵抗に相当し、素線の通電(I-V)特性として、n 値モデル、

$$V_{HTS} = V_c \left(\frac{i_{HTS}}{i_c} \right)^n \quad (1)$$

を仮定すると、 r_{HTS} は(2)式で与えられる。

$$r_{HTS} = V_c \frac{i_{HTS}^{n-1}}{i_c^n} \quad (2)$$

よって、遮蔽電流は、初期電流を i_0 とすると、以下の式で表される。

$$I = \left[-\frac{V_c}{i_c^n R} + \left\{ i_0^{1-n} + \frac{V_c}{i_c^n R} \right\} e^{-\frac{(1-n)2Ru}{\mu_0 k N d_s}} \right]^{1/n} \quad (3)$$

3. 考察

Fig.4 は $I_c=100[A]/I_0=100[A]$ とした場合の遮蔽電流の減衰特性である。なお、臨界電場は $1.0 \times 10^4 [V/m]$ とした。 $n \rightarrow \infty$ の極限が従来の理論値に相当する。 n 値が小さくなるにつれて電流がゆるやかではあるが速く減衰し始めることがわかる。また、従来の n 値モデルを考えない場合の理論値と比較して数倍から数百倍の差が見られる部分もある。逆にn値が大きくなると早期の電流減衰は小さいが、時間が経つと急激に減衰することがわかる。今後は、n値の大小に加え、接触抵抗 R と n 値モデルによる r_{HTS} の大小関係について詳細に検討していく。

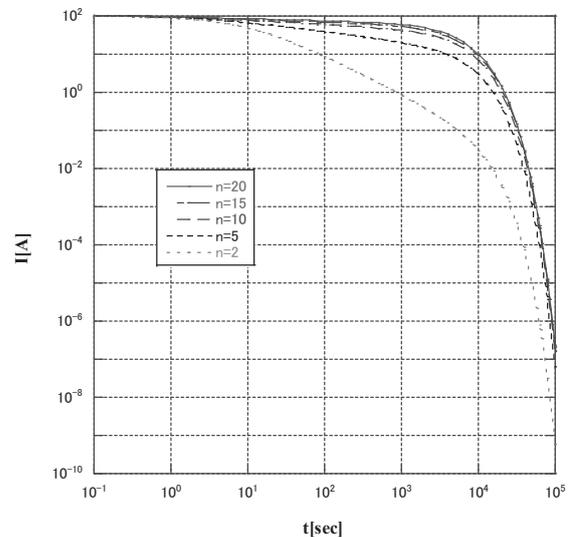


Fig.4 The property of the interrupting current

Y系超伝導転位並列導体における電流分流通特性の検討(I)

Study on the current sharing properties of Y-based superconducting transposed parallel conductors

山下 康平, 岩熊 成卓(九州大学);
 YAMASHITA Kohei, IWAKUMA Masataka (Kyushu-Univ.);
 E-mail: kohei@sc.kyushu-u.ac.jp

1. はじめに

酸化物超伝導線材を電力機器の巻線や大型超伝導マグネットに適用するためには大電流量化が必要となる。現在の酸化物超伝導線材は、結晶の配向性を向上させるためにテープ状に加工されているため、大電流量化するためにはテープ状の素線を並列に重ね合わせて並列導体を構成する必要がある。しかし、単に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、遮蔽電流の誘起や偏流が発生する。遮蔽電流はループ電流であるから、適切な位置で素線の位置を入れ替える転位を施し、電流分流を均一にできれば遮蔽電流も誘起されない。

今回、Y系超伝導テープ線材で構成した転位並列導体において、電流リード部の接触抵抗と、通電時の通電特性におけるn値、すなわち磁束フロー抵抗まで考慮して電流分流を数値解析により評価検討した。

2. 電流分流比の計算法

これまでに、ソレノイドコイルにおける転位方法については、層内転位、層間転位を含め、最適方法を明らかにしてきた。これに基づいて各種巻線の電流分流の評価を行ってきた。これまでは各素線の自己及び相互インダクタンスから成る回路方程式を用いて電流分流を求めていたが、今回はさらに Fig.1 に示すような電流リードとの接触抵抗、及び超伝導素線における磁束フロー抵抗を考慮して電流分流の解析を行った。回路方程式は次式で与えられる。磁束フロー抵抗は高温酸化物超伝導体のE-J特性から計算することができる。接触抵抗 R_N は実測値を与えた。各素線の高温超伝導体の抵抗を R_{HTSx} とすれば

$$R_{HTSx} = V/I = V_c(I_x^{n-1}/I^n)$$

で表すことが出来る。Fig2 に $n=1, 3, 5$ の時の I-V 特性を示す。また各素線を通れる電流値は、Fig.1 の回路図より、

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j\omega L_1 + R_v + R_{HTS1} & j\omega M_{12} & j\omega M_{13} \\ j\omega M_{21} & j\omega L_2 + R_v + R_{HTS2} & j\omega M_{23} \\ j\omega M_{31} & j\omega M_{32} & j\omega L_3 + R_v + R_{HTS3} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} V \\ V \\ V \end{bmatrix}$$

となる。

今回の考察対象は、3 本並列導体をソレノイド状に 1 層～12 層まで層数を変化させて巻いたコイルとし、周波数は 0.01~1.0Hz、n 値は1から数十まで変化させて解析を行った。

3. 周波数及び n 値が電流分流比に及ぼす影響

ここでは、各素線の臨界電流 I_c を、100A、90A、80A とし、通電電流を 100A、n 値は 5 とした。磁束フロー抵抗を考慮した電流分流比の解析結果の一例を Fig.3 に示す。周波数、n 値、 I_c を変化した場合の電流分流の様相については当日報告する。

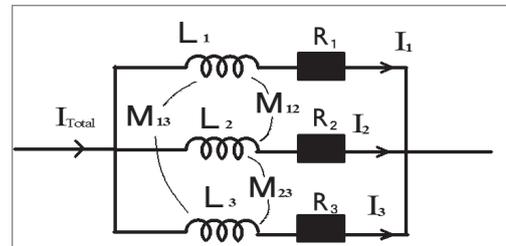


Fig.1 Equivalent circuit of a 3-strand parallel conductor

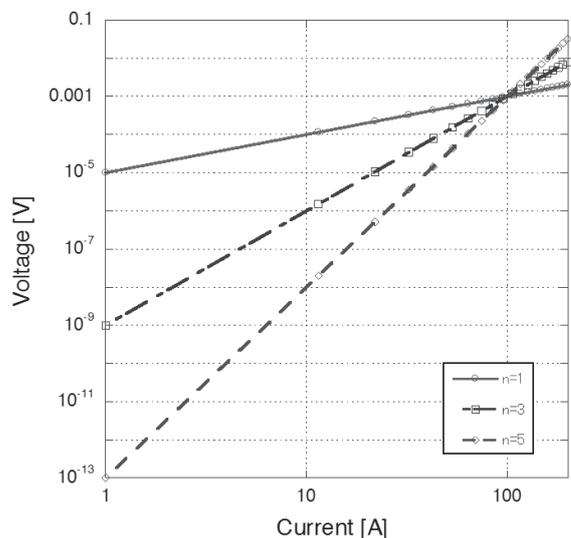


Fig.2 Branch current ratio among 3 constituent strands

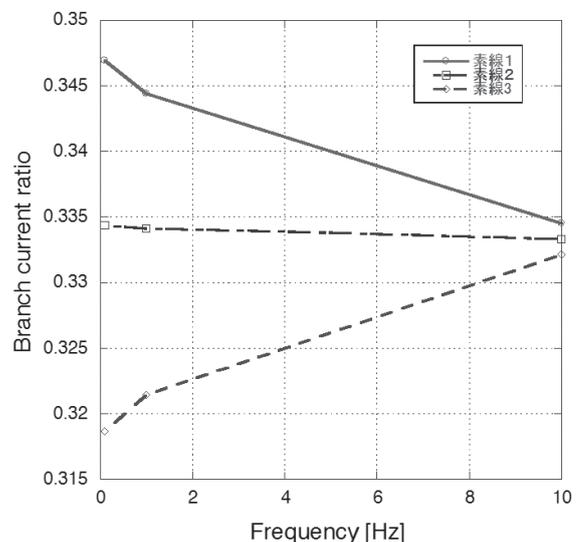


Fig.3 Frequency development of Branch current ratio

スクライビング REBCO 線材で巻いたダブルパンケーキコイルにおける遮蔽電流磁場

Screening current-induced magnetic field for a double pancake coil wound with a scribing REBCO conductor

許 一 (千葉大); 柳澤 吉紀, 金 新哲 (理研); 中込 秀樹 (千葉大); 前田 秀明 (理研)

XU Yi (Chiba Univ.); YANAGISAWA Yoshinori, JIN Xinzhe (RIKEN);

NAKAGOME Hideki (Chiba Univ.); MAEDA Hideaki (RIKEN)

E-mail: x0t0215@students.chiba-u.jp

1. はじめに

REBCO コイルでは遮蔽電流磁場によって、(i)中心磁場のヒステリシス効果、(ii)中心磁場強度の減少、(iii)中心磁場の時間的なドリフト、(iv)磁場分布の歪みなどの問題が生じる。これらは時間的に安定かつ空間的に均一な磁場が必要とされる NMR、MRI、加速器などの機器において致命的な問題である[1]。一方で、Bi2223 線材の高強度化[2] (>500MPa) や Bi2212 線材の高電流密度化[3]など、遮蔽電流磁場の影響が少ない複合多芯方式の競合高温超伝導線材の特性の進展が目覚ましい。REBCO コイルにおいても、遮蔽電流磁場を抜本的に低減する技術を開発しなければ、その適用性が疑問視されることになりかねない。本研究では、REBCO コイルの遮蔽電流磁場そのものの抜本的な低減を目的とし、スクライビング REBCO 線材で巻いた小型コイルにおける遮蔽電流磁場を実験と数値解析で定量化し、この種の線材の開発指針を検討した。

2. 実験方法

SuperPower 社製の REBCO 線材(SCS4050、幅4mm、厚み0.1mm、臨界電流110A)の超伝導層側の表面に線材長手方向に沿って、カッターで溝を入れることで、超伝導層を幅方向に3分割したスクライビング線材を製作した。スクライビングを施していない REBCO 線材と、上記のスクライビング REBCO 線材を用いて2個のダブルパンケーキコイルを製作した(それぞれ Coil-A, Coil-B と呼ぶ)。コイルの諸元を Table. 1 に示す。これらのコイルを 0 A → +50 A → 0 A → -50 A → 0 A → +50 A → 0 A の手順で通電した。

3. 実験結果

遮蔽電流磁場のヒステリシスループを Fig. 1 に示す。Coil-A と Coil-B において、+50 A から 0 A までと -50 A から 0 A まで2回消磁した後の遮蔽電流磁場のヒステリシスの振幅はそれぞれ 29 G と 16 G である。すなわち超伝導層を3分割することで遮蔽電流による残留磁場が55%にまで減少した。一方、1回目の励磁過程の40 Aにおける遮蔽電流磁場の値は、Coil-A: 7.9 G、Coil-B: 1.7 G であり、遮蔽電流磁場が22%にまで減少している。すなわち負荷率が高い領域で、遮蔽電流磁場の低減効果が顕著にあらわれている。ただし、Coil-B においては、スクライビング化によってコイルの n 値が7にまで減少しており、これが遮蔽電流磁場に影響を与えている可能性がある。この点を含め、数値解析により以下の検討を行った。

4. 解析による検討

コイルの n 値が遮蔽電流磁場の大きさに与える効果について数値解析を用いて定量化した。 n 値がそれぞれ 7, 11, 19, 29 の場合の遮蔽電流磁場のヒステリシスの解析結果を Fig. 2 に示す (a): スクライビングなしの REBCO 線材のダブルパンケーキコイル、(b): 3分割したスクライビング REBCO 線材のダブルパンケーキコイル)。(a)、(b)ともに、 n 値が小さいほど遮蔽電流磁場の飽和が速やかになり、飽和したときの遮蔽電流磁場も小さい。Fig. 2(b)の破線の囲いで示すように、 $n=7, 11$ のスクライビング線材の場合、高負荷率領域においてヒステリシス効果が見られない。すなわち、スクライビング線材の分割数と n 値のコントロールができれば、REBCO コイルの遮蔽電流磁場を効果的に低減することが可能である。

我々の過去の研究で、LTS/Bi2223 NMR 磁石[4]において、

十分な NMR 測定が可能であることが分かっている。この観点から、REBCO コイルの遮蔽電流磁場を Bi2223 コイルと同程度にまで低減することが、スクライビング線材開発の一つの目安であろう。学会では Bi2223 コイルの実験結果と解析結果もあわせて、スクライビング REBCO 線材の指針について議論する。

Table. 1 Physical parameters of test coils

Parameters	Coil-A (Normal conductor)	Coil-B (Scribing conductor)
Winding I.D./O.D./C.H. (mm)	30/36.5/8.9	30/37.5/8.9
Number of double pancake coils	1	1
Number of total turns	54	53
Length of conductor (m)	5.6	5.6
n value	25	7.5
Coil critical current for 1 μ V/cm (A)	50	46

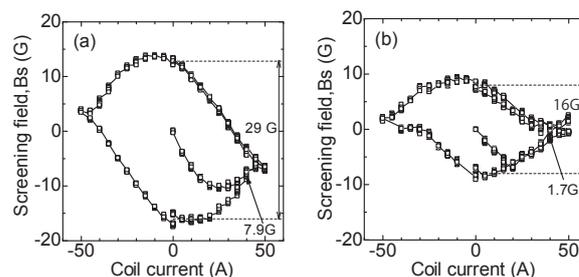
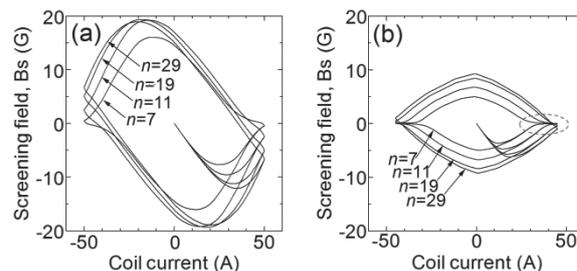


Fig. 1 Hysteresis loop of the screening field (Experimental results). (a) Coil-A. (b) Coil-B.

Fig. 2 Effect of n -value on the screening field (simulated results). (a) Non-scribing. (b) With scribing.

5. まとめ

REBCO線材のスクライビング化と n 値のコントロールによって、遮蔽電流磁場のヒステリシス効果を効果的に減少させることが可能である。

参考文献

- [1] Maeda and Yanagisawa, Accepted for publication in IEEE Trans. Appl. Supercond 2014.
- [2] Shizuya et al, Presented at 16th US-Japan Workshop on Advanced Superconductors.
- [3] Trociewitz et al. High field coils with Bi-2212 round wire, presented at Low Temperature High Field Superconductivity Workshop 2012, CA, Nov. 2012.
- [4] Yanagisawa et al, J. Magn. Reson.203,274-282, 2010

YBCO パンケーキコイルにおける遮へい電流磁場評価実験

Experiments on Magnetic Field generated by Screening Current in YBCO Pancake Coil

有谷 友汰, 斎藤 隼, 梅田 大貴, 狩野 開, 道辻健太, 王 韜, 王 旭東, 石山 敦士(早大);
植田 浩史, 福田 光宏, 畑中 吉治(阪大); 野口 聡(北大);

ARIYA Yuta, SAITO Jun, UMEDA Hirotaka, KARINO Hiraku, MICHITSUJI Kenta, WANG Tao, WANG Xudong,
ISHIYAMA Atsushi (Waseda Univ.); UEDA Hiroshi, HUKUDA Mitsuhiro, HATANAKA Kichiji(Osaka Univ.);
NOGUCHI So (Hokkaido Univ.);
E-mail: atsushi@waseda.jp

1. 始めに

Y 系超電導コイルでは遮へい電流が顕著に誘導され、それによって生じる磁場がコイルの設計磁場に影響を及ぼし、発生磁場の空間的均一性や時間的安定性を損なう可能性がある。また応用機器ではマルチコイル構造が想定され、高温超電導コイルは自己磁場だけではなく外部磁場環境下で運用されることになる。そこで、製作した Y 系超電導線材の小型ダブルパンケーキコイル(DP コイル)について、自己磁場および外部磁場中で遮へい電流によって発生する磁場の測定を行い、電磁場解析[1]の結果と併せて評価したので報告する。

2. 遮へい電流磁場評価実験

遮へい電流から発生する不整磁場を測定、評価するのに以下の式を用いた。

$$B_s = B_0 - B_t - B_{ex} \quad (1)$$

$$B_t = C_c \cdot I_t \quad (2)$$

ここで、 B_s は遮へい電流による不整磁場、 B_0 は正味の磁場、 B_t は室温状態で DP コイルに通電した時の磁場、 B_{ex} は室温状態で LTS マグネットにより印加した磁場、 C_c (Gauss/A) はコイル定数、 I_t は DP コイルの通電電流である。まず始めに、DP コイルが室温状態のまま微小電流(1 A)を通電し、Fig.1 に示す(a)~(d)のホール素子位置のコイル定数 C_c を測定、LTS マグネットを励磁し B_{ex} を測定する。その結果を Table2 に示す。今回、(a)、(d)はコイル軸方向、(b)、(c)は径方向の磁場を測定している。次に、DP コイルを超電導状態にして LTS マグネットを励磁、励磁した状態のまま DP コイルに三角波(最大±80 A, Sweep rate 20 A/min)を通電した。DP コイルに通電し始めてからの B_s について、測定位置(a)~(d)の実験結果を Fig.2 にプロットで示す。

3. 実験・解析結果

外部磁場のみを印加した時点で、測定位置(c)で最大約30 Gの B_s が発生した。またDPコイルに通電すると、全ての測定位置において±40 A程度で B_s が飽和し、ヒステリシス特性が見られた。しかし、(a)、(c)については先行研究[2]で我々が示した自己磁場だけの結果と異なる概形を示し、外部磁場と自己磁場それぞれによる遮へい電流磁場の単純な足し合わせにはならなかった。また実験結果と数値解析結果(Fig.2の実線)を比較すると、定量的な誤差はあるもの、ヒステリシス特性や、(a)、(c)のヒステリシスループ2週目で B_s が小さくなる現象をよく再現できている。誤差については、ホール素子の設置位置と解析位置のずれ、解析条件としてコイル I_c の磁場依存性が不明であることが原因であると考えている。

参考文献

- H.Ueda, et al.: IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 23, Issue: 3, Part: 2, (2013), 4100805
- T.Wang, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 87 (2013)p.126

Table 1 Specification of Double Pancake Coil

Superconducting Tape	IBAD/ CVD- (Y,Gd)BCO
Wire length	52 m
Insulated tape width	10.2 mm (maximum)
Tape thickness	315 μm (maximum)
Inner diameter	219 mm
Outer diameter	240 mm
Height	30 mm
Insulation	Low-temperature-curable-polyamide
Number of turns	34 turns/coil

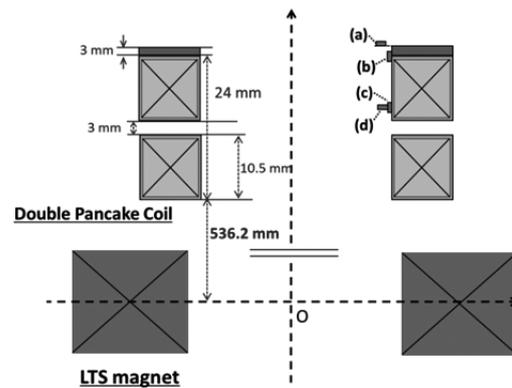


Fig.1 Schematic drawing of experimental setup and arrangement of Hall probes

Table 2 Coil Constants and Magnetic Field by LTS Magnet at Measurement Position

Position	(a)	(b)	(c)	(d)
C_c (G/A)	6.794	4.574	0.8942	9.894
B_{ex} (G)	-246.2	-59.33	-73.22	-261.5

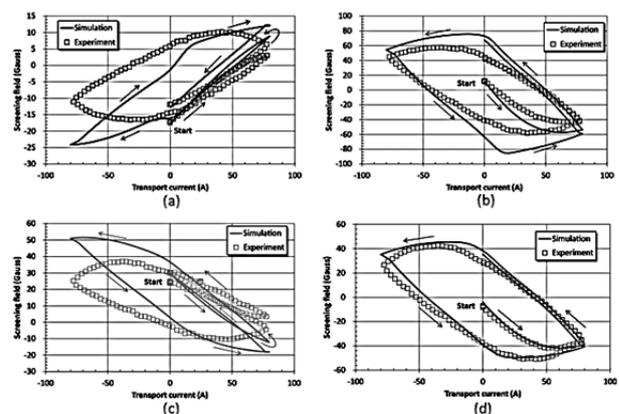


Fig. 2 Experimental and numerical results of the screening field as a function of the DP coil current. (a)-(d) correspond to the positions of Hall probes as shown in Fig. 1

TFA-MOD 法 YBCO テープ線材を用いた電流リードの開発⑧ (集合型超電導電流リードの作製と通電特性)

Development of current lead prepared by the TFA-MOD processed YBCO tapes ⑧ (Assembled superconducting current lead and its transport performance)

細野 優人、本橋 春樹、松村 亮佑、山田 豊(東海大);

引地 康雄、箕輪 昌啓、小泉 勉(昭和電線ケーブルシステム)、田村 仁、三戸 利行(核融合科学研究所)

Yuto HOSONO, Haruki MOTOHASHI, Ryosuke MATSUMURA, Yutaka YAMADA, (Tokai University);

Yasuo HIKICH, Masahiro MINOWA, Tsutomu KOIZUMI (SWCC); Hitoshi TAMURA, Toshiyuki MITO (NIFS)

E-mail:3BAZM009@mail.tokai-u.jp

1. はじめに

前報 TFA-MOD 法 YBCO テープ線材を用いた電流リードの開発⑦では、2 kA 級超電導電流リードユニットを作製し、通電特性及び熱侵入量を評価した。本報では、4 組の電流リードユニットを組み合わせて作製した集合型超電導電流リードの通電特性及び熱侵入量を評価したので報告する。

2. 実験方法

TFA-MOD 法により作製した YBCO 線材は、幅 5 mm、厚さ約 130 μm (Hastelloy substrate: 100 μm、YBCO layer: 1.5 μm、Ag layer: 24 μm) である。Ic 値約 150 A の YBCO 線材を長尺 2 枚、短尺 2 枚の計 4 枚 1 組で重ね合わせ、それらを並列に 3 列等間隔に表裏 12 本ずつ配置し合計 24 本を用いた。YBCO 線材両端を Cu 電極にハンダ接合し、シャントを兼ねた補強材として 2 枚のステンレス鋼板で挟み込み 2 kA 級電流リードユニット 4 組 (Unit 1 ~ 4) を作製した。

Fig. 1 に集合型電流リードの外観及び模式図を示す。集合型電流リードは、4 組の電流リードユニットと Cu 電極間に In 箔を用いボルト接合し作製した。電圧は、各電流リードユニットの発生電圧 V_{Unit} 、Cu 電極と YBCO 線材間の発生電圧 $V_{Cu(+)}$ 及び $V_{Cu(-)}$ 、YBCO 線材の発生電圧 V_{YBCO} (電圧端子間距離: 170 mm) を測定した。

巻き数 3000 のロゴスキーコイルを各電流リードユニットに装着し、電流スイープ時の起電力を測定することで集合型電流リード内の偏流を評価した。なお、通電試験は核融合科学研究所において行った。

3. 実験結果及び考察

Fig. 2 に集合型電流リードを構成する電流リードユニット (Unit 3) の通電結果 (@77 K, s. f.) を示す。10 kA 通電において、 V_{YBCO} には電圧を発生することなく通電できた。 $V_{Cu(+)}$ 及び $V_{Cu(-)}$ に発生した電圧は通電電流に伴いほぼ直線的に増加し、10 kA 通電の時点で $V_{Cu(+)}$ では平均 1.37 mV、 $V_{Cu(-)}$ では平均 1.32 mV となりほとんど差は見られなかった。 $V_{Cu(+)}$ 及び $V_{Cu(-)}$ に発生した電圧の合計値は V_{Unit} に発生した電圧である 2.7 mV とほぼ一致した。

Fig. 3 にロゴスキーコイルに発生した起電力から YBCO 線材に流れる電流値を計算した結果を示す。1000 A/s で 10 kA 通電時、Unit 1 には 2120 A、Unit 2 には 3170 A、Unit 3 には 2670 A、Unit 4 には 2810 A と計算され、各電流リードユニットでは最大 1050 A の偏流が生じているものと推定される。また、これらの電流値の合計は 10770 A となり、実際の通電値 10 kA とは 770 A の差が生じたが、集合型電流リード内の偏流をある程度定量的に評価できた。

77 K-4.2 K 間(有効長さ 200 mm)における熱侵入量は YBCO 線材 1 本あたり 9.5 mW、ステンレス鋼板 1 枚あたり 69.7 mW と計算され、1 ユニットに用いた 24 本の YBCO 線材+ステンレス鋼板 2 枚の熱侵入量は 367.4 mW となった。従って 4 組のユニットを組み上げた集合型電流リードの熱侵入量は 1470 mW と計算され、10 kA 通電時の熱侵入量 147 mW/kA は従来の Cu 製電流リード (1.2 W/kA) に比べ約 1/8 程度となった。

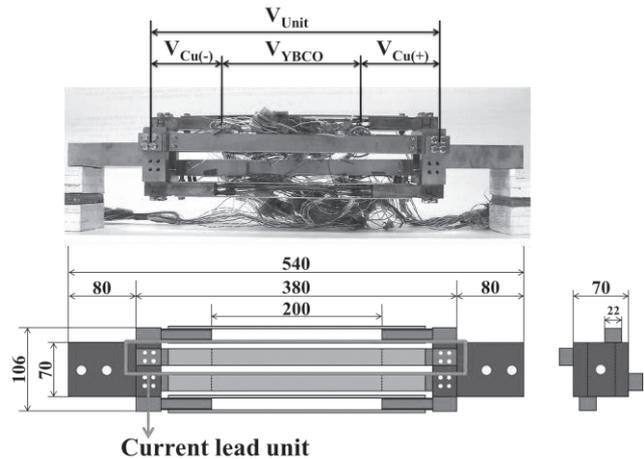


Fig. 1 Assembled superconducting current lead.

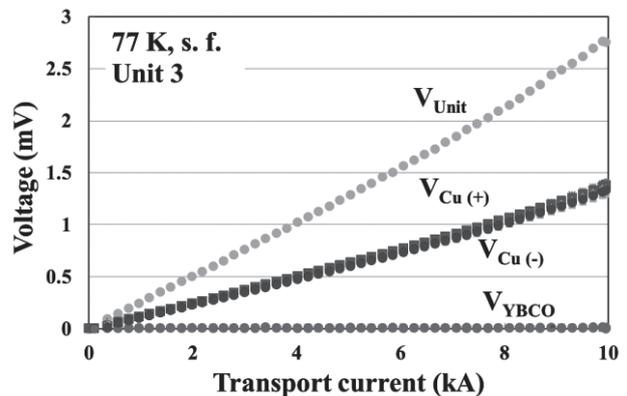


Fig. 2 Transport current performance of the current lead unit 3 (@77 K, s. f.).

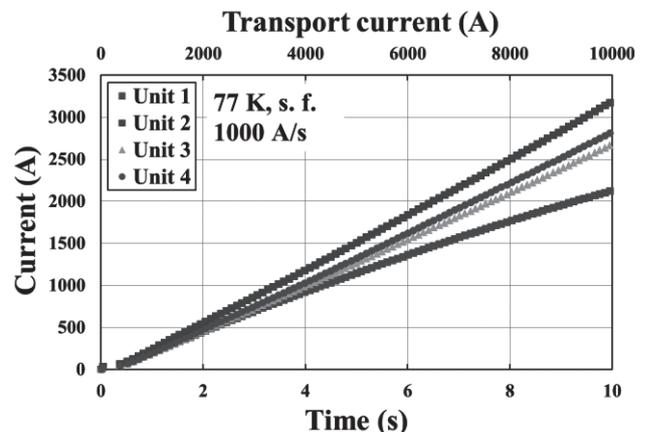


Fig. 3 Current distribution of the current lead up to 10 kA at sweep rate of 1,000 A/s.

MgB₂ 超電導バルク磁石の捕捉磁場分布特性The Trapped Magnetic Field Distribution Properties in MgB₂ Superconducting Bulk Magnets

赤坂友幸, 石原 篤, 富田 優(鉄道総研); 山本 明保(東大, JST さきがけ); 杉野 翔, 岸尾 光二(東大)

AKASAKA Tomoyuki, ISHIHARA Atsushi, TOMITA Masaru, (Railway Technical Research Institute);

YAMAMOTO Akiyasu (The Univ. of Tokyo, JST-PRESTO); SUGINO Sho, KISHIO Kohji (The University of Tokyo)

E-mail: akasaka@rtri.or.jp

1. はじめに

MgB₂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。MgB₂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す[2]。また、軽量で加工性が優れており、弱結合がなく試料全体で均一な超電導特性[3]を示す MgB₂は、超電導バルク磁石として NMR 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、大型 MgB₂ バルク体の開発を行ってきた[4]。本研究では、計測機器への応用ポテンシャルを明らかにするために、MgB₂ バルク体試料の捕捉磁場分布の位置依存性の評価を行った。

2. 実験方法

Mg 粉末、B 粉末を混合し、プレスにより、直径30 mmφ、厚さ10 mm の円盤状に成型し、Ar 雰囲気下で850°C、3 h の熱処理を行い MgB₂ バルク体を作製した。得られたバルク体試料を冷凍機で15 Kまで冷却し、超電導マグネットを用いて磁場中冷却により6 Tの磁場下で着磁を行った。バルク体の捕捉磁場特性に関してはバルク体表面に配置したホール素子と、室温空間で走査型ホールプローブを用いて三次元スキャンを行った。なお、試料温度はバルク体底面の温度とした。また、バルク体表面について SEM による微細組織の観察を行った。また、バルク体から切り出した試料片に対して SQUID 磁束計により磁化特性を評価した。

3. 結果と考察

直径30 mmφ、厚さ10 mmのMgB₂バルク体試料を着磁後、ホールプローブにより磁場測定を行った。バルク体表面($z = 0$)からの捕捉磁場の高さ(z)依存性を評価した結果を Fig.1(a)に示す。 z が大きくなるにつれ、捕捉磁場が減衰していくことが分かる。この傾向は Biot-Savart 則から算出される傾向と一致している。捕捉磁場の径方向依存性を評価した結果を Fig.1(b)に示す。Fig.1(b)は理想的な円盤状超電導バルク体で得られる円錐型の分布を示し、さらに左右対称の均一な磁場分布を有することが分かった。また捕捉磁場の周方向依存性を評価した結果を Fig.1(c)に示すが、周方向はほぼ一定の捕捉磁場分布が得られていることが分かる。

以上の結果から、MgB₂ バルク体試料の捕捉磁場分布は非常に優れた均一性を有することが明らかになった。

4. 結論

MgB₂ 超電導バルク体を作製し、超電導バルク磁石としての素質を検討した結果、捕捉磁場の空間分布は超電導バルクとして、優れた均一な特性を示し、NMR 等の分析機器への応用に有望であることが示唆された。

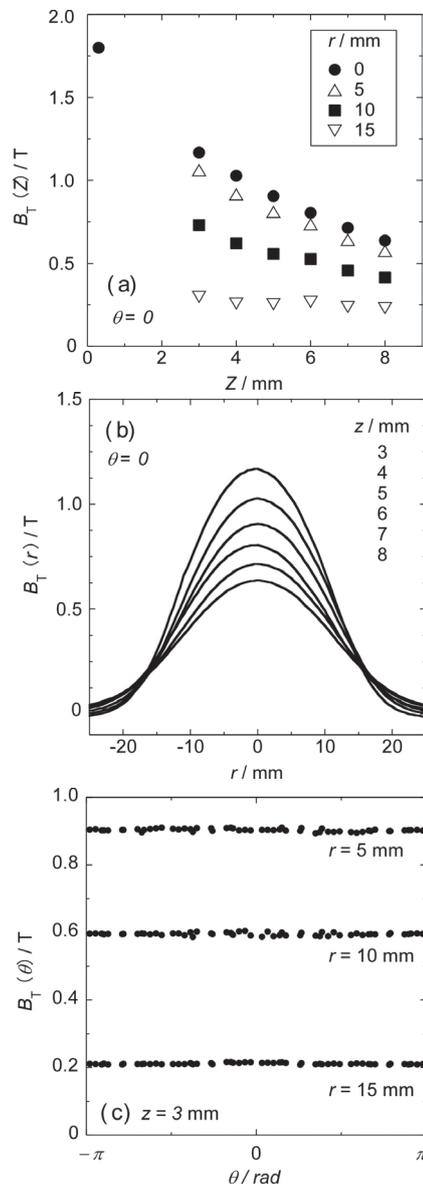


Fig.1 (a) Height directional, (b) radial directional and (c) circumferential directional distributions of trapped magnetic field of MgB₂ bulk disk magnet at 20 K.

5. 謝辞

本研究はJSPS科学研究費補助金(23246110)ならびにJST さきがけ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] 山本明保 ほか, 応用物理 **79**, 48 (2010).
- [4] 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).

MgB₂ バルクの曲げ試験による機械的特性評価 Evaluation of bending mechanical properties of MgB₂ bulks

村上 明(一関高専);手嶋 英一(新日鐵住金);内藤 智之, 藤代 博之(岩手大);工藤 多佳文(一関高専);
岩本 晃史(核融合研)

MURAKAMI Akira (Ichinoseki Nat. Coll. of Tech.); TESHIMA Hidekazu (Nippon Steel & Sumitomo Metal Corp.);
NAITO Tomoyuki, FUJISHIRO Hiroyuki (Iwate Univ.); KUDO Takafumi (Ichinoseki Nat. Coll. of Tech.);
IWAMOTO Akifumi (NIFS)
E-mail: amura@ichinoseki.ac.jp

1. はじめに

単結晶化しなくても優れた捕捉磁場特性を示すことから、MgB₂ バルクは、大型バルク形態での応用が期待される。超電導バルクの応用においてバルクは電磁力や熱応力を受けるため、破壊強度や弾性率などの機械的特性を把握しておく必要がある。しかしながら、MgB₂ バルクの機械的特性の評価は、これまでのところ硬さなどの断片的なものに限られている。また、充填率による機械的特性の違いについても十分に検討されていない。そこで、本研究では、充填率の異なる MgB₂ バルクから試験片を採取し、その曲げ試験を通して破壊強度の評価を行った。

2. 実験方法

MgB₂ バルク試料として、充填率がおおよそ 50, 63, 92 % のもの三種類を用意した。以下、Sample 50, Sample 63, Sample 92 とそれぞれ呼ぶことにする。Sample 50 はカプセル法によって、Sample 63 と Sample 92 は、HIP 処理炉を用いて圧力 98 ~ 196MPa、温度 900℃において3時間焼結を行い作製した。各バルク試料から幅と厚さがそれぞれ 2.8 および 2.1 mm、長さが 24 mm 以上の曲げ試験片を採取した。採取した試験片に対して、外スパン 21 mm、内スパン 7 mm の 4 点曲げ負荷を大気中において試験片が破断するまで行った。Sample 63 と Sample 92 の曲げ試験では、試験片の引張側表面にひずみゲージを貼り、負荷に伴う試験片のひずみを計測し、応力-ひずみ挙動を観察した。曲げ試験による破断面の観察を走査型電子顕微鏡により行った。

3. 実験結果と考察

応力-ひずみ挙動を観察したところ、Sample 63 では、負荷の初期段階において線形挙動を示したが、破断が近づくにつれて徐々に勾配が緩やかになり非線形挙動を示した。一方、Sample 92 では、破断に至るまでほぼ線形であり、脆性的な挙動を示した。非線形挙動を示した Sample 63 も実際には脆性的な性質を有しているが、負荷に伴うき裂の進展・開口などによって、非線形挙動が現れたものと推測される。

4 点曲げ負荷による破壊強度の比較を Fig.1 に示す。充填率によって破壊強度は著しく異なることがわかる。充填率の改善に伴う実断面積の増加や応力集中の緩和に加えて、コネクティビティの改善などが Sample 92 に見られる破壊強度改善の理由と考えられる。破壊強度のばらつきの程度を Sample 92 に対してワイブルプロットにより評価したところ、ワイブル係数は 6 程度と比較的小さい値となった。

Sample 63 において破壊強度の最大値を示した試験片の破断面を Fig.2 に示す。また、Sample 92 において破壊強度の最大値を示した試験片と最小値を示した試験片の破断面を Fig.3 に示す。Sample 63 では、破断面全体にわたって凹凸が見られる。一方、Sample 92 で最大値を示した試験片では、破断面全体にわたって比較的凹凸が少なく、特に破壊の始まる引張側においては、ほぼ平坦である。破断面の形態から、高応力域において比較的小さい欠陥を起点として脆性的に不安定破壊したものと推測される。これは、先に述べた応力-

ひずみ挙動とも符合する。最小値を示した試験片でも同様に、破断面上に大きな気孔は見当たらないが、Sample 63 のように、引張側も含めて破断面全体に凹凸が見られる。このような凹凸は、破壊強度の低い他の試験片でも見られ、部分的なコネクティビティの欠如およびその部分が破壊の起点あるいは優先的なき裂の進展経路になったことなどが推測される。このような例外的な試験片を除いて得た破壊強度のワイブル係数は 16 となり、良好な値となった。

MgB₂ バルクも RE123 バルクと同様に欠陥を起点に脆性的に破壊したことから、応用にあたっては、破壊強度の評価と共に破壊靱性値の評価も必要と考えられる。本実験で得られた平滑試験片の破壊強度や、破断面上に観察された欠陥のサイズなどから MgB₂ バルクの破壊靱性値を推定した結果についても発表する。

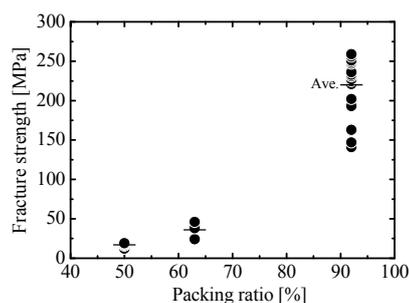


Fig.1 Fracture strength at room temperature of MgB₂ bulk samples with different packing ratios.

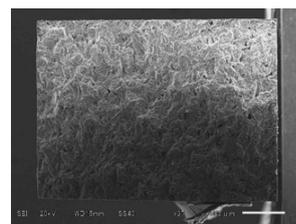


Fig.2 Fracture surface of bending test specimen with maximum fracture strength of Sample 63. Bottom of figure corresponds to tensile side.

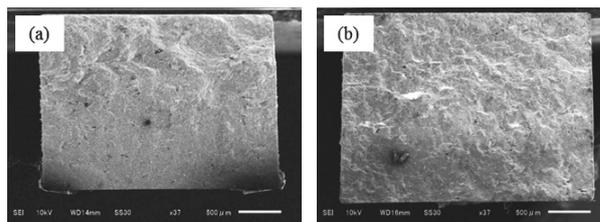


Fig.3 Fracture surfaces of bending test specimens of Sample 92. (a) Specimen with maximum fracture strength and (b) Specimen with minimum fracture strength, respectively.

MgB₂ 大型バルクの作製と捕捉磁場の径依存性Fabrication of large size MgB₂ superconducting bulk magnets and their diameter dependence of the trapped field

杉野 翔 (東大); 山本 明保 (東大, JST さきがけ); 下山 淳一, 岸尾 光二 (東大);
石原 篤, 赤坂 友幸, 富田 優 (鉄道総研)

SUGINO Sho (The University of Tokyo); YAMAMOTO Akiyasu (The University of Tokyo, JST-PRESTO);
SHIMOYAMA Jun-ichi, KISHIO Kohji (The University of Tokyo);

ISHIHARA Atsushi, AKASAKA Tomoyuki, TOMITA Masaru (Railway Technical Research Institute);

E-mail: yamamoto@appchem.t.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

冷凍機冷却による 5-30 K で応用可能な超伝導バルク磁石として MgB₂ バルク体を検討した。金属系超伝導体としては最高の転移温度 T_c (40 K) を持つ MgB₂ は、超伝導コヒーレンス長が長く電磁的異方性が低いことから、無配向の多結晶体においても 10^5 A/cm² 以上の比較的高い臨界電流密度 J_c を持つ巨視的超伝導電流が得られる[1]。この結晶粒間における弱結合の不在は、多結晶試料全体にわたっての均一な超伝導電流分布を可能とする[2]。また、MgB₂ バルク体はマグネシウムとホウ素の混合粉末に熱処理を施す *in-situ* 法などにより比較的容易に、かつ低コストで作製可能である。

最近我々はクラックの無い均一な組織を持つ MgB₂ バルク体を作製する技術を開発し、比較的大型のバルク体の作製が可能となった[3]。本研究では、Mg と B の圧粉成型体を熱処理することにより 100 mm ϕ までの大型円盤状 MgB₂ バルク体を作製し、その捕捉磁場のバルク径依存性を評価した。

2. 実験方法

Mg (99.6%, 325mesh) と B (99%, 300mesh) の混合粉末を直径 10, 20, 30, 40, 50, 60, 100 mm ϕ , 厚さ 10 mm の円盤状に成型し、アルゴン雰囲気下で 850 $^{\circ}$ C, 3 h の熱処理を行うことで MgB₂ バルク体を得た。MgB₂ バルク体試料をヘリウム冷凍機で冷却し、超伝導マグネットを用いて磁場下冷却 (FC) 条件により 6 T の磁場下で着磁を行った。バルク体の捕捉磁場はバルク体表面中心に配置したホール素子を用いて測定した。試料温度は試料表面に配置したセルノックス温度センサーを用いて測定した。また、バルク体から切り出した試料片に対して、SQUID 磁束計により磁化測定を行った。

3. 結果と考察

作製した MgB₂ バルク体試料においてマクロスケールのクラック等はみられず均一な組織を有することが分かった。バルク体から切り出した小片試料の磁化特性を調べたところ、 T_c は約 39 K であり、 J_c は 20 K において 2×10^5 A/cm² 以上で、バルク径の異なる試料においても同様であった。この結果は、MgB₂ バルク体では組織、超伝導特性の均一性を維持したままバルク体サイズのスケールアップが図れることを示唆する。

直径 10-60 mm ϕ , 厚さ 10 mm のバルク体試料を 20 K において着磁後、バルク体表面中心の位置において測定した捕捉磁場のバルク径依存性を Fig. 1 に示す。直径 10 mm ϕ 試料の 20 K における捕捉磁場は約 1 T であったが、直径 20 mm ϕ 試料で約 1.5 T、直径 30 mm ϕ 試料で約 1.8 T、最大の直径 60 mm ϕ 試料では約 2.2 T が得られ、バルク径の増大とともに捕捉磁場は向上する傾向を示した。これはバルク径が大きくなることにより、電流周回体積が増大し、捕捉磁場が上昇したことを示す。Fig. 2 には、バルク全体を均一に超伝導電流が循環していると仮定し、Biot-Savart 則を用いて捕捉磁場値から見積もった平均電流密度 J_c^{average} のバルク径依存性を示す。直径 30 mm ϕ 以下の試料と比較すると、直径 40 mm ϕ 以上のバルク径がより大きな試料において、平均電流密度が

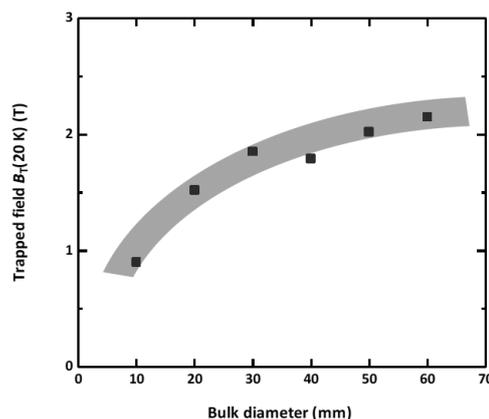


Fig. 1. Bulk diameter dependence of trapped field at 20 K at the center of bulk surface for the MgB₂ bulk samples with 10, 20, 30, 40, 50 and 60 mm in diameter and 10 mm in thickness.

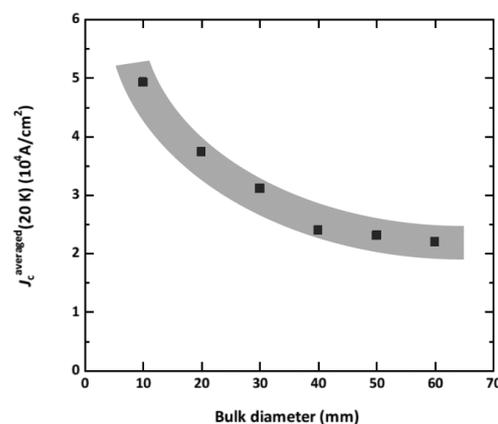


Fig. 2. Bulk diameter dependence of averaged current density at 20 K estimated from the trapped field values.

やや低下する傾向がみられた。試料内の J_c 特性にバルク径依存性、及び位置依存性はみられなかったことから、バルク径の大きな試料においては高い自己磁場によってバルク中心部の J_c が減衰し、これがバルク径の大きな試料における捕捉磁場上昇の飽和傾向に影響していると考えられる。

4. 謝辞

本研究はJSPS科学研究費補助金(23246110)ならびにJSTさきがけの助成を受けて実施したものである。

参考文献

- [1] D. C. Larbalestier *et al.*, *Nature* **410**, 186 (2001).
- [2] 山本明保 ほか, 応用物理 **79**, 48 (2010).
- [3] 例えば, A. Yamamoto, H. Yumoto, J. Shimoyama, K. Kishio, A. Ishihara and M. Tomita, ISS2010 BLP-26.

バルク超電導体の J_C - B 特性推定に関する検討

Study on the estimation of J_C - B characteristics of bulk superconductor

大浦 雄紀, 大崎 博之(東大)

OURA Yuki, OHSAKI Hiroyuki (Univ. of Tokyo)

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

1. はじめに

バルク超電導体は、磁束ピンニング効果により高密度の磁束を捕捉することが可能であるため、様々な応用が期待されている[1]。バルクの応用に向けては、バルク超電導体が発生する磁束量が臨界電流密度 J_C に依存し、 J_C は磁束密度 B に依存するため、 J_C と B との関係性 (J_C - B 特性) の評価が重要となる。従来は、バルク超電導体の微小片から磁化測定を行うことで J_C - B 特性の評価を行っているが、微小片を切り出さなければならないという欠点がある。また、磁界中冷却着磁 (FCM: Field cooling magnetization) 時の捕捉磁界特性から J_C - B 特性を推定する手法もあるが、評価可能な磁界範囲が磁束捕捉状態でのバルク中の磁束密度に依存する等の制約がある。そこで我々は、バルク超電導体の J_C - B 特性を非破壊で評価する手法として、バックグラウンド磁界中でその磁界を微小変化させる微小磁界 FCM を行い、その結果から J_C - B 特性を推定する手法を検討している。本稿では、その推定に与える実験と解析の条件について考察する。

2. 実験方法

使用したバルク超電導体は、直径 46mm、厚さ 15mm の Gd 系バルク超電導体である。このバルク超電導体に対し、超電導マグネットにより発生させた磁界 (バックグラウンド磁界) B_0 を与え、液体窒素により冷却後、バックグラウンド磁界 B_0 を微小磁界 (0.1T) だけ低下させた。 B_0 低下完了 30 分後、バルク体表面 2.0mm において、中心から径方向 0 mm ~ 25 mm の z 方向磁束密度をアキシヤル型ホールセンサによって測定した。

3. 解析方法

FEM 解析ソフト COMSOL を用いて、2 次元軸対称過渡応答解析により、微小磁界 FCM のシミュレーションを行った。バルク超電導体の電界-電流密度特性に n 値モデルを用い、 n 値を大きくすることで Bean モデルに近い超電導体モデルの解析になっている。ある臨界電流密度 J_C を設定して着磁過程をシミュレーションし、その解析結果と実験結果を比較することでバルク超電導体内の臨界電流密度を推定した。

4. 結果

Fig.1 に、実験で測定した捕捉磁界分布と、 J_C を変化させた際のバルク超電導体表面上 2.0mm の z 方向磁界分布の解析結果を示す。この結果は、微小磁界 FCM 後の磁束密度分布から、バルク超電導体が無い状態で ($B_0=0.1$) の外部磁界を印加したときの磁束密度分布、つまりバルク超電導体に電流が誘導されていないときの超電導マグネットによるバックグラウンド磁界を差し引いたものを示している。

5. J_C - B 特性の推定

解析結果より、バルク端部の径方向 20.0mm ~ 23.0mm における J_C と捕捉磁界の傾きの相関性を調べたところ、両者は対数近似できることがわかった。その関係式を用いて、実験結果の傾きからバルク中の臨界電流密度を算出することでバックグラウンド磁界中の捕捉特性による J_C - B 特性の推定を行った。得られた J_C - B 特性を、Fig.2 に示す。磁界に対して臨界電流密度が減少する J_C - B 特性であった。

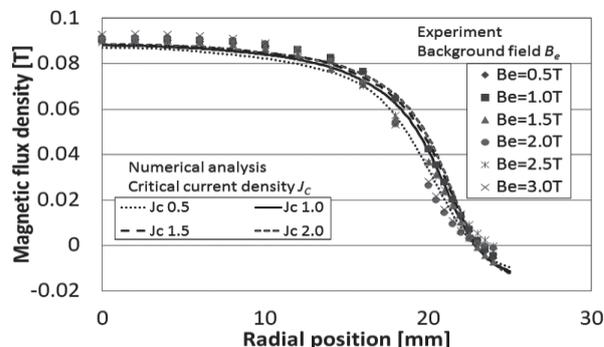


Fig.1 Comparison of the analysis and experimental results of magnetic flux density distribution

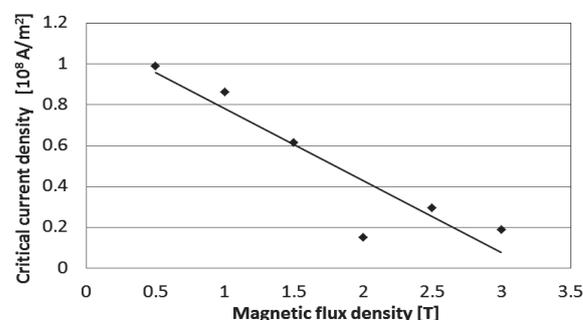


Fig.2 Estimated J_C - B characteristics

6. 考察

Fig.1において、実験結果と解析結果の捕捉磁界分布の傾向は似ているものの、特にバルク中心部において両者に差異が見られる。その原因として、バルク超電導体とホールセンサとの間のギャップが考えられる。 J_C を固定し、ギャップを 1.0mm 及び 2.0mm で解析を行った際の結果を Fig.3 に示す。Fig.3 より、ギャップの違いが捕捉磁界分布に及ぼす影響は、バルク中心部においてもかなり大きいことがわかる。

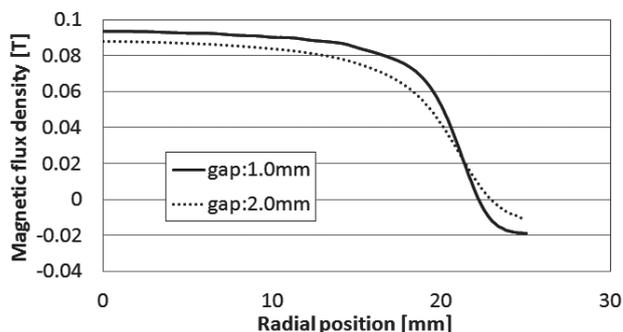


Fig.3 Influence of the gap length on magnetic flux density distribution

謝辞

本研究で用いたバルク超電導体は、新日鐵住金(株)手嶋英一様よりご提供いただいた。ここに御礼申し上げます。

参考文献

1. N. Okajima, et al: CSJ 47 (2012), p.73

Infiltration-Growth 法を用いた Y-Ba-Cu-O バルク超伝導体の作製条件の最適化

Optimization of fabricating conditions for bulk Y-Ba-Cu-O superconductors produced with Infiltration-Growth method

中里 健太, Muralidhar Miryala, 井上 和朗, 腰塚 直己, 村上 雅人(芝浦工大)

NAKAZATO Kenta, MURALIDHAR Miryala, INOUE Kazuo, KOSHIZUKA Naoki, MURAKAMI Masato (Shibaura Institute of Technology)

E-mail: mb13022@shibaura-it.ac.jp

1. はじめに

液相成分からなる成形体と、RE211 前駆体を積み重ね、熱処理時に液相成分を RE211 相に染み込ませてバルク超伝導体を作製する手法として Infiltration-Growth (IG) 法が知られている。

バルク超伝導体の捕捉磁場特性を向上させるためには、高臨界電流密度化が必要となる。臨界電流密度に影響を与える因子として微細構造が挙げられる。

IG 法において種結晶を用いることにより、臨界電流特性に優れた均一な微細構造を有する単ドメインバルク超伝導体の作製が期待されている。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 相の分布が均一となるからである。

また、バルク超伝導体の特性劣化の一因であった基板材料との反応を抑制することも可能である。本研究では、IG 法の作製方法の最適化を行い、作製したバルク超伝導体の組織と超伝導特性についての評価を行った。

2. 実験方法

試料粉末として $\text{Ba}_3\text{Cu}_5\text{O}_8$ と $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Y-123) を 1:1 で混合し、 Y_2BaCuO_5 (Y-211) に Pt を 0.1wt% 添加した。これらの混合粉を内径 20 mm の治具に入れ、一軸プレスにより前駆体を成型した。前駆体の支持材として Yb_2O_3 を MgO 単結晶基板の上に敷き、前駆体を積み重ねた。この前駆体を 995~978°C において等温溶融成長を行った。その後、等温溶融成長処理を基に IG 法による結晶成長を行い、酸素アニール処理によって $\phi 30\text{mm}$ の単結晶バルク超伝導体を作製した。

超伝導特性の評価は捕捉磁場測定により行った。表面磁束密度 0.5T の Fe-Nd-B 磁石を用いて液体窒素 (77K) 中で磁場中冷却を行い、ホール素子を用いて測定した。

また、超伝導量子干渉計 (SQUID) により、臨界温度 (T_c) および臨界電流密度 (J_c) の測定を行った。

3. 実験結果および考察

Fig.1 に作製した $\phi 30\text{mm}$ バルク超伝導体の捕捉磁場特性結果を示す。中心にピークを有する対称性の高い捕捉磁場分布が得られた。これは、IG 法によって作製したバルク超伝導体が、欠陥のない単ドメインに成長したことを示している。

なお、バルク体表面から 1mm の高さでの最大捕捉磁場は 0.41T を示し、バルク体表面においては 0.45T であった。

Fig.2 および Fig.3 に SQUID の測定結果を示す。作製したバルク体の T_c は、93.2K 付近で超伝導転移を示した。また、液体窒素の沸点である 77K における J_c は、175kA/cm² であった。捕捉磁場測定および J_c の測定結果から IG 法によって作製したバルク体は、Y-211 相が微細分散されているものと考えられる。

今後は、作製条件のさらなる最適化による臨界電流密度の向上と、IG 法による大型バルク超伝導体の作製を検討する予定である。

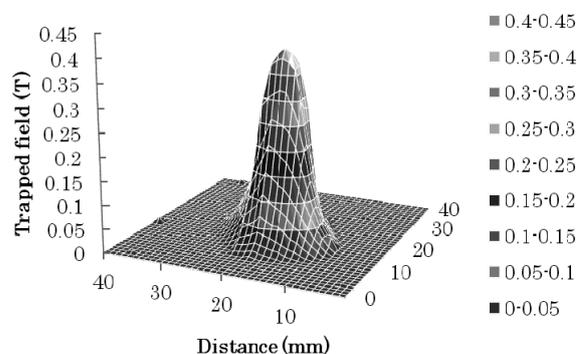


Fig.1 Trapped flux distribution of 30 mm diameter Y-123 bulk at liquid nitrogen temperature. Note that the maximum the trapped field value reached 0.41 T at 1.2 mm above the sample surface and around 0.45 T when it is measured directly on the bulk surface.

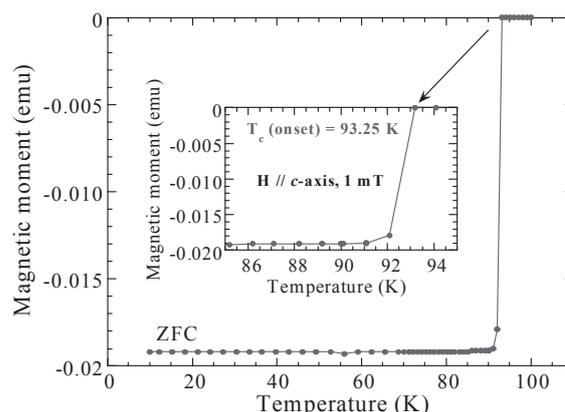


Fig.2 Superconducting transitions for specimens cut from various locations of single-domain Y-123 superconductor prepared in air with IG process.

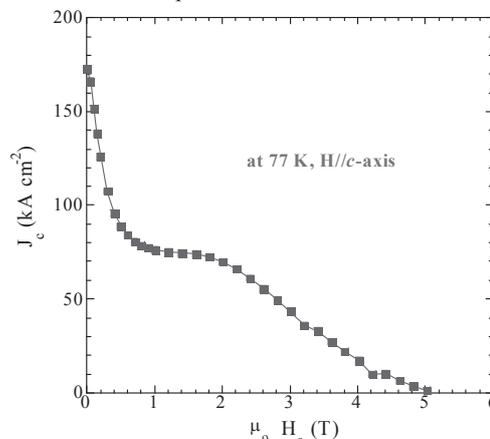


Fig.3 Field dependence of the critical current density (J_c) of the Y-123 sample IG-processed in air, measured at $T=77$ K with $H//c$ -axis. Note that record critical current density of 175 kA/cm² at self field and 77 K was achieved for the first time in Y-123 system.

磁場中コロイドプロセスを利用した三軸配向性高温超伝導材料作製の検討

Fabrication of tri-axially aligned high- T_c cuprate ceramics by a colloidal process in high magnetic fields

堀井 滋(京大院エネ科); 山木桃子, 古田守(高知工大環境理工); 土井俊哉(京大院エネ科)
 HORII Shigeru (Kyoto Univ.); YAMAKI Momoko, FURUTA Mamoru (Kochi Univ. Tech.); DOI Toshiya (Kyoto Univ.)
 E-mail: horii.shigeru.7e@kyoto-u.ac.jp

1. はじめに

Y系高温超伝導体は液体窒素温度(77 K)を超える臨界温度(T_c)と磁場下で優れた臨界電流特性を有し、液体窒素で動作する超伝導線材や強磁場発生装置への応用が期待されている。しかし、実用化には層状構造および粒界弱結合の問題から三軸結晶配向が必要である。磁場配向はエピタキシー技術を使わない新しい三軸結晶配向法[1,2]であり、室温プロセス・遠隔力を利用した配向プロセスなる特長も有する。

これまでに、我々はエポキシ樹脂中での高温超伝導粉末の三軸磁場配向およびそれらの配向度について報告してきた[2-5]。さらに、磁場配向法を実用的プロセスとして展開させるには粒間結合を実現・強化するプロセスとの融合が不可欠であり、磁場配向法と親和性の高いコロイド溶液を使ったスリップキャスト法[6]が磁場配向セラミックス作製の有効な手段となる。

ところが、回転変調磁場中スリップキャスト法の現実的問題は、10T級の伝導冷却式超伝導磁石を回転制御できないことである。そのため、コロイド溶液を回転制御させること(試料回転型)になるが、エポキシ樹脂に比べて 10^5 倍の粘性しか示さないエタノールなどを分散媒として用いたコロイド溶液における試料回転型回転変調磁場での配向効果は不明である。そこで本研究では、回転変調磁場を生み出すスラリーの回転制御法やコロイド溶液の粘性に着目し、高配向性三軸結晶配向超伝導セラミックス作製に向けた設計指針を明らかにする。

2. 実験

本研究では、KOHを用いた常圧下フラックス法[7]を用いて作製した $\text{ErBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ (Er124)単結晶[4]を原料とした。Er124相選択の理由は、①双晶フリー②Erイオンにより磁場回転面に平行に CuO_2 面が配向する磁化軸をもつ、③磁気異方性が大きい、ことによる。得られた数百マイクロサイズの単結晶を洗浄のち、ボールミル法で微細化した。Er124微細粉を用いてエタノールを分散媒とするスラリーを作製した。また、粘性を制御するため、poly-vinyl-butyril(PVB)添加量を5~20wt.%とした。これらのスラリーをFig. 1で示すように、一方向回転方式あるいは首振り回転方式の回転変調磁場下でスリップキャストすることで磁場配向体を得た。得られた試料についてはXRD法から配向軸・配向度を評価した。

3. 結果および考察

Fig. 2に $\mu_0 H_a = 3 \text{ T}$, $\Omega = 20 \text{ rpm}$ の条件のもと、(a)一方向回転方式の回転変調磁場及び(b)首振り回転方式の回転変調磁場下でスリップキャストした三軸配向試料の(017)面における極点図形をそれぞれ示す。Fig. 2(a)(b)ともに極点図形の $\alpha = 44^\circ$ 付近における二回対称性の高いスポットが観測されたことから、いずれも三軸配向が実現している。しかし、(a)では(b)よりも同心円方向への回折スポットが広がっており、一方向回転方式の面内配向度が低いことがわかった。回転工程で生じた慣性力が静止工程においても完全には抑制できず、結果的に静止工程による磁化容易軸の整列度が低下していることが示唆される。また、面内配向度の値に着目すると、同心円方向のラインスキャンから得られる(017)ピークの半値幅

は、一方向回転方式および首振り回転方式においてそれぞれ $\sim 15^\circ$ および 9.4° となった。現在のところ、静止工程を含まず回転させる角度領域が狭くて済む首振り回転方式の優位性が示されている。この結果は、低粘性スラリーを用いた試料回転型回転変調磁場配向において、面内配向度の向上には慣性力の影響を考慮した試料回転方式の最適化が必要であることを示している。当日は、スラリーの粘性や微粉末の粒径、首振り角度などの磁場印加条件が与える配向度への影響についても報告する予定である。

謝辞

本研究の一部は、科学研究費補助金(24550236)、岩谷科学技術研究助成および日本板硝子工学助成会の助成を受けて実施したものである。

参考文献

1. Kimura *et al.*: Langmuir 22 (2006) 3464.
2. Fukushima, Horii *et al.*: APEX 1 (2008) 111703.
3. Horii *et al.*: Sci. Technol. Adv. Mater. 10 (2009) 014604.
4. Yamaki, Horii *et al.*: Jpn. J. Appl. Phys. 51 (2012) 010107.
5. Horii *et al.*: Appl. Phys. Express 6 (2013) 093102.
6. Okamoto, Horii *et al.*: Appl. Phys. Lett. 89 (2006) 081912.
7. Song *et al.*: J. Cryst. Growth 300 (2007) 263.

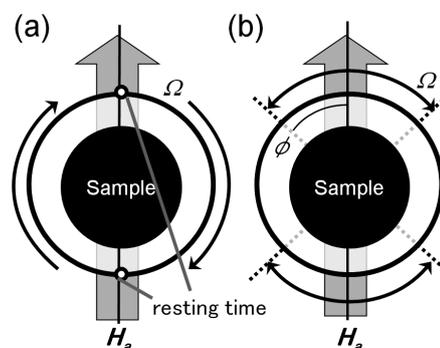


Fig.1 Two different types of modulated rotating magnetic fields. (a) unidirectional rotation type, (b) oscillation type.

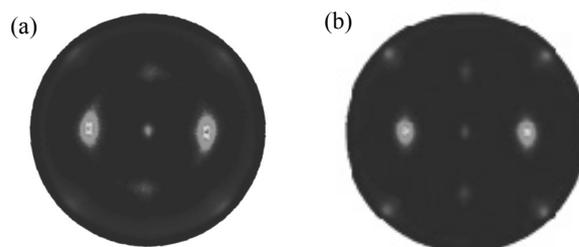


Fig.2 Pole figure mapping of the (017) reflection for the magnetically aligned Er124 ceramics in MRFs ($\mu_0 H_a = 3 \text{ T}$, $\Omega = 20 \text{ rpm}$) with (a) the unidirectional rotation type and (b) oscillation type.

HTS バルク回転子の捕捉磁束に及ぼす変動磁界の影響

Effect of fluctuation magnetic field on trapped magnetic flux of HTS bulk rotor

山岸 一人(横浜国大); 小川 純(新潟大学); 塚本 修巳(上智大学)

YAMAGISHI Kazuhito (Yokohama National University); OGAWA Jun (Niigata University); TSUKAMOTO Osami (Sophia University)

E-mail: yamagisi@ynu.ac.jp

1. はじめに

これまで我々は、超伝導バルク応用回転機を実現するための技術課題の一つである変動磁界がバルクの捕捉磁束に与える影響について検討を行ってきた[1]。その影響を抑制する手法として我々が提案している超伝導シールドリングを使った方法の効果を検証するために、回転機を模擬した試験装置の製作を行っている。

本報告では、その試験装置の一部である回転子のバルクモジュール部分への変動磁界による影響について検討を行ったので報告する。

2. 方法と結果

今回検証を行った回転子の一部であるバルクモジュールは、図1で示されているように回転子に4つ設置されており、それぞれのモジュールは、超伝導バルク、ヒータ、そして超伝導シールドリングから成り立っている。設置されている4つの超伝導バルクは、それぞれの緒元が若干異なっている。ここでは代表して表1に Bulk-A のものを示す。シールドリングには、表1に示す HTS 線材を用い、リングの配置については解析の結果や線材の曲げ半径などを考慮して図2に示された2つの配置を選択している。以前の研究では、シールドリングの曲げ半径を考慮せず、バルクに直接巻くモデルを提案していたが、これはシールドリングの J_c 劣化とバルクへの熱伝達が悪くなることが確認されたため、図2に示すようなモデルを提案することとなった。また、バルク側面には冷却チャネルとしてスリットを設けてあり、バルクへの十分な冷却が得られるよう設計されている。そして、さらにそのバルクの側面にはシールドリングとは別に着磁調整用のヒータが均一に巻かれており、ZFC で磁化している最中に熱を加えることでバルク温度を調整し、磁化磁束がバルク内部に侵入しやすくするように設置されている。

本実験は以上のようなバルクモジュールを一旦磁化させた後に、外部から変動磁界を印加し、その磁界がバルクの捕捉磁束にどの程度影響を与えるのかを測定した結果を示すものである。捕捉磁束の変化は、バルク上面の中央に設置されたホールセンサにより測定され、バルクの底面には温度センサが設置されており、温度の変化も測定できるようになっている。その結果の一部を図3に示す。バルクにシールドリングを付加した場合と、付加しない場合の捕捉磁束 B_p の時間変化である。 B_{p0} は B_p の初期値であり、この時の値は1.16Tであった。

この結果より、シールドリングを付加した場合の捕捉磁束

Table 1 Specification of HTS Bulk and HTS wire used in shielding ring

Bulk-A	GdBaCuO
Diameter	34.55mm
Height	10.46mm
Trapped Field	1.164T (at 77K) Field Cool
J_c	6.84×10^7 A/m ²
n value	20
HTS Wire	Bi2223/Ag-sheathed
Thickness	0.32mm
Tape Wire Width	2.8mm
I_c	64A at 77K, 0T
J_c	7.14×10^7 A/m ²
Min. Bending radius	25mm

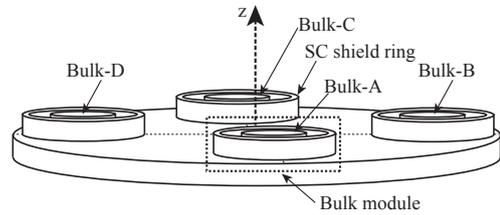


Fig.1 Illustration of the rotor module.

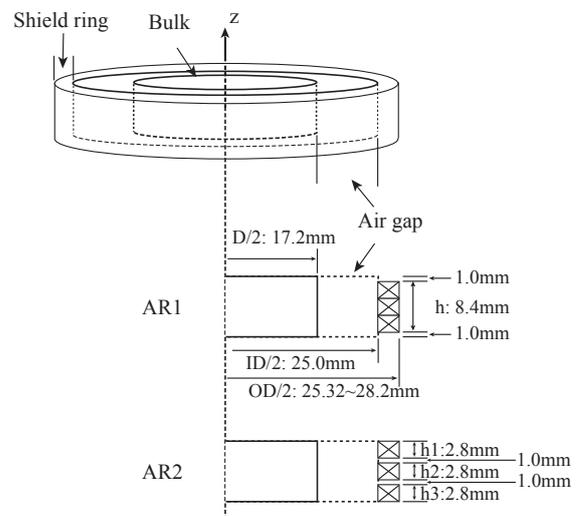


Fig.2 Arrangement of HTS shielding ring.

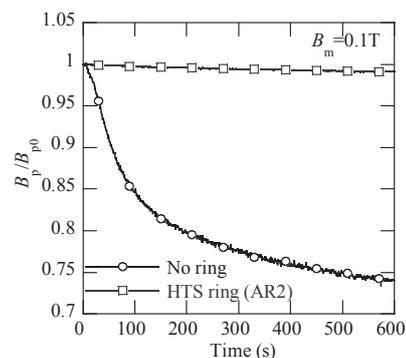


Fig. 3 Time evolutions of B_p/B_{p0} of bulk with and without shielding ring.

はほとんど変化せず、状態を保持できていることがわかる。また、シールドが付加されない場合は、600秒印加時点で25%以上減少していることがわかる。

以上、詳細については、講演当日に報告する。

謝辞

本研究は、JSPS科研費24560325の助成を受けたものである。

参考文献

1. K. Yamagishi, O. Tsukamoto, J. Ogawa, D. Miyagi: IEEE Trans. Supercond., Vol. 21 (2011) pp.595

TREK 実験用超伝導トロイダル磁石システムの冷却系再構築

Cryogenic system of superconducting toroidal magnet for the TREK experiment

大島 洋克 (KEK), 岡村 崇弘 (KEK), 荒岡 修 (KEK), 槇田 康博 (KEK), 今里 純 (KEK)

OHATA Hirokatsu (KEK), OKAMURA Takahiro (KEK), ARAOKA Osamu (KEK)

MAKIDA Yasuhiro (KEK), IMAZATO Jun (KEK)

E-mail: ohata@post.kek.jp

1. 緒言

現在、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) を中心に TREK 実験と呼ばれる素粒子実験計画が進行中である。TREK 実験は、高強度中間子ビームを利用し、K⁺ の電子とミュオンへの二体崩壊の精密測定により、レプトン普遍性の破れを探索することを目的としている。本プロジェクトでは 12 個の超伝導コイルから構成されたトロイダル超伝導磁石を用いるが、これは気液二相ヘリウム強制循環により 4.5K に間接冷却される。この TREK 実験で使用される圧縮機、ヘリウム冷凍機ならびに超伝導トロイダル磁石は 1990 年代に KEK で実施された E246 実験¹⁾ で使用したものを再利用する予定である。これらは長期間使用されておらず、再利用するにあたっては各機器の状況を十分に調査し問題点を改善する必要がある。本報では TREK 実験における超伝導トロイダル磁石並びにヘリウム冷凍機を含めた冷却システムの概要、再構築のシナリオならびに現在の準備状況について報告する予定である。

2. 冷却システムの構成

Fig.1 は圧縮機・中圧タンク類まわりを除くヘリウム冷凍機ならびに超伝導トロイダル磁石部の概略フロー図を示す。圧縮機からの吐出流量は約 50 g/sec であり、そのうち 35 g/sec がマグネットシールド系に分流し、70 K シールドを冷却した後、直列に接続された断熱膨張タービン T1, T2 により膨張し、低圧ラインから圧縮機サクシオンへ戻る。また残り 15 g/sec は最終熱交換器 E5 を通過して、約 8g/sec が JT 膨張弁により等エンタルピー膨張しサブクーラー内へ液体ヘリウムとして貯蔵される。残り 7 g/sec はサブクーラー内に設けられた熱交換器を通過し、CV171 で 1.4 atm 近傍に減圧されることでクオリティゼロの液体ヘリウムが生成され超伝導トロイダルコイル冷却系に供給される。また Table.1 に超伝導トロイダル磁石における冷却システムの主要パラメータを示している。表中からも明らかのように 4 K への熱負荷は 15 W であり、冷却チャンネル長が 60 m であることから、本システムにおける単位長さ辺りの熱負荷は 0.25 W/m である。この熱負荷は E246 実験により得られた実測値である¹⁾。また強制循環流量が 7 g/sec であることを考えると冷却チャンネル出口部分の二相流クオリティは約 0.12 となることが予測される。また TREK 実験で使用されるヘリウムコンプレッサならびに冷凍機の主要パラメータを Table 2, Table 3. に示している。

3. 現状と今後のスケジュール

上記で紹介したヘリウム冷凍機 (TCF50) は平成 18 年に廃止届を出して以来北カウンターホールにて空調管理されたクリーンルームにて休止状態であった。昨年度、冷凍機メンテナンスを実施していくつか修復するべき箇所が明らかになった。今年度行う修復作業をまとめると以下のとおりである。

1. 断熱膨張タービン T1, T2 の交換。
2. 断熱膨張タービンブレーキクーラーの交換
3. 制御システム SATTCON から DeMPICS への移植
4. 自動弁ポジショナーならびに圧力発振器など計器類の交換
5. 前川製作所圧縮機オーバーホール

今年度は上記作業に加えて圧縮機建屋の建設をおこなっており、2014 年度前半で、圧縮機、冷凍機、超伝導トロイダルコイルの移設ならびに配管施工などを行い、2014 年度 11 月頃から試運転を行い、冷却システムに問題が無いことを確認した後に物理実験を行う予定である。

Table 1. Cryogenic load and required parameter for TREK.

熱負荷 @ 4.5 K	15 W
熱負荷 @ 80	250 W
カレントリード冷却流量	0.3 g/sec
コールドマス @ 4.5 K/70 K	2.7 ton/0.65 ton
冷却配管 ID./ 配管総長	12 mm / 60 m
冷却方式 / 質量流量	二相流強制循環 / 7 g/sec
シールド冷却 / 質量流量	ヘリウムガス / 35 g/sec

Table 2. Brief specification of helium compressor.

メーカー / 型式	前川製作所 / HE250SG-M
Compressor type	Screw compressor
吐出圧力	9.9 kg/cm ²
軸動力	210 kW, 6600 V
吐出風量	50 g/sec
オイルセパレーター	1 次 -5 次セパレーター

Table 3. Brief specification of cold box.

メーカー	SULZER
型式	TCF50
膨張タービン	TGL, 第一第二膨張タービン直列
中圧タンク	20 m ³
サブクーラー	コールドボックス内 : 20L

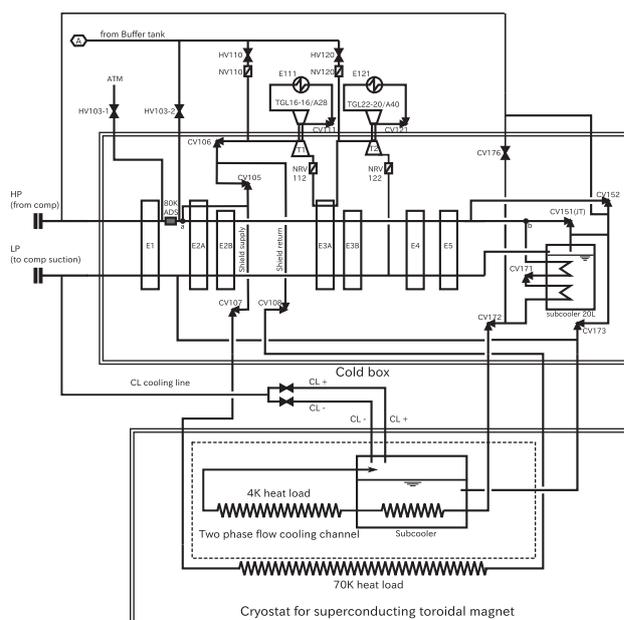


Fig.1 Schematic flow diagram of TREK experiment.

参考文献

1. Imazato J., et al., IEEE Transactions on Applied Superconductivity, MT17, p366-371.

ILC 衝突点近傍における冷却システムの検討状況

Present status of cryogenic system on ILC central region

岡村 崇弘 (KEK), 榎田 康博 (KEK), 川井 正徳 (KEK), 杉本 康博 (KEK), 田内 利明 (KEK), Marco Oriunno (SLAC)
 OKAMURA Takahiro (KEK), MAKIDA Yasuhiro (KEK), KAWAI Masanori (KEK),
 SUGIMOTO Yasuhiro (KEK), TAUCHI Toshiaki (KEK), Marco Oriunno (SLAC)
 E-mail: takahiro.okamura@kek.jp

1. 緒言

電子・陽電子衝突型線形加速器 International Linear Collider (ILC) 実験では、ヒッグス粒子の精密測定、また標準理論を超える新しい物理の発見など、素粒子物理学において大きな成果が期待されている。第一期では重心系エネルギー 500 GeV までのエネルギーでの運転を行う予定である。現在は日本を中心に詳細設計を国際協力のもと進めている段階である¹⁾。その中で我々は衝突点近傍の検出器用超伝導ソレノイド冷却並びにその中に組み込まれる最終収束超伝導磁石 (QD0) の冷却に関する検討を SLAC 等の研究機関と共同で行なっている。ILC において粒子検出器は SiD と ILD と呼ばれるの二種類が提案されており、これら二台の検出器が衝突点を含む実験ホールに設置される。一方で加速器は最終収束ラインまで一本化されるため、二つの検出器を交互に衝突点まで移動させる push-pull 方式で両検出器の運用を行う。またこの IR 部の実験ホールには加速器の装置も共存し、特に QD0 は検出器の中に組み込まれ、push-pull 時に QD0 は検出器とともに移動することになる。また留意すべき事項として、物理実験中は QD0 の振動を衝突ビームの精度から上下流の 2 つの QD0 間の相対的な振動振幅 (垂直方向) が 50nm 以下であることが求められる。このように IR 部の冷却システムは、各超伝導機器の振動等の様々な技術仕様を満足する 2K-4K 複合冷却システムを構築する必要がある。本報では衝突点近傍の冷却システムに関する概要ならびに各機器に求められる技術的仕様を紹介すると共に、最適化された冷却システムを構築する上で不可欠なシミュレーションスタディとして、ソレノイドを冷却するためのヘリウム二相流流動様相を予測する数値計算コードの開発状況に関して報告する。

2. 衝突点近傍冷却系の構成

Fig.1 に ILC 衝突点近傍の超伝導機器冷凍機などの配置の一例を示す。Fig.1 には SiD(左側)ならびに ILD(右側)の 2 台の粒子検出器がそれぞれメンテナンスエリアに設置されている。物理実験中はどちらかの検出器が push-pull により衝突点まで移動する。またそれぞれの検出器に組み込まれる超伝導ソレノイドの主要パラメータを Table.1 に示す。これらのソレノイド磁石は強制対流もしくはサーモサイフォンによるヘリウム二相流で冷却される。また其々の検出器の両側には最終収束電磁石 QD0 が組み込まれ、上述のように振動に留意する必要があるなどの理由から 1.8 K 近傍の加圧超流動ヘリウムで冷却される。これらの超伝導機器を冷却するために、4K ヘリウム冷凍機に加えて 2K 冷凍機が必要になる。Fig.1 の構成では其々の検出器に 4K ヘリウム冷凍機が用意されている。4K ヘリウム冷凍機からディストリビューションボックスを介して、検出器には二相流ヘリウムが供給されると共に、液体ヘリウムが 2K 冷凍機に供給される。2K 冷凍機では供給された液体ヘリウムが JT 膨張し飽和超流動が生成され、クロータイプのコライオスタットと同様にこれが熱交換器の役割を担うことで加圧超流動も同時に生成され、QD0 へと供給される。またヘリウムコンプレッサと各々の検出器用の冷凍機間のヘリウム配管は push-pull のことを考慮して Fig.1 に示すようにフレキシブルタイプの配管を部分的に組みこむ必要があり、そのためのケーブルチェーンが必要となる。また Fig.1 中には示されていないが、QD0 と連結する加速器として最終収束超伝導電磁石 (QF1) ならびにクラブ空洞が隣接する。これらはそれぞれ加圧超流動ヘリウムならびに飽和超流動ヘリウムで冷却されるが、これらのための 4K 並びに 2K の冷凍機に関しても実験室に設ける予定である。

3. 検討すべき技術的課題

以上の点から、IR 部の冷却システムは、検出器ソレノイド冷却系に最終収束 4 極超伝導電磁石の冷却系も収斂させることが求められるが、具体的に最適化された冷却システムを構

Table 1. Calculation conditions and analytical systems.

	ILD ソレノイド	SiD ソレノイド
中心磁場 (T)	3.5 / 4	5
コイル内半径 (mm)	3615	2731
コイル外半径 (mm)	3970	3112
コイル全長 (mm)	7350	5586
電流 (最大) (kA)	22.5	17.72
蓄積エネルギー (GJ)	2.27	1.59
E/M (kg/kg)	13.5	12
モジュール分割数 (-)	3	2
モジュール長 (m)	2.45	2.793
巻線層数	4	6
コールドマス (ton)	168	130

築するにあたり以下の技術検討が要求される。

1. 流体や機器などから発生する振動源を明らかにし、QD0 への振動を極力減らすレイアウトを構築する。
2. その上で超流動ヘリウムを含む 2K-4K の複合型冷却システムの最適化を図る。

上記の技術検討を定量的に行うにあたり、今後具体的には以下のことを評価していく予定である。

1. 振動源の特定ならびにその特徴 (PSD) を測定。
2. 検出器ソレノイド用気液二相流の挙動ならびにそれがもたらす振動調査。
3. QD0 の冷却最適化を目指す超流動ヘリウムの実機における実現象計算。
4. ダイナミックシミュレーションによる 2K-4K 複合冷却システムの最適化。

現時点では 2,3,4 に着手しており、講演ではこれらの進捗状況並びに結果についても紹介する。

参考文献

1. 山本明, "大型超伝導加速器計画: International Linear Collider(ILC) -概要-" 低温工学, Vol.48 (2013) No.8 p 409-414

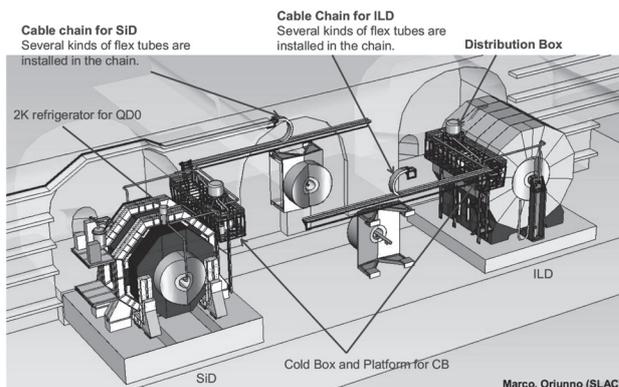


Fig. 1 Overall layout example of central region in Japanese mountain site.

EPICSを用いた SuperKEKB 超伝導電磁石磁場測定制御システムの開発

Development of the control system for the SuperKEKB superconducting magnet field measurement using EPICS

岩崎 昌子(KEK); 廣瀬 雅哉, 岩瀬 克己(関東情報サービス); 青山 知寛(三菱電機 SC)

IWASAKI Masako(KEK); HIROSE Masaya, IWASE Katsumi(Kanto Information Service); AOYAMA Tomohiro(Mitsubishi Electric System & Service)

E-mail: masako.iwasaki@kek.jp

1. はじめに

高エネルギー加速器研究機構(KEK)では、KEKB 電子・陽電子ビーム衝突型加速器を用いた B ファクトリー実験が行われてきた。現在、KEKB 加速器の更なる高輝度化を目的として、SuperKEKB 加速器の建設が進められている。SuperKEKB 加速器では、KEKB 加速器で記録した世界最高の電子・陽電子衝突頻度を約 40 倍に高めることを目標としている。

我々は、SuperKEKB 加速器実験用最終収束系超伝導電磁石の磁場測定制御システムを、EPICS を用いて開発した。この制御システムにより、電磁石電源の電流値設定および電流値測定、磁場測定用プローブの位置設定および位置測定、測定磁場データ収集等を自動で行うことができる。この磁場測定制御システムの詳細について、報告する。

2. システム設計と仕様

SuperKEKB 超伝導電磁石磁場測定制御システムでは各機器の制御に EPICS (Experimental Physics and Industrial Control System) [1]、ユーザ用インタフェース画面に CSS (Control System Studio) [2]を用いた。ここで、EPICS は広く国内外の加速器、物理実験等で使用されている、分散型制御ソフトウェアである。また、CSS は EPICS を標準でサポートしているユーザ画面開発ソフトウェアである。CSSを介して、ユーザは入力データを EPICS レコードへ渡す、あるいは、EPICS レコードから出力データを受け取って CSS の画面へ表示させることができる。ここで EPICS では、EPICS レコードを用いることによって、各機器と通信を行い、機器へのデータ入出力制御を行う(図1)。今回の磁場測定システムでは、通信インタフェースとして Ethernet、GP-IB、ARCNET が使用されている。

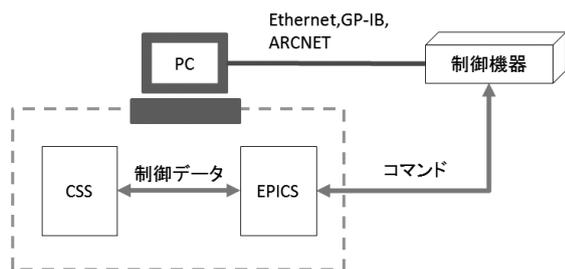


Fig.1 Schematic view of the magnetic field measurement control system.

電磁石電源として、IDX 製、HITACHI 製の 2 種類の電源を制御するプログラムを作成した。磁場測定で設定する電磁石電源の電流値やプローブの位置は、外部ファイルを用いて指定する。外部ファイルで指定されたパターンに沿って、電磁石電源電流値設定、プローブの位置設定を行い、磁場測定を自動で進める。これらの電磁石電源電流値やプローブ位置等の設定値、測定値のモニタリング、及び測定で得られた磁場データはユーザ画面に表示される。

ユーザ画面は磁場測定の主操作を行うためのメイン画面と、電磁石電源制御画面、プローブ制御画面など各制御機器を個別で制御できる制御画面から構成される。メイン画面

では左側に機器設定値及びモニタリング値、右側に電磁石の磁場測定データを表示するデザインとした(図2)。また、個別の機器制御画面の例として、IDX製電磁石電源制御画面を図3に示す。

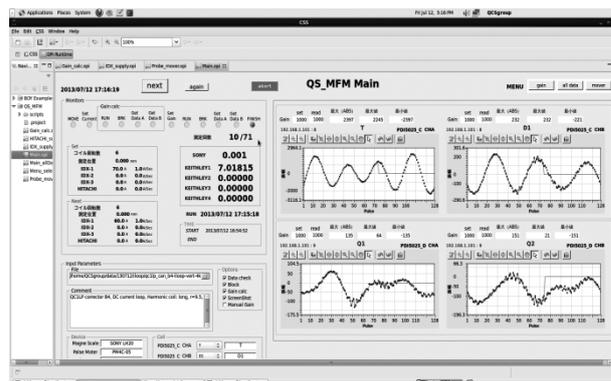


Fig.2 Control screen for the superconducting magnetic field measurement system.

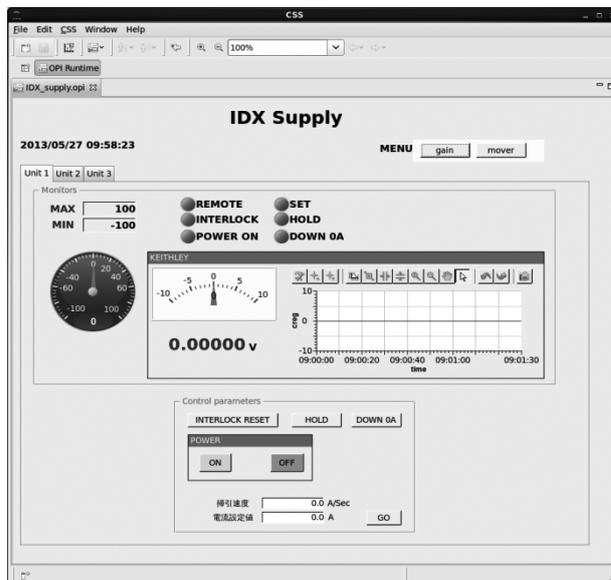


Fig.3 Control screen for the IDX magnet power supply.

測定した電磁石磁場データ、および測定時の情報(プローブ位置測定値、測定電流値、等)は外部出力ファイルに記録される。

3. まとめ

我々は、SuperKEKB 最終収束系超伝導電磁石用の磁場測定制御システムを、EPICS 及びCSSを用いて開発した。その詳細について、学会で報告する。

参考文献

1. EPICS, <http://www.aps.anl.gov/epics/>
2. CSS, <http://www.aps.anl.gov/epics/eclipse/>

Passive Shimming による MRI/NMR マグネットの 全方向磁界成分均一化のための球面調和関数による磁界解析 Magnetic field analysis using spherical harmonics function for homogenizing all magnetic field components of NMR/NMR magnet by shimming

野口 聡 (北大) ; Hahn Seungyong, Iwasa Yukikazu (MIT)

NOGUCHI So (Hokkaido University);

HAHN Seungyong, IWASA Yukikazu (Massachusetts Institute of Technology)

E-mail: noguchi@ssi.ist.hokudai.ac.jp

1. はじめに

MRI/NMR や加速器用マグネットでは、高い磁界均一度が求められている。高い均一度を得るためには、補正コイルや磁性鉄片を用いて、メインマグネットが作る磁界を補正する必要がある(シミング)。シミングでは、発生磁界の球面調和関数を求め、高次項の係数を消去するように補正コイルや磁性鉄片を配置する。このようなシミングを考えたときに、通常のマグネットは回転対象形状であることから、球面調和関数の係数は比較的容易に求められる[1]。しかし、オープン MRI など、回転対称ではないマグネットも用いられるようになり、磁性鉄片が作る非対称磁界を球面調和関数で求める手法も提案されてきた[2]。しかし、いずれの解析でも、発生磁界の z 方向成分のみの均一度を評価してきており、他の成分は無視されてきた。しかし、近年、加速器用のレーストラックコイルや Magic-Angle-Spinning 用のダイポールコイルなど、回転対称でない形状であり、さらに z 方向以外の磁界成分の均一度を求められるようになってきた。そこで、磁性鉄片が作る中心付近磁界の球面調和関数の係数を定式化した。

2. 球面調和関数による磁界解析

Fig. 1 (a)のように点 Q における磁性鉄片が点 P に作る磁束 Φ は以下のように表せる。

$$\Phi = -\frac{m}{4\pi} \cdot \nabla_Q \left(\frac{1}{R} \right) \quad (1)$$

ここで、 $1/R$ は球面調和関数を用いて、以下のように表現できる。

$$\frac{1}{R} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \varepsilon_m \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \frac{r^n}{r_0^n} P_n^m(\cos \alpha) P_n^m(\cos \theta) \cos[m(\varphi - \phi)] \quad (2)$$

点 P の磁界は以下のように表現できる。

$$\mathbf{B} = -\mu_0 \nabla_P \Phi \quad (3)$$

式(1)~(3)を整理することで、球面調和関数を用いて中心付近の磁界を表すことができる。例えば、磁界の x 方向成分は、以下のように表現できる。

$$B_x = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n r^n P_n^m(\cos \theta) (C_x^{n,m} \cos m\varphi + D_x^{n,m} \sin m\varphi)$$

ここで、係数 C と D は以下ようになる。

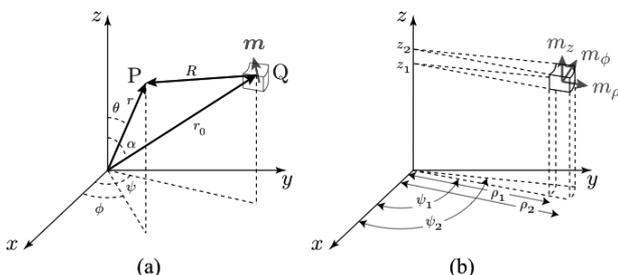


Fig. 1. (a) Magnetic moment m at point Q generates magnetic flux Φ at point P (b) Dimensions of a ferromagnetic piece.

$$\begin{bmatrix} C_x^{n,m} \\ D_x^{n,m} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{x,\rho}^{n,m} \\ D_{x,\rho}^{n,m} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} C_{x,\phi}^{n,m} \\ D_{x,\phi}^{n,m} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} C_{x,z}^{n,m} \\ D_{x,z}^{n,m} \end{bmatrix}$$

これらの係数は、円筒座標系において、 $m = (m_\rho, m_\phi, m_z)$ を持つ磁性鉄片から求めることができる。なお、磁性鉄片の寸法は、Fig. 1 (b)に示されている。このときの係数 C と D は以下ようになる。ただし、 W_n^m は数値積分により求める必要がある。

$$\begin{bmatrix} C_{x,\rho}^{n,m} \\ D_{x,\rho}^{n,m} \end{bmatrix} = \begin{cases} \frac{m_z}{8\pi} (W_{n+2}^2 - (n+1)(n+2)W_{n+2}^0) (\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1) & \text{for } m=0, n \geq 0 \\ 0 & \\ \frac{m_z}{16\pi} \left\{ \frac{W_{n+2}^3 - W_{n+2}^1}{n(n+1)} \left[\begin{matrix} \sin 2\varphi_2 - \sin 2\varphi_1 \\ -\cos 2\varphi_2 + \cos 2\varphi_1 \end{matrix} \right] - \frac{m_z}{4\pi} W_{n+2}^1 (\varphi_2 - \varphi_1) \right\} & \text{for } m=1, n \geq 1 \\ \frac{m_z}{8\pi} \frac{(n-m+2)!}{(n+m)!} \left\{ \frac{(n-m+3)(n-m+4)}{m-1} W_{n+2}^{m-2} \left[\begin{matrix} \sin(m-1)\varphi_2 - \sin(m-1)\varphi_1 \\ -\cos(m-1)\varphi_2 + \cos(m-1)\varphi_1 \end{matrix} \right] \right. \\ \left. + \frac{W_{n+2}^{m-2}}{(n-m+1)(n-m+2)(m+1)} \left[\begin{matrix} \sin(m+1)\varphi_2 - \sin(m+1)\varphi_1 \\ -\cos(m+1)\varphi_2 + \cos(m+1)\varphi_1 \end{matrix} \right] \right\} & \\ - \frac{2W_{n+2}^m}{m^2 - 1} \left[\begin{matrix} m(\cos \varphi_2 \sin m\varphi_2 - \cos \varphi_1 \sin m\varphi_1) - (\sin \varphi_2 \cos m\varphi_2 - \sin \varphi_1 \cos m\varphi_1) \\ -m(\cos \varphi_2 \cos m\varphi_2 - \cos \varphi_1 \cos m\varphi_1) - (\sin \varphi_2 \sin m\varphi_2 - \sin \varphi_1 \sin m\varphi_1) \end{matrix} \right] & \text{for } m \geq 2, n \geq 2 \end{cases}$$

$$W_n^m \equiv \int_0^\alpha \int_0^{\psi} \frac{1}{r_0^{n+1}} P_n^m(\cos \alpha) \rho d\rho d\psi$$

本稿では、磁界の x 成分についてのみ示したが、同様に y, z 成分も表現できる。

3. まとめ

磁性鉄片が中心付近に作る磁界の球面調和関数表現を求めた。従来までは、 z 方向成分だけの磁界均一度が考慮されていたが、全方向成分の球面調和関数の係数が求められるようになったことで、 z 方向成分だけでなく、全方向の磁界均一化を行えるようになった。

参考文献

1. F. Roméo and D. I. Hoult, "Magnet Field Profiling: Analysis and Correcting Coil Design," *Magnetic Resonance in Medicine*, **1**, 44-65 (1984).
2. S. Kakugawa, et al., "Three-Dimensional Optimization of Correction Iron Pieces for Open High Field MRI System," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **14**(2), 1624-1627 (2004).

大型リング状バルク超電導体における捕捉磁場特性評価

Evaluation of the Trapped Magnetic Field in Large Ring-shaped Bulk Superconductors

富田 優, 石原 篤, 福本 祐介 (鉄道総研); 関野 正樹, 大崎 博之 (東大)
 TOMITA Masaru, ISHIIHARA Atsushi, FUKUMOTO Yusuke (Railway Technical Research Institute)
 SEKINO Masaki, OHSAKI Hiroyuki (Univ. of Tokyo)
 E-mail:tomita@rtri.or.jp

1. はじめに

高温超電導バルク材は、それ自身が超電導の結晶であるため、①高磁場中でも高電流密度、②制御不要で安定した磁気浮上、③コンパクトで強い磁場発生といった特徴がある。また、実用上使用可能な温度と言われている液体窒素温度 (77 K) においても高い電流密度を有するため、高温超電導バルク材の持つ特徴を液体窒素冷却でも十分に活かすことができる。超電導バルク材を用いることで MRI や NMR の小型化が可能である。本研究ではリング状超電導バルク体を用いたコンパクト NMR に向けて、各温度における磁場分布を測定したので報告する。

2. 実験方法

リング状超電導バルク体の形状を Table.1 に示す。超電導バルク体には機械強度、熱安定性を向上させるために、金属リング補強、ならびに樹脂含浸補強を行っている。これらのバルク体を最大 10 個まで積層し、超電導マグネットにより最大 8 T の外部磁場を印加し、冷凍機冷却、もしくは液体窒素浸漬冷却で磁場中着磁を行った。そしてリング状バルク体の内部の磁場分布を極低温ホール素子を走査することで計測した。

3. 結果と考察

大気圧液体窒素浸漬冷却中でのリング状バルク体の捕捉磁場の高さ方向依存性、積層数依存性 Fig.1 に示す。積層数を増やすと、中心磁場が向上し、1~ 10 個まで増やしていくことで、0.79, 1.38, 1.62, 2.02, 2.19, 2.43, 2.52, 2.58, 2.60, 2.62 T と増えていくことがわかる。また、中心磁場で規格化した値を Fig.2 に示すが積層数の増加とともに、中心部の高さ方向の磁場傾斜が緩和されていくことがわかる。

次に冷凍機冷却により低温で着磁することで、中心磁場の向上を狙った。77 K 10W 冷凍機を用いたクライオスタットに、リング状バルク体を 5 層配置し冷却試験を行った。クライオスタット内部には、バルク体が温度差なく冷却ができるように治具等の配置の工夫を行った。冷却試験の結果を Fig.3 に示すが、5 層積層したバルク体の底面と上面でほぼ均等に冷却できることがわかった。

4. 結論

リング状バルク体を積層することで、中心磁場値の向上、磁場傾斜の緩和が可能であることがわかった。さらなる磁場特性の改善のために、より低温でバルク体の冷却を行う必要がある。バルク材を配置した冷却試験によりほぼ均等に冷却できることがわかったため、今後はより低温における磁場特性の評価を行う。

Table.1 Specification of bulk superconductor annuli

Inner diameter (Expect resign layer)	47 mm (45 mm)
Outer diameter (Expect resign layer)	87 mm (80 mm)
Height (Expect resign layer)	22 mm (20 mm)

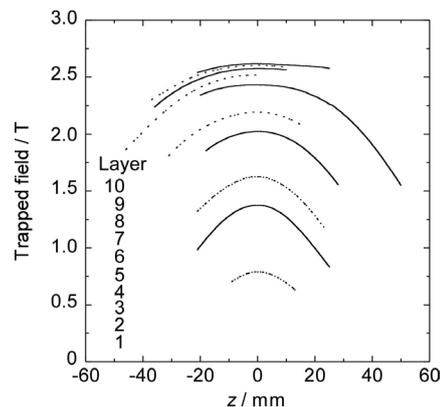


Fig.1. Trapped field of multi layer bulk superconductor annuli

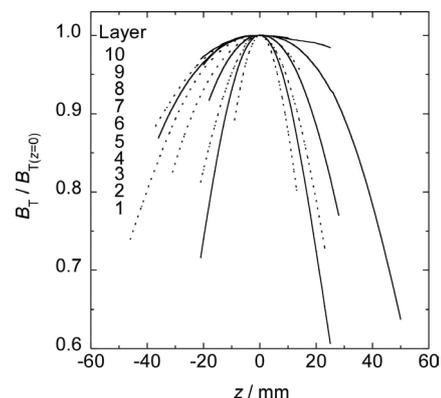


Fig.2. Standardized trapped field of multi layer bulk superconductor annuli

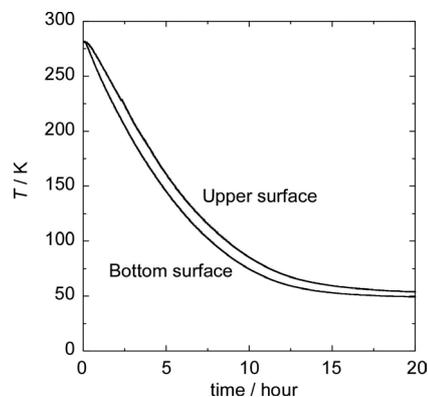


Fig.3. Cooling test of 5 layer bulk superconductor annuli

5. 謝辞

本研究はJSPS科研費24300185の助成を受けたものです。

縦磁界効果を用いた DC-HTS ケーブルの臨界電流の計算 Calculation of critical current in DC HTS cable using longitudinal magnetic field effect

小松 伸二郎, 江藤 航介, ビヤトキン ウラジミール, 小田部 荘司, 木内 勝, 松下 照男(九工大); 大嵩 智裕(フオン)

KOMATSU Shinjiro, ETOU Kosuke, VYATKIN Vladimir, OTABE Edmund Soji, KIUCHI Masaru,

MATSUSHITA Teruo (Kyushu Inst. of Tech.): OHTAKE Tomohiro (PHOTON Co., Ltd.)

E-mail: komatsu@aquarius10.cse.kyutech.ac.jp

1. はじめに

PLD 法による REBCO コート線材は磁界中の臨界電流密度 (J_c) が高いことから、電力機器を中心としてその応用研究が精力的に行われている。

超電導線材に縦磁界を印加して通電すると、局所的に電流と磁界が平行な force-free 状態になることが知られており、大幅な J_c の増加が報告されている。この特性は、超電導ケーブルについても同様であり、銅酸化物高温超電導体による直流電力ケーブルが開発されてきており、長距離エネルギー伝送に適しているということが知られている。しかし、その具体的な設計のために force-free 状態におけるコート線材の配置が重要な問題点となっている。

当研究室では、コート線材の配置について解析解による近似計算での導出を行っているが、ケーブル構造が複雑なため正しいかどうか確かめる必要がある。本研究では、有限要素法(FEM)に基づく電磁場解析が可能な株式会社フオン製のソフトウェアである PHOTO-Series を使用し、計算式による導出が正しいかどうか確かめることを目的とする。超電導ケーブルの中心部に加えられる縦磁界の大きさ・ケーブル導体の外側に加えられる横磁界の大きさを比較することで調査を行った。

2. 実験

解析モデルを Fig. 1 に示す。導体を内側に三層、外側に三層配置する。外側の導体は横磁界を打ち消すためのシールド層であり、またシールド層より内側に縦磁界を加える役割も果たす。内側導体において縦磁界効果を得るために各層に流す電流に角度 θ_i ($i = 1, \dots, N$) をつける。 N は導体の層の数とする。シールド層である外側の層にはリターン電流を流すため、電流方向は内側の層と反対方向になる。今回、各層の導体を銅とし銅の厚さを $40 \mu\text{m}$ とした。また、 $\theta_0 = 0^\circ$: $\theta_i = \theta_{\max} \times i/N$ という関係がある。ケーブル中心から内側導体の最内層までの距離は 10 mm とする。各層に流す電流の角度を変え FEM で計算を行い、計算式による値と比較を行い正確さの確認を行った。また、外部磁界の大きさは 0 とする。

3. 結果および考察

Fig. 2, 3 にそれぞれ角度 θ_{\max} に対する中心の縦磁界と横磁界の大きさを示す。外部磁界が 0 の下で、 $0^\circ \leq \theta_{\max} \leq 80^\circ$ のとき縦磁界と横磁界の大きさはそれぞれ計算式による値と一致する結果が得られた。この結果は、通電する電流の大きさを変更しても一致している。

ケーブル構造が複雑なため縦磁界・横磁界の大きさを求める計算式も複雑な式が必要になると感じられるが、FEM による結果より、それぞれの磁界の大きさは電磁気的基本的な式を基にした繰り返し近似計算により求めることが可能である。ま

た今回は、内側・外側三層ずつのモデルの計算を行っているが、さらに多層にした場合でも、結果は同じように磁界の足し合わせであることから一致するものと考えられる。今後、材質を銅から超電導体に変更したとき、各線材の J_c を FEM により求め計算式による値と比較し正確さを確認する必要がある。

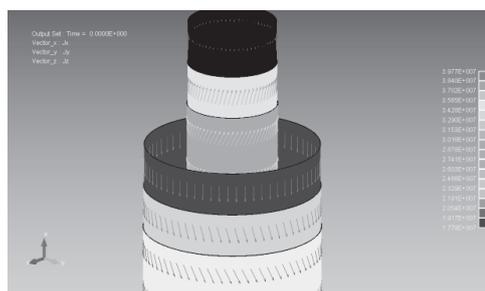


Fig.1 Analysis model in FEM

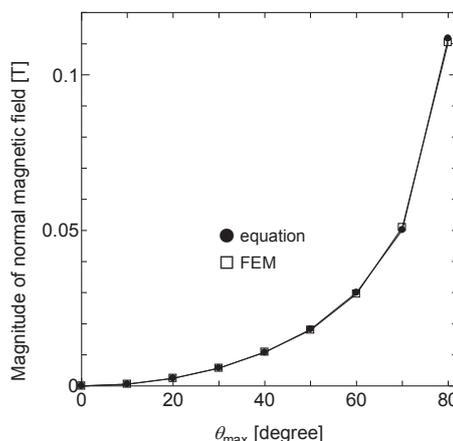


Fig. 2 Magnitude of normal magnetic field in each θ_{\max} .

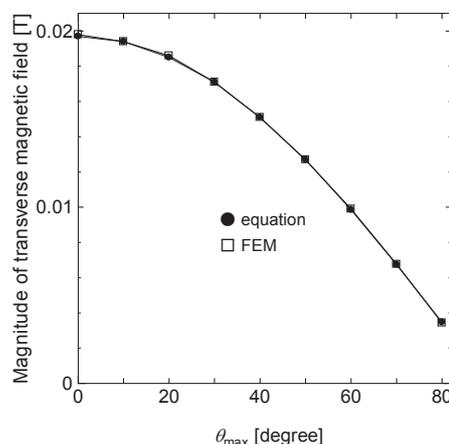


Fig. 3 Magnitude of transverse magnetic field in each θ_{\max} .

鉄道用超伝導ケーブル開発のための高温超伝導線材の過電流特性評価 Evaluation of Over-current Properties in HTS wire for Railway Systems

福本 祐介, 小林 祐介, 赤坂 友幸, 石原 篤, 富田 優 (鉄道総研); 北口 仁 (NIMS)
FUKUMOTO Yusuke, KOBAYASHI Yusuke, AKASAKA Tomoyuki, ISHIHARA Atsushi,
TOMITA Masaru (Railway Technical Research Institute); KITAGUCHI Hitoshi (NIMS)
E-mail: fukumoto.yusuke.68@rtri.or.jp

1. はじめに

鉄道総研では、直流電気鉄道の電力システムの合理化および省エネルギー化を目的として、鉄道用超伝導ケーブルの開発を進めている。超伝導ケーブルを鉄道の送電線に適用することで、回生効率の向上、電力損失の低減、変電所間の負荷平準化や電圧降下の低減による変電所の集約化、電圧補償や電食の抑制などが期待できる。

鉄道負荷は複数車両の力行が重なった場合にピーク電流が生じる。力行が重複する時間はわずかであるため、この間、臨界電流値を超えた通電が許容できれば、臨界電流値を低く設定でき、鉄道用超伝導ケーブルの最適設計につながる。そのため、過負荷電流が超伝導線材に与える影響について評価を行った。

2. 実験方法

過冷却液体窒素浸漬冷却中の各種高温超伝導線材に臨界電流値を超える電流値を通電し、4端子法により超伝導線材の常電導領域までの電流・電圧特性を測定した。なお、液体窒素を加減圧することで、温度制御を行った。また、大気圧液体窒素浸漬冷却中の測定においては、高速度カメラを用いて超伝導線材の様子を観察した。

3. 結果と考察

大気圧液体窒素浸漬冷却中の Bi 系超伝導線材($I_c=180A$ 級)に電流掃引速度 6 A/s (JIS H7305、 $2I_c/\text{min}$ 相当)で通電した結果を Fig.1 に示す。電流・電圧特性は主に以下の 4 つの領域に分類できる。

第 1 領域では無通電状態から電圧が急激に上昇する直前(A点)までで、臨界電流値以降では指数関数的に上昇する。これによりジュール熱が発生するが、A点までは線材に変化は見られなかった。

第 2 領域では A 点で急激に電圧が上昇し、また急激に B 点へ下降する。このときオーバーシュートと呼ばれる破裂音を伴った大きな発泡を確認した。

第 3 領域では、B 点から C 点までほぼ線形で電圧が上昇し、C 点付近で波形に乱れが生じる。この時オーバーシュートの発生位置を中心に核沸騰が広がり発泡密度が上昇した。

第 4 領域では、膜沸騰へ遷移し、気体窒素の膜で断熱された超伝導線材は瞬間的に温度が上昇し破断に至った。

大気圧液体窒素浸漬冷却中で電流掃引速度を変化させた結果を Fig.2 に示す。定性的な挙動は Fig.1 と同等であるが、

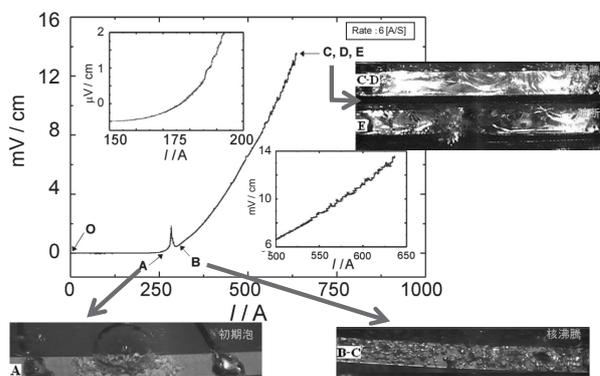


Fig.1. The state of tapes at over-current turning

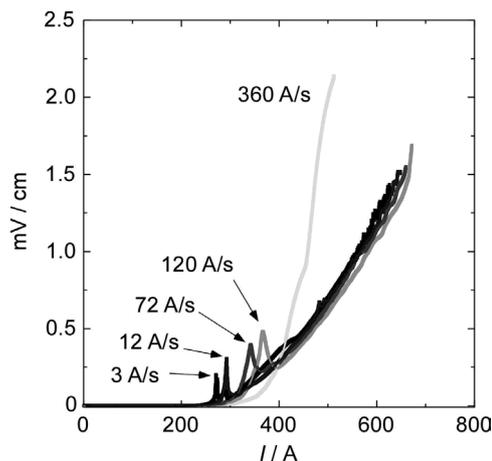


Fig.2. I - V property at the time of current sweep-rate change

超伝導線材のジュール発熱と液体窒素による冷却の関係が変化するため、オーバーシュートのタイミングなどが変化している。

4. 結論

過負荷電流により大きな発泡が確認された。このときの気泡により隣接する層への影響が懸念されるため、ケーブル化した条件での特性について評価する必要がある。

5. 謝辞

本研究は科学技術振興機構(JST)の研究成果展開事業「戦略的イノベーション創出推進プログラム(S-イノベ)」の助成を受けて実施したものである。

高温超伝導直流送電ケーブルに対する BSCCO テープ線材の臨界電流測定実験研究

Experimental studies on the critical current of BSCCO tape wire for a HTS DC power cable

孫 建, 長野 圭輔, 西村 亮太, タロウリ モハメド, 小原 久人,
渡邊 裕文, 浜辺 誠, 河原 敏男, 山口 作太郎 (中部大学)

SUN Jian, NAGANO Keisuke, Nishimura Ryota, TaALLOULI Mohamed, OHARA Hisato,
WATANABE Hirofumi, HAMABE Makoto, KAWAHARA Toshio, YAMAGUCHI Satarou (CHUBU UNIVERSITY)
E-mail: j_sun@isc.chubu.ac.jp

1. Introduction

To solve the energy crisis the superconducting technology attracts many interests of the researches especially for the electric power transmissions by using HTS materials. In the recent years, DC superconducting power transmission system has been mainly studied at Chubu University because of free of AC losses [1]. Presently, a 200 m HTS power cable system has been installed at Chubu University for evaluation of power transmissions, in which a coaxial cable is used. Fig.1 shows a photo of this cable with its schematic tapes winding arrangements. Unbalanced number of HTS tapes are used for the inner and outer HTS conductor in consideration of the gap effects on the critical current of the tape wires in the cable to avoid degradation of the HTS DC power cable's performances. In order to optimize the structure of a HTS DC power cable, we focus on the performance of HTS tape wires for the superconducting DC power cables through by the critical current measurements under different layouts of the tapes arrangements.

2. Samples and experiments

BSCCO tapes are used with cross sections of 4.5 mm wide and 0.35 mm thick same as those in CASER-2 power cable. In the present experiments several HTS tapes were used and set up to simulate a cable structure used in the DC power transmission and distribution lines with a two-layer structure by considering the winding effects and gap effects [2]. The tapes are insulated with each other and the critical current measurement is performed at 77 K. Different currents are applied to the tapes using two power supplies. The critical current of the middle tape is measured against the gap between the tape edges in the same layer for different current in other tapes. Their critical currents are measured by varying the space gaps between the tapes in the same layer. The experiments show the improvement of the critical current by optimizing the tape arrangements due to the correlated magnetic field interaction by the applied current in the tapes.

3. Experimental results and discussion

Fig. 2 shows $E-I$ curves for single and five tapes conductor with different gaps. The transport current in the neighboring tapes are 120 A. $E-I$ curves are different between small and large gaps and the critical current becomes larger than that of a single one. As shown in Fig.1, the tapes for HTS conductor are helically and crossly wound between each layer. To involve the winding effects such as twist effects and winding directions, the critical currents are measured with different arrangements as the inset of Fig.3. The measured critical currents of middle tape increases 10% for 2 mm gap in the five parallel tapes arrangement and thus the critical current of BSCCO tape is

improved when there are gaps between the tapes in the same layer. The improvement of the critical current of BSCCO tape in the cable due to magnetic field interaction between the tapes can be obtained by optimizing the tape arrangements.

参考文献

1. S. Yamaguchi. et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 80 (2008) p.57
2. J. Sun, et al.: Abstracts of CSSJ Conference, Vol. 87 (2013) p.22

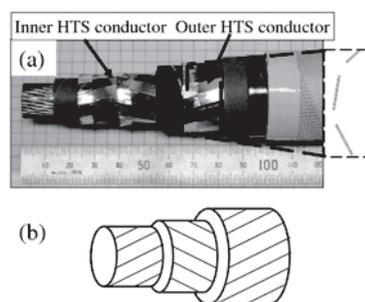


Fig.1 The coaxial power cable in the CASER-2 and its schematic tapes winding arrangements

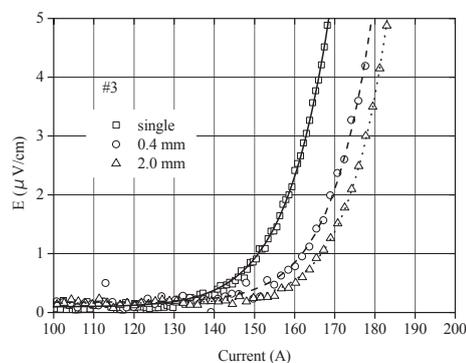


Fig.2 E-I curves for single and five tapes conductor with different gaps

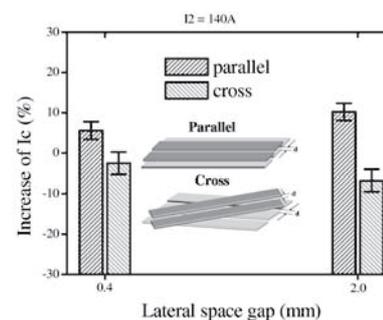


Fig.3 The critical currents for different arrangements

アルジェリアにおけるサハラ・ソーラー・ブリーダー計画

Sahara-Solar-Breeder Project in Algeria

浜辺 誠, 河原 敏男, 山口 作太郎 (中部大学)

HAMBE Makoto, KAWAHARA Toshio, YAMAGUTI Satarou (Chubu Univ.)

E-mail: hamabe@isc.chubu.ac.jp

1. サハラ・ソーラー・ブリーダー計画

1989年、太陽光発電の研究者である桑野により、GENESIS (Global Energy Network Equipped with Solar cells and International Superconductor grid) 計画が提唱された[1]。これは、世界各地の砂漠に大規模な太陽光発電システムを設置し、その間や世界の都市を超電導送電網で連系し、地球規模で電力エネルギーを輸送しようというものである。ここでの試算では、現在の効率の太陽電池の効率を使用しても、前砂漠の面積の4%程度に設置すれば、世界中の電力エネルギーが賄えるとされている。

さらに、2009年、鯉沼らは太陽電池の原料となるSiの供給源として砂漠の砂に含まれるシリカ(SiO₂)に着目し、サハラ砂漠に大規模な太陽光発電システムを導入し、そのエネルギーを都市部や海外に輸送するとともに、同じエネルギーでSiO₂からSiを取り出し太陽電池の生産を行なう、Sahara Solar Breeder計画(SSB計画)を提唱した[2]。このSSB計画では砂漠から都市、海外への数百~1000kmもの長距離送電が必要であり、GENESIS計画同様、直流超電導送電の導入が含まれている(Fig.1)。すなわち、このSSB計画はサハラ砂漠から大規模なエネルギーを取り出し、国際的に利用することを目標とした計画であり、その達成のために日本とアルジェリアの各研究者で、具体的に次の5点を現在進めている[3]。

1) サハラをはじめとする不毛の砂漠資源であったシリカ(SiO₂)を原料とする太陽光発電レベルの純度のSiの直接的あるいは間接的還元によるプロトタイプ技術開発と、低コスト増殖的生産のテストプラント作製、2) 砂漠における各種太陽電池の性能(効率、耐久性)の定量的データ取得とソーラーブリーダー用太陽電池の選択、各種太陽電池の課題と対策の提示、3) 砂漠地帯の太陽電池活用法(海水淡水化、砂漠の緑化など)の検証と実用化提言、4) エネルギーの長距離・低損失輸送手段としての高温超電導ケーブルシステム運用に関する問題点の抽出と対策の提示、5) アフリカのエネルギー工学教育拠点の形成。

中部大学超電導センターでは、このうちの4)を担当しており、地中送電の可能性を評価するためにアルジェリア・サイダ大学内で地中温度計測を開始した。

2. 超電導送電分野での課題

SSB計画における超電導送電分野での課題は、長距離送電であることのほかに、対環境面での考慮が必要である、ということである。すなわち、安全面からも、また、高温環境から超電導ケーブル配管への輻射熱侵入を軽減するという面からも、地中に超電導ケーブルを敷設する必要があると考えている。そのため、アルジェリアにおける地中温度分布データが冷却システムの検討上必要となる。そこで、SSB計画における上記2)の太陽電池の最初の設置場所となるアルジェリア サイダ市のサイダ大学の敷地内に温度計を最大2750mmの深さまで埋設し、地中温度の時間変化の計測を2013年9月後半より開始した(Fig. 2)。現在のところ、1500mmのふかさであれば外気温度に影響なく26℃程度で一定であるという結果が得られている。

ただし、サイダ大学の位置は地中海より100km程度であり、サハラ砂漠にはまだ入っていない、という問題点がある。そのため、今後はサハラ砂漠に入った地域でも同様の測定を開始する必要があると考えている。

参考文献

1. Y. Kuwano: Proc. 4th Int. Photvol. Science and Engineering Conf. (Sydney, 1989) vol.2, pp.40-47
2. H. Koinuma, et al.: G8+5 academies' meeting (Rome, Mar. 26-27, 2009)
3. <http://www.ssb-foundation.com/>



Fig.1 Model of Sahara Solar Breeder Project [3].

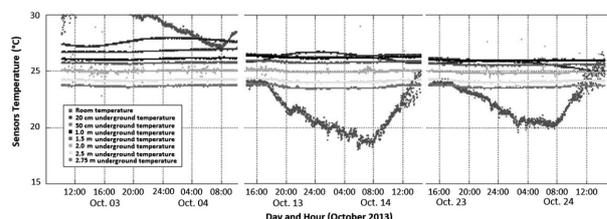


Fig.2 An Example of Time Variation of Underground Temperature in Saida, Algeria. A Curve with Wide Variation Shows the Room Temperature in the Laboratory.

電磁鋼板を配置した高温超伝導テープ線材の積層導体における臨界電流測定

Critical current measurement of stacked HTS tapes surrounded by magnetic steel

小原 久人, 孫 建, 浜辺 誠, 渡邊 裕文, 河原 敏男, 山口 作太郎 (中部大学)
 OHARA Hisato, SUN Jian, HAMABE Makoto, WATANABE Hirofumi, KAWAHARA Toshio,
 YAMAGUCHI Satarou (CHUBU University)
 E-mail: te13801-6096@sti.chubu.ac.jp

1. はじめに

これまで中部大学では新しい大電流直流超伝導送電用ケーブルの設計の導体構造を検討するために、積層させた超伝導線材に層毎に電流方向を反転させて臨界電流を測定してきた⁽¹⁾。例えば BSCCO 線材を 3 本積層させて中央の線材の臨界電流を測定した場合、自己磁場中の一本の線材の臨界電流に対して中央の線材の臨界電流は 50% 増加することが分かった⁽²⁾。また、BSCCO 系線材を囲う様に電磁鋼板を配置することにより、自己磁場の影響が少なくなるように磁束密度を整形し、臨界電流を測定した⁽³⁾。その結果自己磁場中一本の線材の臨界電流 202.2A に対して、242.9A と 20.1% 増加することが分かった。

以上の結果から BSCCO 線材を複数積層させその周囲に電磁鋼板を配置することにより臨界電流が大幅に増加する可能性がある。本講演では BSCCO 線材を複数積層させ、複その周囲に電磁鋼板を配置した状態で、臨界電流を測定した結果を発表する。

2. 実験方法

本実験では Fig.1 の様に住友電気工業製 BSCCO 線材(厚さ:360 μm 、幅:4mm、絶縁シート厚さ:30 μm)2本と方向性電磁鋼板(厚さ:300 μm 、幅 2mm、5mm、磁化容易軸が配向)を配置した。電磁鋼板のギャップ d は 2mm とした。積層させた線材は電磁鋼板の下部に配置してあるため、線材 A の上部と電磁鋼板上部には 160 μm のギャップが生じている。線材 A には隣接電流 I_N (-220 ~ 200A) を流し、線材 B を測定線材とした。この配置で液体窒素内 (77K) に入れて臨界電流を測定した。このとき、 I_N を変化させる毎に電磁鋼板を消磁した。

3. 実験結果

Fig.2 に実際の測定例として①自己磁場中一本の線材(臨界電流 I_{C0})、②線材一本の周囲に電磁鋼板を配置しギャップを 2mm にした場合 (I_{CM})、③線材を二本積層させギャップ d を 2mm にして I_N を 0A にしたとき (I_C) の結果を示す。臨界電流の電界基準を 1 $\mu\text{V}/\text{cm}$ とすると①は $I_{C0}=202.2\text{A}$ 、②は $I_{CM}=242.9\text{A}$ 、③は $I_C=277.3\text{A}$ となり I_C は I_{C0} と比較すると 37.1% 増加し I_{CM} と比較すると 12.4% 増加した。

Fig.3 に I_N を変化させたときの臨界電流を示す。 I_N を増加させると $I_N=0\text{A}$ よりも I_C は減少する結果が得られた。特にこれまで得られた研究結果⁽¹⁾では、電流方向を反転させ I_N を増加させると I_C は増加したが、今回の実験では I_N を増加させると I_C は減少した。これは電磁鋼板の磁束密度が飽和し、線材の自己磁場を打ち消す様に磁束密度を整形できなくなったからであると考えられる。

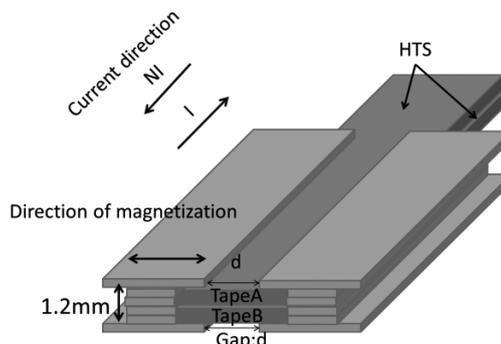


Fig.1 Arrangement of the HTS tapes

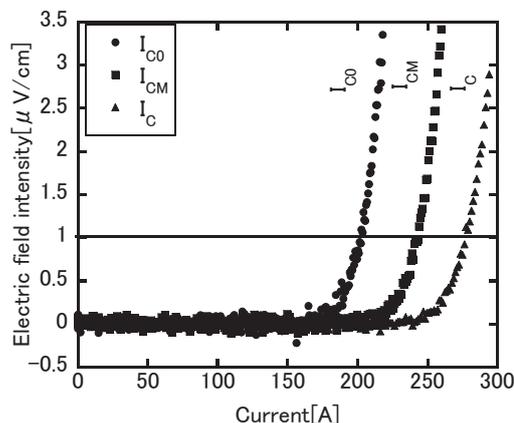


Fig.2 V-I characteristics for critical current

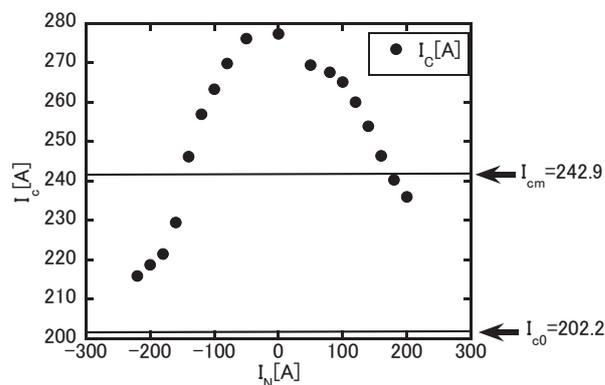


Fig.3 Critical currents of HTS tapes

参考文献

1. J. SUN et al, Physics Procedia 36 (2012) 1290-1295
2. 小原 久人 他:低温工学・超電導学会,第 85回(2011)p140
3. 小原 久人 他:低温工学・超電導学会,第 86回(2012)p99