

# 液体水素用 MgB<sub>2</sub> 液面センサーの外部ヒーターに対する熱応答性および液面検知特性

## Thermal response and level-detecting characteristics of MgB<sub>2</sub> level sensor for liquid hydrogen using external heater

前川一真, 奈良洋行, 武田実 (神戸大学); 松野優, 藤川静一 (岩谷瓦斯); 熊倉浩明, 黒田恒生 (物材機構)

MAEKAWA Kazuma, NARA Hiroyuki, TAKEDA Minoru (Kobe University);

MATSUNO Yu, FUJIKAWA Shizuichi (Iwatani Ind.Gas.); KUMAKURA Hiroaki, KURODA Tsuneo (NIMS)

E-mail: 101w522w@stu.kobe-u.ac.jp

### 1. はじめに

本研究では、液体水素用外部加熱型 MgB<sub>2</sub> 液面計を開発中であり、これまでに全長 800mm と全長 1200mm MgB<sub>2</sub> 液面センサーの外部ヒーターに対する熱応答性について報告した[1][2]。本研究ではセンサーの全長を 200mm に、また、断熱性能の非常に良いメタルのクライオスタットに変更した。さらに、金鉄-クロメル熱電対温度計をセンサー部分に 4 箇所、気相部分に 4 箇所、計 8 箇所に取り付けた。今回は、静的液面検知特性を含めて、ヒーター入力値、液面から熱電対までの距離及び液面位置をパラメータとして、気相部分及びセンサーの温度分布、センサー出力及びセンサー温度の熱応答性について調べた。

### 2. 実験方法

静的液面検知特性の実験では、液面静止時に測定電流を 10 mA 流し、ヒーター入力値を 3 W、6 W、9 W 入力し、液面を光学観測窓から観測しながら、液面を変化させて実験を行った。次に、温度分布計測の実験では、測定電流を 10 mA 流し、ヒーター入力値が 3 W、6 W、9 W のときに、液体水素の液面が 200 mm から 0 mm に下がるまで液面センサー及び気相部分の温度計測を行った。最後に、熱応答性の実験では、センサー測定電流を 10 mA 流し、外部ヒーター入力値を瞬間的に 3 W、6 W、9 W、12 W、15 W 入力できるように設定し、センサー出力電圧及び 4 箇所の MgB<sub>2</sub> 液面センサーの温度がそれぞれ一定になるまでの時間の計測を行った。

### 3. 実験結果

まず、静的液面検知特性の実験結果では、ヒーター入力値が 3 W の時から、相関係数が 0.9989 であり、非常に直線性が良いことが分かった。しかし、ヒーター入力値が 3 W の場合、6 W 以上に比べて有効液面検知長さが短いことから、少なくとも 6 W 以上入力することが望ましいことが分かった。これは、全長 800 mm センサーや全長 1200 mm センサーと同じ傾向であった。次に、センサー温度に及ぼす外部ヒーターによる加熱効果について調べた結果を Fig.1 に示す。ここで、Fig.1 は液面から熱電対までの距離と温度の関係である。ヒーター入力値が 0 W の場合、液面から約 100 mm 程度までは蒸発ガスにより、このセンサーの超伝導転移温度  $T_c$  (約 32 K) 以下の温度となっていることが分かる。また、ヒーターを入力した結果を見ると、すべての液面において  $T_c$  以上にするためには 6 W 以上が望ましいことが分かった。次に、センサー出力の熱応答性についての実験結果を Fig.2 に示す。ヒーター入力値が 3 W の場合、定常状態になるまでの時間は約 0.5 秒であったが、6 W 以上では約 0.3 秒と早かった。これに関しても、全長 800 mm センサーや全長 1200 mm のセンサーと同じ傾向であった。その他の実験結果については学会にて報告する予定である。

### 4. まとめ

今回、全長 200 mm センサーを使用した実験を行うことで、

静的液面検知特性においても、センサー出力の熱応答性においてもヒーター入力値は 6 W 以上が望ましいことが分かった。センサー温度に及ぼす外部ヒーターによる加熱効果は、液面から約 100 mm 以上では大きくなるが、これは蒸発ガスによる冷却効果が少なくなるためである。今後は、外部ヒーターの最適化の一つとして、ヒーター分割方式について検討し、LH<sub>2</sub> 船に搭載した場合(10 m 級)のヒーターの最適化に取り組む予定である。

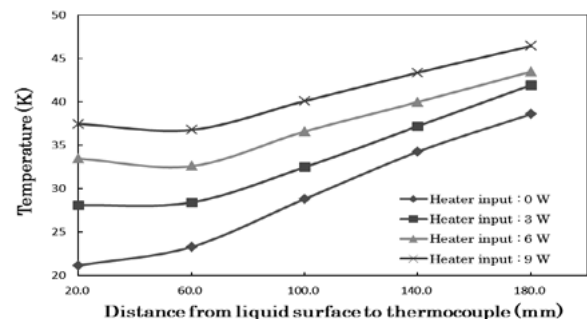


Fig.1 Relationship between temperature of 200-mm MgB<sub>2</sub> level sensor and distance from liquid surface to thermocouple as a parameter of heater input.

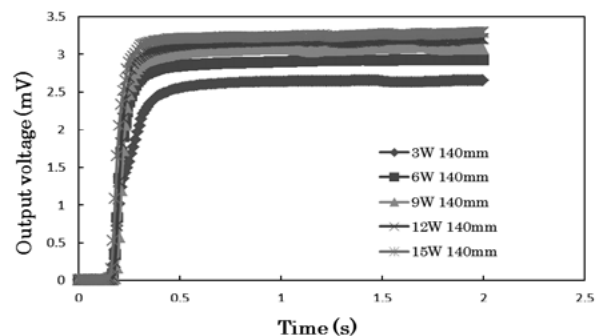


Fig.2 Time chart of output voltage at liquid level of 140 mm as a parameter of heater input.

### 謝辞

本研究の一部に対して、科研費挑戦的萌芽研究(23656550)の援助を受けました。ここに感謝の意を表します。

### 参考文献

1. K.Maekawa, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 82 (2010) p.130
2. K.Maekawa, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 83 (2010) p.280

## 液体水素のスロッシングに関する基礎研究 Fundamental study on sloshing of liquid hydrogen

武田 実, 前川一真, 奈良洋行(神戸大学); 松野 優, 藤川静一(岩谷瓦斯); 熊倉浩明, 黒田恒生(物材機構)

TAKEDA Minoru, MAEKAWA Kazuma, NARA Hiroyuki (Kobe University);

MATSUNO Yu, FUJIKAWA Shizuichi (Iwatani Ind. Gas.); KUMAKURA Hiroaki, KURODA Tsuneo (NIMS)

E-mail: takeda@maritime.kobe-u.ac.jp

### 1. はじめに

本年 3 月に起こった東日本大震災および福島第一原発事故により、日本のエネルギー問題がクローズアップされている。原発離れが進む中、代替エネルギー源として太陽光・風力などの再生可能エネルギーが注目されている。これらのエネルギーは広く地球規模で分布しているため、これを水素に変換して液体水素(LH<sub>2</sub>)の極低温状態で海外から日本へ海上輸送する計画が再び脚光を浴びている。LH<sub>2</sub>を大量に海上輸送するためには、LNG の場合と同様に船用大型タンクが必要不可欠である。このタンクの開発においては、スロッシング(液面揺動)状態の把握が最重要課題である。

一方我々は、液体水素タンク用の高精度・高信頼性の液面計の開発を目指して、MgB<sub>2</sub>超伝導線材をベースとした、電気抵抗式の液面センサーを創製した[1][2]。このセンサーは、その周りに細いヒーターを巻いて外部から加熱する型式であり、99.99%以上の直線性および0.1%以下の測定精度を有している。そこで、複数の液面センサーをタンク内部へ設置し、センサー出力を同時計測すれば、3D(3次元)スロッシング計測が可能であるとの着想に至った。本研究では、手始めにMgB<sub>2</sub>液面センサーを用いて、動的なLH<sub>2</sub>液面変位計測を試みたので報告する。

### 2. 実験装置と実験方法

Fig.1に実験システム[3]の概略図を示す。実験システムは、主にMgB<sub>2</sub>液面センサー(直径0.32 mm、長さ200 mm)、光学観測クライオスタット、横振動試験装置、カメラ、データ収録装置(FE300またはNR600)、電流電源で構成されている。クライオスタットは、外側からLN<sub>2</sub>槽(10.0 L)、LH<sub>2</sub>槽(13.6 L)、サンプル槽(3.8 L)の3槽構造になっている。横振動試験装置は、クライオスタットの底に取り付けられており、サーボモーターのパラメーターを調整することにより、最大加速度±0.1 G、最大振幅±100 mmまで制御可能である。

始めに、サンプル槽の光学観測窓(有効直径50 mm)のほぼ中央にLH<sub>2</sub>の液面をセットした。次に、横振動試験装置より0.1 Gの加速度を0.2 s間与えてサンプル槽内のLH<sub>2</sub>液面を振動させた。その様子を観測窓からカメラを用いて撮影し、それと同期させてセンサーからの出力信号をPCに収録して両者を比較した。このときのサンプリング周期は、10 msとした。

### 3. 実験結果

大気圧下のLH<sub>2</sub>液面振動時において、センサーが検知した液面変化と実際の液面変化をFig. 2に示す。両者を比較すると、センサーは0.1 s以内で比較的速く応答していることがわかる。また、センサーが検知した液面変化の周期は0.39 sで

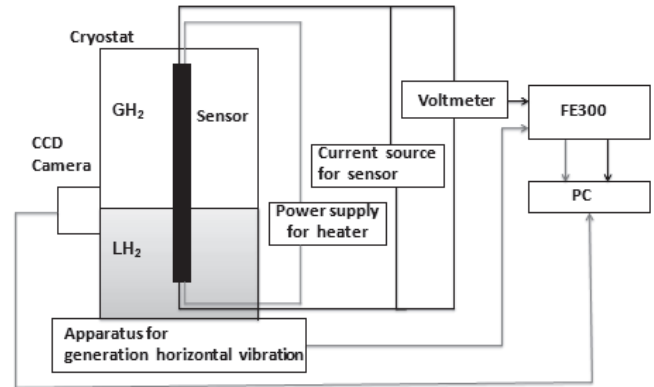


Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup.

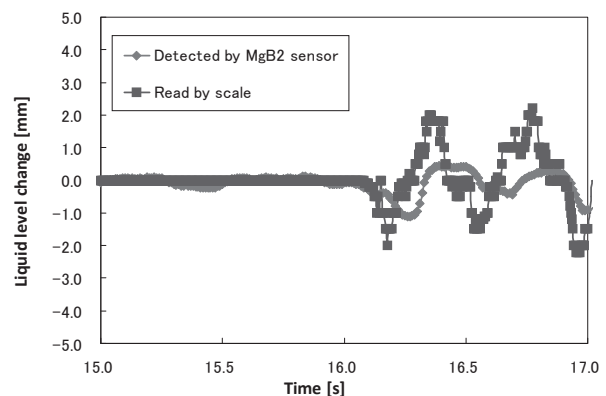


Fig. 2 Time chart of liquid level change of LH<sub>2</sub> (20 K).

あり、センサーがない場合のそれ(0.37 s)[3]に近い値であった。さらに、液面変化の差は2 mm以内に収まっており、フルスケールに対して1%以内で小さい値であると言える。

以上より、LH<sub>2</sub>用MgB<sub>2</sub>液面センサーは、良好な動的液面検知特性を有していることが明らかになった。現在、光学観測クライオスタットを用いて、LH<sub>2</sub>の3Dスロッシング計測を準備している。

### 謝辞

本研究に対して、科研費挑戦的萌芽研究(23656550)の援助を受けました。ここに謝意を表します。

### 参考文献

1. M. Takeda *et al.*: Adv. Cryo. Eng., Vol. 53 (2008) pp. 933-939
2. M. Takeda *et al.*: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 19 (2009) pp. 764-767
3. M. Takeda *et al.*: Adv. Cryo. Eng., Vol. 55 (2010) pp. 311-318

## 樹脂含浸された高温超電導コイルの熱伝導 Thermal conductivity of resin-impregnated HTS coil

岩崎 高歩, 岡村 哲至(東工大); 水野 克俊, 長嶋 賢(鉄道総研)

IWASAKI Takaho, OKAMURA Tetsuji (Tokyo Tech);

MIZUNO Katsutoshi, NAGASHIMA Ken (RTRI)

E-mail: iwasaki.t.ah@m.titech.ac.jp

### 1. はじめに

近年、高温超電導コイルはさまざまな分野で応用されようとしている。その一方で、高温超電導コイルの熱特性はまだまだ明らかになっていない。希土類系の高温超電導コイルは巻厚方向と巻線方向の熱伝導率に異方性があり、熱伝導特性が悪いと予測される。そのため、冷却方法などを検討する必要があり、現在、詳細な熱特性を示すデータが求められている。

そこで本稿では、実験より高温超電導コイルの熱伝導率を求め、その熱特性を確認した。またその結果を用い、伝熱解析を行い、高温超電導コイルの温度分布を明らかにした。

### 2. 熱伝導率測定実験

本実験ではターン数 139 ターン、レーストラック型イットリウム系高温超電導コイルを切断し、使用した。切断後のコイルの形状は長さ 60.3mm、幅 24.9mm、厚さ 4.9mm である。Fig.1 に示すように、切断したコイルを装置に取り付け、コイル下部のヒーターからの入熱による温度差より、熱伝導率を求めた。

ヒーターによる入熱以外の外部からの熱侵入に関しては、熱ふく射は真空容器内のふく射シールドの温度を 50K 付近に固定したため、無視できるほど微小な値である。しかし、温度計やヒーターの導線から、わずかな熱侵入があるものと考えられるため、その初期熱量を考慮し、熱伝導率を求めた。

Fig.2 に実験により得られた巻厚方向の熱伝導率を示す。グラフに記された計算結果は、銅、YBCO、ハステロイ、カプトンテープの熱伝導率を全体に占める割合を考慮し、合成した値である。これらと比較すると、測定結果と計算結果が近い値を示している。これより、コイルの構成より、計算から高温超電導コイルの熱伝導率を求めることが可能であることが示された。

### 3. 高温超電導コイルの温度分布

高温超電導コイルの温度分布を明らかにするため、前項の測定実験で得た熱伝導率を用い、二次元伝熱解析を行った。解析条件としては、Fig.3 に示す、コイル上部を冷却し、コイル下部から熱を与える実験をモデル化し、解析を行った。また解析の精度を確認するため、同様の条件で実験を行った。Fig.4 にその結果を示す。Fig.4 は、0.22W の入熱による、コイル内に発生した最大温度差を実験と解析結果で比較している。双方の結果とも、コイル内の温度が不均一になっていることが観察できる。コイル内でこのような温度差が生じるのは、巻厚方向の熱伝導率が小さいことが原因であることが確かめられた。

### 4. まとめ

本研究ではイットリウム系高温超電導コイルの熱伝導率を測定することにより、巻厚方向、巻線方向の熱伝導率を得た。また高温超電導コイルへの局所的な熱負荷はコイルの温度分布を不均一にすることを確認した。

### 謝辞

本研究は国土交通省の国庫補助金を受けて実施した。

### 参考文献

1. K. Mizuno, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 79 (2008) p.139

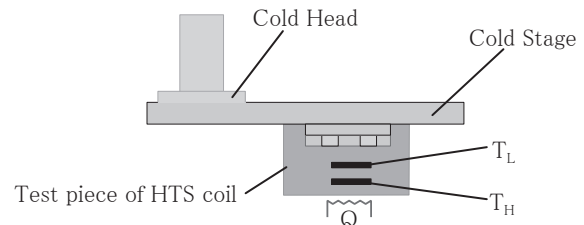


Fig.1 Experimental apparatus to examine thermal conductivity.

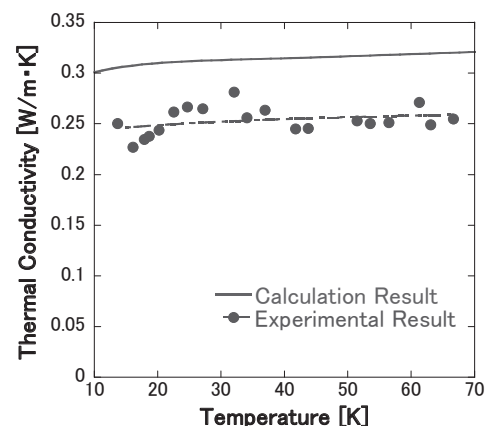


Fig.2 Thermal conductivity of HTS coil (laminated direction).

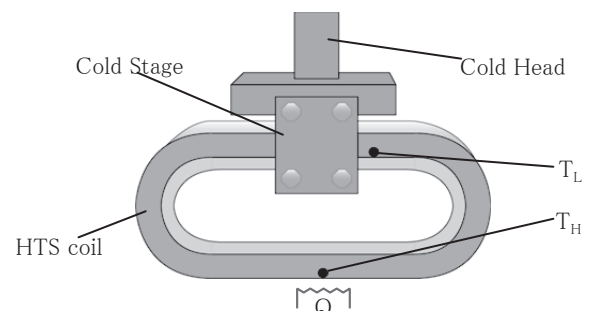


Fig.3 Experimental apparatus to examine temperature distribution.

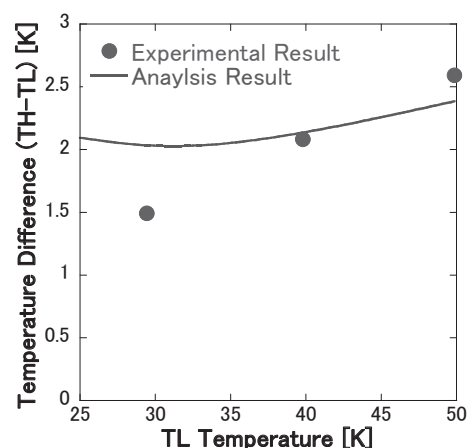


Fig.4 Maximum temperature difference of HTS coil.



# HTS-SQUID を用いた試料回転式小型磁化率計の開発

## Development of Compact DC Magnetic Susceptibility Meter using HTS-SQUID Measured by Rotating Sample

堺 健司, モハマド マワルディ, 紀和 利彦, 塚田 啓二(岡山大学);  
塚本 晃, 安達 成司, 田辺 圭一(超伝導工研); 神鳥 明彦(日立中研)

SAKAI Kenji, MOHD Mawardi, KIWA Toshihiko, TSUKADA Keiji (Okayama Univ.);

TSUKAMOTO Akira, ADACHI Seiji, TANABE Keiichi (SRL-ISTEC); KANDORI Akihiko (Central Research Lab., Hitachi, Ltd.)

E-mail: sakai-k@cc.okayama-u.ac.jp

### 1. はじめに

SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) は現在最も高感度な磁気センサであり, 常磁性体や反磁性体に外部磁場を印加した際に発生する微弱な磁場を検出することが可能である. これまでに低温超伝導 SQUID (LTS-SQUID)を用いた磁化率計が実用化されているが, システムの大型化やランニングコストが高いなどの欠点があった.

そこで本研究では, 高温超伝導 SQUID (HTS-SQUID)を使用し, 常温, 常圧で計測可能な小型磁化率計の開発を行った. 直流磁場中で試料を回転させ, その際に発生する磁場を検出する方式 [1] とし, 試料の位置や回転速度など測定時の最適条件を検討した. また, 最適な条件下で反磁性体の水が発生する微弱磁場の計測を試みた.

### 2. 直流磁化率計の構成

Fig. 1 に開発した試料回転式磁化率計の概略図を示す. システムは主に試料の回転機構, 直流磁場印加と磁場の検出機構および HTS-SQUID より構成される. 試料は  $30 \times 30 \times 20$  mm のポリスチレン製の試料ケースに充填し, ターンテーブル(直径 180 mm)に固定した. ターンテーブルは超音波モーターを用いて回転し, 回転させた試料は, 電磁石により発生した直流磁場中で磁化され, 試料より発生した磁場を電磁石内に設置したピックアップコイルで検出した.

本研究では SQUID の安定動作のため, ピックアップコイルとインプットコイルを直列に接続し, ピックアップコイルで検出した信号を二重パーマロイド筒シールド内に設置した SQUID へ伝達する分離型検出方式とした. 今回使用した HTS-SQUID は磁場に対する性能を向上させたもので[2], インプットコイル(59 巻)はフリップチップ構造で SQUID と結合し, SQUID とともに液体窒素で浸漬・冷却を行った. また環境磁場を抑制するため, ピックアップコイルは常伝導 1 次微分コイルを用いた.

検出信号のノイズを抑制するため, 多数回転分のデータを取得し検出信号の平均化を行った. 平均化処理はレーザー式変位センサを用いて試料の位置を検出し, 試料位置を中心として 1 回転分の検出信号を取得した後, 多数回のデータを加算平均する方法で行った.

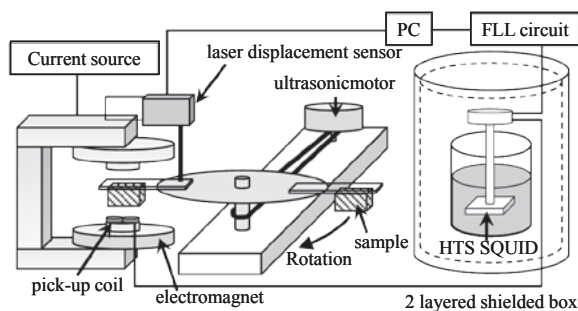


Fig. 1 Schematic view of the compact DC magnetic susceptibility meter.

### 3. 実験方法

開発したシステムを用いて磁性体および反磁性体が発生する磁場を測定した. まず, 最適な位置や回転速度などの基礎特性を調べるため, 十分な磁場信号が得られる磁性体と樹脂の複合体を標準サンプルとして測定を行った. 磁性体には市販の酸化鉄を使用し, ポリスチレン樹脂中に 1 vol%の酸化鉄を均一に分散した. また, 反磁性体として純水を使用し, 試料ケースに純水を充填して測定を行った.

### 4. 実験結果および考察

酸化鉄複合体を用いてターンテーブルの回転数, リフトオフ, およびピックアップコイルに対する試料の位置を変化させて検出信号の変化を測定した結果, 回転数の増加, リフトオフの減少に伴い検出信号は大きくなった. また, 試料の中心が 2つのピックアップコイルの中心に一致する位置で測定した場合に, 検出信号が最大となった.

これらの結果より, 試料を 2つのピックアップコイルの中心に配置し, リフトオフ 1 mm, 回転数 170 rpm, 印加磁場 60 mT の条件で純水が発生する磁場の測定を行った. Fig. 2 に測定した純水の磁場信号を示す. 平均化処理の回数は 51 回とした. 1 回転のみの信号では, 水に起因する明確な信号は得られなかったが, 平均化を行うことによりノイズが減少し Fig. 2 に示すような波形が得られた. また, Fig. 2 の波形は磁性体の酸化鉄で得られた波形と逆の波形となっていることがわかった. 従って, Fig. 2 の信号は水の反磁性により生じたことを示唆している.

以上の結果より, 本研究で開発したシステムにより水の微弱な磁場を検出できることが明らかになり, 本システムを物質の水分量測定などに応用できると考えられる.

本研究は産学イノベーション加速事業により実施したものである.

### 参考文献

1. K. Enpuku et al.: J. Appl. Phys., 108 (2010) 034701
2. S. Adachi et al.: Physica C, 470 (2010) pp. 1515-1519

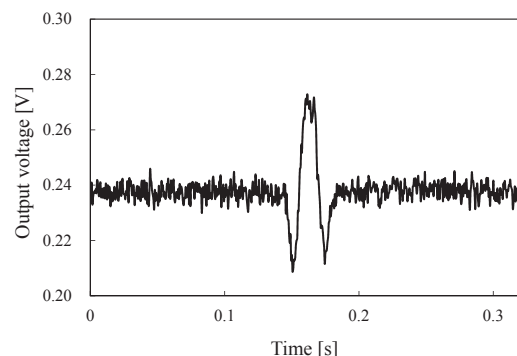


Fig. 2 Magnetic signal from water detected by SQUID.

# 永久磁石を用いた超低磁場 SQUID-MRI システムの開発

## Development of ultra-low field MRI system using HTS-SQUID and permanent magnet

廿日出 好, 福元 翔平, 綱木 辰悟, 田中 三郎 (豊橋技科大)  
 HATSUKADE Y., FUKUMOTO S., TSUNAKI S., TANAKA S. (TUT)  
 E-mail: hatukade@ens.tut.ac.jp

### 1. 緒言

我々は、HTS-SQUID と数  $10 \mu\text{T}$  の超低磁場を用いた SQUID-MRI システムの開発を行ってきた[1]。  $10 \mu\text{T}$  オーダーの超低磁場で MRI を行う場合、プロトンのラーモア周波数は kHz オーダーとなり、NMR 信号強度も従来 MRI と比較して大変微小となるが、低周波数でも超高感度な SQUID を信号計測に用いることで、超伝導磁石が不要となりコンパクトで安価な MRI システムを実現できる可能性がある。我々がこれまでに開発してきたシステムでは、電磁コイルを用いて最大約  $30 \text{ mT}$  の分極磁場を数秒間サンプル(水や油)に印加して、直交する静磁場中で分極磁場を素早く立ち下げることにより、自由誘導減衰(Free induction decay: FID)信号を発生させ、HTS-SQUID で信号を計測する方式を用いてきた。これにより 1 次元 MRI を計測することができたが、2次元 MRI を計測するには信号雑音比(S/N)を高める必要があった。MRI 信号の S/N を増加させるには分極磁場を増大させればよいが、電磁石へ供給する電流を増大していくと、電流(磁場)立ち下がり時間の増加や、コイルやサンプルの発熱などの問題が生じることがわかってきた。

一方、電力を消費しない永久磁石を用いた NMR/MRI は古くから行われており[2]、永久磁石を用いることで、磁場立ち下がり時間や発熱の問題を回避して、約  $1 \text{ T}$  までの分極磁場を実現することが原理的に可能である。そこで、本研究では、開発している SQUID-MRI システムへ永久磁石による分極方式を導入した。これに伴い、SQUID と離れた場所で永久磁石による分極を行い、分極した水サンプルを  $T_1$  緩和が生じる前に SQUID の下にすばやく移動させる機構を開発した。この結果、NMR 信号の S/N の大幅な増大に成功したため、その研究内容、実験結果について報告する。

### 2. SQUID-MRI システム

本研究で試作した超低磁場 SQUID-MRI システムは、基板共振型 HTS-rf-SQUID とクライオスタット、SQUID エレクトロニクス、常温のヘルムホルツ型静磁場コイルと AC パルス用コイル、勾配磁場コイル、永久磁石、サンプル移動機構、遅延パルス発生器、電流源、発振器、スペクトラムアナライザなどから構成される (Fig.1(a))。今回、分極用永久磁石として、内部空洞中の磁束密度が約  $270 \text{ mT}$  の円筒ドーナツ形状の永久磁石を用いた。この永久磁石を磁気シールドルーム外に設置し、この磁石内で磁化した水サンプルを、ガス圧で塩化ビニールパイプを通して SQUID 直下に移動させる機構を構築した。SQUID 直下に移動したサンプルが、パイプ端に設置したスイッチを押すことで電圧トリガを発生させ、これをトリガとして遅延パルス発生器から AC パルス印加用トリガ、SQUID リセットトリガ、計測用トリガを発生させる。ここでは Fig1.(b)に示すようなパルスシーケンスを採用した。約  $45 \mu\text{T}$  の静磁場  $B_m$  が、SQUID 周辺の空間において  $z$  方向に常に印加されている。サンプルは永久磁石中の分極磁場  $B_p$  により  $5$  秒間磁化され、サンプル移動機構により約  $0.5 \text{ s}$  で SQUID の直下に移動する。その直後、Fig.1 に示す  $y$  方向に AC パルス  $B_{AC}$  を印加し、約  $1912 \text{ Hz}$  のラーモア周波数で歳差運動しているプロトンの磁気モーメントを  $90^\circ$  回転させる。その後、発生する FID 信号を、 $x$  方向磁場を計測するよう設置した SQUID で計測する。SQUID 出力はスペアナにより記録、またフーリエ変換されて NMR スペクトラムが得られる。勾配磁場コイルは勾配磁場の印加、および静磁場の均一性補償に用いる。

### 3. 実験と結果

開発したシステムを用いて、 $10 \text{ ml}$  の市水サンプルについて  $^1\text{H}$ -NMR 信号を計測した。結果を Fig.2 に示す。図に示すように、最大振幅約  $36 \text{ pT}$  をもつ FID 信号が得られた。従来の  $30 \text{ mT}$  の電磁石を用いた場合の FID 信号振幅と比較して、 $270 \text{ mT}$  の永久磁石と移動機構を用いることで NMR 信号強度を約 1 桁増大できることが示された。また、本システムを用いて、 $90^\circ \cdot 180^\circ$  スピンエコーシーケンスを適用した結果、同サンプルにてスピンエコー信号を計測することができた。

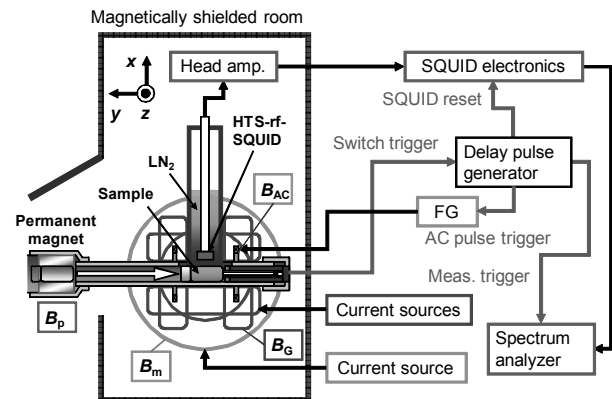
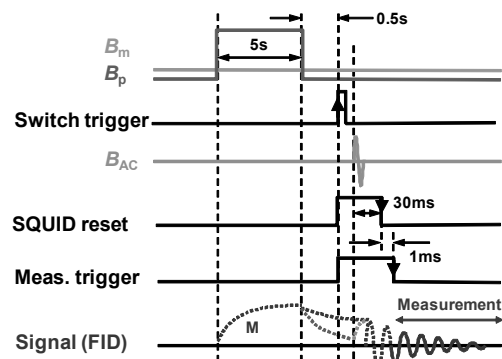


Fig.1 (a) Ultra-low field MRI system using HTS-rf-SQUID and permanent magnet



(b) Pulse sequence employed in this study

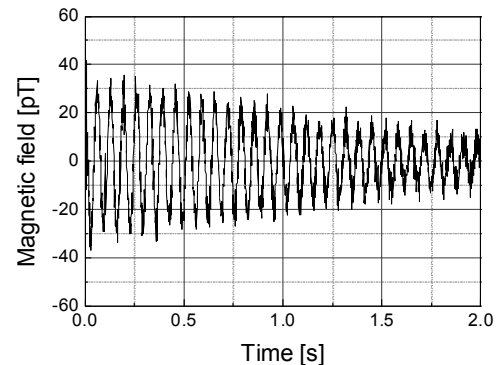


Fig.2  $^1\text{H}$ -NMR FID signal measured with the system

### 参考文献

- [1] S. Fukumoto, et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **21** (2011) 522.  
 [2] G.E. Pake, J Chem. Phys. **16** (1948) 327.

# Bi系高温超伝導線材を用いた磁束トランスと結合したHTS-SQUIDの性能に関する研究 HTS-SQUID coupled with flux transformer using Bi-HTS wire

廿日出 好, 千ヶ崎 卓巳, 田中 三郎 (豊橋技科大), 安達 成司, 田辺 圭一 (ISTEC-SRL)  
HATSUKADE Y., CHIGASAKI T., TANAKA S. (TUT), ADACHI S., TANABE K. (ISTEC-SRL)  
E-mail: hatukade@ens.tut.ac.jp

## 1. 緒言

HTS-SQUID は高い磁場分解能と空間分解能を有する。このため非破壊検査や超低磁場 NMR/MRI などへの応用研究が行われてきた[1]。しかし、SQUID 素子のサイズは約 10 mm であり、磁気信号はセンサと信号源との距離の 3 乗に反比例して減衰する。このため、素子単体では有効捕獲面積と測定可能範囲に限界があった。そこで、捕獲磁束量の増大と測定範囲の拡大が見込まれ、かつ低損失での磁束伝達が可能な Bi 系 HTS 線材を用いた磁束トランスを作製し、HTS-dc-SQUID と誘導結合させた際の特性を調べた。

## 2. SQUID と磁束トランス

本研究では、ISTEC-SRL が設計・作製した積層タイプのランプエッジ接合を適用したベースライン約 5 mm の HTS-dc-SQUID グラジオメータを磁束読出しに用いた[2]。この素子は平面差分型ピックアップコイルの上に 26 回巻きのインプットコイルが積層されており、外部ピックアップコイルとのハンダ接続用の端子を有する。インプットコイルと SQUID グラジオメータとの相互インダクタンスは約 0.5 nH である。本素子を磁気シールドルーム内で液体窒素冷却した場合、素子単体でのホワイト磁束ノイズレベルは約  $5 \mu\phi_0/\text{Hz}^{1/2}@1 \text{ kHz}$  であった。

一方、住友電工(株)の DI-BSCCO Type HT テープ線材を用いて、直径 85 mm の FRP ボビンを用意し、逆方向に各 13 回ずつ線材を巻きつけた二つのコイルをハンダ接続し、軸型の差分型ピックアップコイルを作製した。ピックアップコイルのベースラインは約 100 mm で、約 6 mm 長さの半田接続を 2 箇所有する。このコイルを液体窒素冷却し、コイル両端での直流抵抗とインダクタンスを四端子法および LCR メータで計測したところ、それぞれ  $5 \mu\Omega$  以下と  $17 \mu\text{H}$  であった。このピックアップコイルと、SQUID 素子と結合しているインプットコイルをハンダ接続し、磁束トランスを構成した。最終的にハンダ接続は 8 箇所となった。試作したピックアップコイルと、インプットコイルとの接続部の写真を Fig.1 に示す。

## 3. 実験と結果

上記磁束トランスと SQUID を磁気シールドルーム内で液体窒素冷却し、ノイズ計測を行なった。この結果を Fig.2 に示す。図に示すように、SQUID 単体のノイズと比較して、磁束トランスを結合した場合、ホワイトノイズレベルは約  $120 \mu\phi_0/\text{Hz}^{1/2}$  となった。ノイズが増加した原因は、環境中の rf ノイズが磁束トランスに結合して SQUID に伝達され、SQUID の  $\phi$ -V 曲線が変調され、実行的な変調深さ  $\Delta V$  が減少したためと考えられた (Fig.3) [3]。そこで、軸型ピックアップコイルに結合する rf ノイズを減少させるため、表皮効果を考慮し、1 層、2 層および 4 層のアルミホイルでコイルを包み、電磁遮蔽を行なった。さらにトランスを冷却する液体窒素デューワーごと電磁遮蔽布で囲み、電磁遮蔽の効果調べた。この結果、Fig.2 に示すように、1 層のアルミホイルと遮蔽布を併用した際、最も低い約  $30 \mu\phi_0/\text{Hz}^{1/2}$  のノイズレベルが得られた。一方、アルミホイルを 2 層以上巻いた場合、ノイズレベルは約  $40 \mu\phi_0/\text{Hz}^{1/2}$  と 1 層の場合と比較して少し増加した。これはアルミホイルから発生する熱雑音 (ジョンソンノイズ) がアルミの層数と共に増加し、ピックアップコイルで検出され、SQUID に伝達されたためと考えられる[4]。

## 参考文献

- [1] S. Fukumoto, et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **21** (2011) 522.
- [2] 安達成司, 他, 第 72 回応用物理学会学術講演会 講演予稿集 (2011) 11-123.
- [3] J. Clarke, A.I. Braginski (Eds.), The SQUID Handbook, WILEY-VCH, Weinheim, 2004, p.239.
- [4] N. Kasai, et al., Cryogenics **33** (1993) 175.

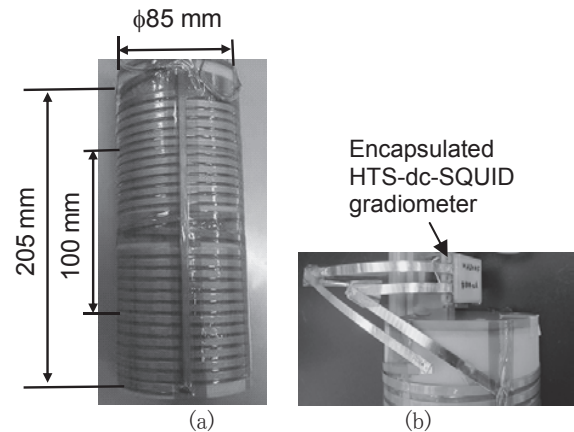


Fig.1 (a) Axial differential HTS pickup coil made of Bi wire. (b) Connection between pickup coil and input coil, which was coupled with encapsulated planar HTS-SQUID gradiometer

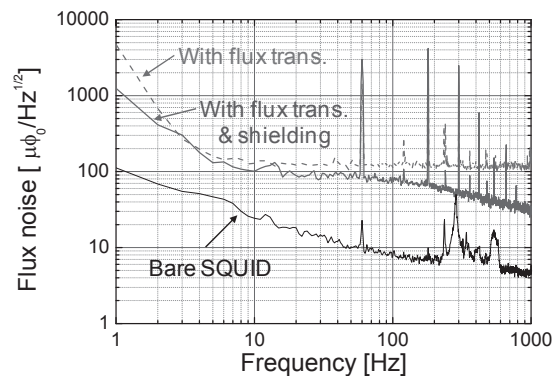


Fig.2 Flux noise spectra of bare HTS-dc-SQUID gradiometer, with HTS flux transformer, and with HTS flux transformer surrounded by electromagnetic shielding

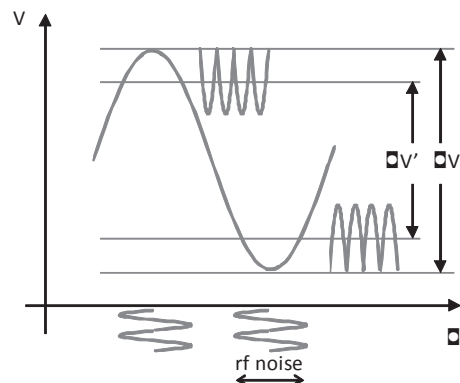


Fig.3 Effect of rf noise on transfer function of SQUID



# 異常横磁界効果を利用した高温超電導テープ線材の遮蔽電流の除去

## Elimination of shielding currents in HTS tapes using abnormal transverse-field effect

梶川 一弘, 船木 和夫(九大)  
 KAJIKAWA Kazuhiro, FUNAKI Kazuo (Kyushu Univ.)  
 E-mail: kajikawa@sc.kyushu-u.ac.jp

### 1. はじめに

Bi-2223 銀シース線材や Y 系 coated conductor (CC) に代表される高温超電導 (HTS) 線材は通常テープ形状をもつため、巻線して励磁するとテープ面に垂直な磁界を遮蔽する電流がテープ面内に流れ、発生磁界の質を低下させることが知られている。MRI/NMR 用超電導マグネットは特に高い磁界均一度を要求するため、HTS テープ線材を用いた MRI/NMR 用超電導マグネットの実現に向けて遮蔽電流の除去が解決すべき課題の 1 つとなっている。そこで、本研究では、HTS テープ線材に生じた遮蔽電流を効果的に除去するために、異常横磁界効果[1-7]を利用した方法を提案する。また、提案手法の妥当性を検証するために、CC を巻線した小コイルにおける中心磁界の時間変化を測定・評価した。

### 2. 遮蔽電流の除去方法の提案

Fig. 1 に、HTS テープ線を巻いたソレノイドコイルと、その周囲に非磁性線 (例えば、銅線) を巻いたコイルの模式的な配置図を示す。Fig. 1(a) は、HTS コイルの内外に 2 つの非磁性コイルを同軸状に配置し、逆向きに結線した場合である。一方、Fig. 1(b) は、非磁性線をトロイド状に巻いたものである。まず初めに、磁界環境を内部に作るために HTS コイルに直流電流  $I_{DC}$  を通電すると、特にコイル端部の HTS テープ線の幅広面に垂直な方向に磁界が印加され、HTS テープ線の幅広面に遮蔽電流が誘起されることで垂直方向 (HTS コイルの径方向) に磁化される。この垂直磁化 (面内遮蔽電流) は、HTS コイルに流れる直流電流が作る中心磁界  $B_{DC}$  と逆向きの磁界を生じるだけでなく、空間的に大きさが変化する不均一な磁界を生成する。この状態で、非磁性コイルに交流電流  $I_{AC}$  を通電すると、Fig. 1(a), (b) の両者の場合で、HTS テープ線の磁化に対して垂直な方向に交流磁界  $B_{AC}$  が印加される。従って、印加される交流磁界の振幅が中心到達磁界よりも大きな場合に一定時間が経過すると、異常横磁界効果[1-7]により最終的に磁化の方向が交流磁界の向きに変化する。つまり、遮蔽電流分布が変化して、HTS テープ線のシート電流分布は幅方向に均一となり、HTS コイルの中心磁界の不均一性を除去できる。本提案手法の利点を、以下に列挙する。

- 磁化を低減するために、機械的切断やレーザ加工等により、テープ幅を細くする必要がない。
- 超電導層の厚さに相当する中心到達磁界よりも大きな振幅をもつ交流磁界を印加すればよい。
- 短時間だけ交流磁界を印加すればよい。
- 磁束侵入の不可逆性に起因する発熱に伴う微小な温度上昇により、磁束クリープの抑制が期待できる。

### 3. 実験

提案手法の妥当性を検証するために、市販の HTS テープ線を用いてコイルを試作した。試料線材は、100  $\mu\text{m}$  厚の Hastelloy 基板上に 1.5  $\mu\text{m}$  厚の  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  超電導体が成膜された CC であり、その上に 100  $\mu\text{m}$  厚の銅安定化層が取り付けられている。ポリイミド絶縁を含むテープ全体の幅は約 5 mm、厚さは約 0.3 mm である。また、77 K ・ 自己磁界中における臨界電流は 224 A である。本試料線材を用いて、4 層の層巻きコイルを試作した。試作コイルの内径は 63.0 mm、外径は 72.1 mm、平均高さは 89.5 mm、ターン数は 70.5 である。また、交

流磁界を印加するコイルは、Fig. 1(a) に示す同軸配置とし、直径 1 mm の銅線を用いて内外 2 つのコイルを製作し、逆向きに結線した。試作した計 3 つのコイルを同軸状に配置し、大気圧の液体窒素中に浸漬冷却した。

Fig. 2 に実験結果の一例を示す。まず、HTS コイルに 100 A の直流電流を通電し、時刻  $t = 0$  において銅線に異なる振幅をもつ周波数 10 Hz の交流電流を通電した場合の HTS コイルの中心磁界の時間変化を表している。HTS コイルの中心磁界は、ホール素子で測定した。振幅が約 12 A 以上になると、銅コイルの発生磁界が中心到達磁界よりも大きくなり、最終的にある磁界値に飽和することがわかる。

### 参考文献

- K. Funaki, et al.: Jpn. J. Appl. Phys. 21 (1982) 299
- K. Funaki, et al.: Jpn. J. Appl. Phys. 21 (1982) 1121
- K. Funaki, et al.: Jpn. J. Appl. Phys. 21 (1982) 1580
- 船木他: 九大工学集報 56 (1983) 45
- E.H. Brandt, et al.: Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 027002
- G.P. Mikitik, et al.: Phys. Rev. B 67 (2003) 104511
- E.H. Brandt, et al.: Supercond. Sci. Technol. 17 (2004) S1

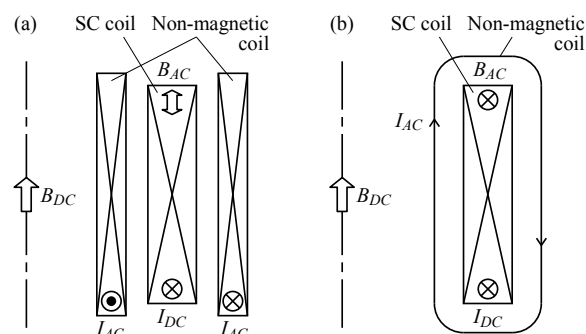


Fig. 1 Basic configurations of main superconducting (SC) solenoid coil and additional non-magnetic coils with (a) coaxial arrangement and (b) toroidal arrangement.

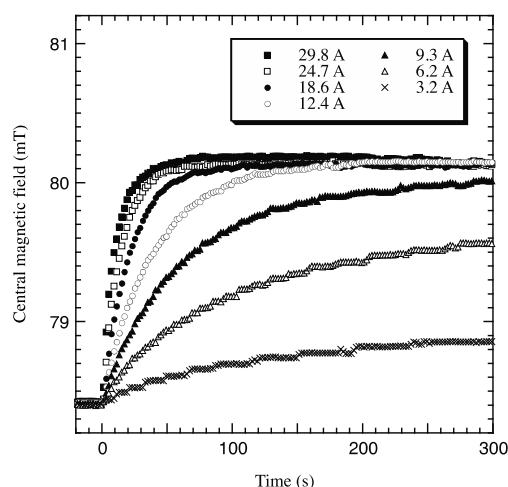


Fig. 2 Time evolution of central magnetic fields in layer-wound superconducting coil for applications of external AC magnetic fields with a pair of copper coils.

# 超電導マグネット中でのタンパク質溶液の運動のシミュレーション

## Flow simulation of protein solution in a superconducting magnet

岡田 秀彦, 廣田 憲之, 松本 真治, 和田 仁(物材機構)

Hidehiko Okada, Noriyuki Hirota, Shinji Matsumoto, Hitoshi Wada (NIMS)

E-mail: OKADA.Hidehiko@nims.go.jp

### 1. はじめに

タンパク質の構造を知るために必要な X 線解析用の良質のタンパク質結晶を得るために、宇宙での微小重力環境下の結晶生成が有効とされている。これは、結晶化過程において溶液の対流が抑制とされているためである。これと同じ効果を地上で実現する方法として、高磁気力により重力の影響を制御した微小重力環境を作る方法が提案されている。このような重力と磁気力の下での流体の運動に関して多くの実験的、理論的研究が行われてきたが、多くは一樣磁気力や特定の磁気力分布を想定したもので、実際に使用するマグネットの磁気力分布を考慮した研究はなかった。

現在開発中の磁気力によるハイスループット・高品位タンパク質の結晶化装置では同時に多くの異なる条件のサンプルの結晶化実験を行うため、超電導マグネットの室温ボアの中心軸を外れた所にサンプルを置く必要がある。そのため、サンプルは中心軸上とは異なる非対称な磁気力を受けることになる。我々はこのような磁気力下での溶液の運動を調べるための数値計算モデルを開発した。そのモデルを用い、実際の超電導マグネットの磁気力分布を使って計算を行い、溶液の運動や濃度分布を調べたので、その結果を報告する。

### 2. 計算モデル

我々は、重力と磁気力が作用する流体の運動を以下の Navier-Stokes 方程式を基に解析している。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \bar{\nabla}) u_i = -\frac{1}{\rho} \bar{\nabla}_i p + \nu \bar{\nabla}^2 u_i + g_i + \frac{1}{\rho} (\bar{M} \cdot \bar{\nabla}) H_i$$

ここで  $\bar{u}$  は流速、 $\rho$  は流体の密度、 $p$  は圧力、 $\nu$  は粘性係数、 $\bar{g}$  は重力加速度のベクトル、 $\bar{M}$  は流体の体積磁化、 $\bar{H}$  は磁場である。添字  $i$  は各ベクトルの成分を表す。我々はこの方程式を Boussinesq 近似の考え方に沿って変形し、以下の熱伝導方程式、拡散方程式と連立させて連続条件の下で、濃度、流速、温度の分布を得た。

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p \bar{u} \bar{\nabla} T = \bar{\nabla} (\kappa \bar{\nabla} T)$$

$$\frac{\partial c_j}{\partial t} + \bar{u} \bar{\nabla} c_j = \bar{\nabla} (\Gamma_j \bar{\nabla} c_j)$$

$C_p$  は比熱、 $\kappa$  は熱伝導率、 $c_j$  は  $j$  番目の溶質の濃度で  $\Gamma_j$  はその拡散係数である。我々は以上の連立微分方程式を数値的に解くために商用ソフトの COMPACT (Innovative Research, Inc.) を使用した。

### 3. 計算結果

計算は 2 次元円柱座標で行っている。水に 1 種類のタンパク質が溶けた溶液が断面 2mm×2mm の容器を満たし、容器の上部は開いて水分が蒸発する。容器が、室温ボアの中心軸から 1cm 離れて置かれた時の溶液の運動、濃度分布、温度分布などの時間変化を調べた。蒸発の影響は、水面の低下と、表面でのタンパク質濃度の上昇となって現れるが、本モデルでは、それを再現するため、水面の位置と水面での濃度を各時間での境界条件として与えている。磁気力は実際の超電導マグネットの磁気力分布を用いている。以下ではマグネットの室温空間の中心軸上で最大磁気力を発生する点をグラフの

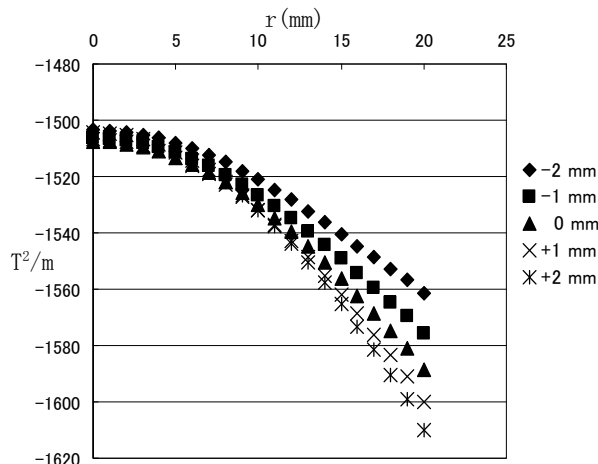


Fig. 1 Distributions of  $(\bar{B} \cdot \bar{\nabla}) B_z$  ( $T^2/m$ ) around  $z=0$  mm.

原点としている。図 1 は、 $z=-2 \sim +2$  mm での  $(\bar{B} \cdot \bar{\nabla}) B_z$  の  $r$  依存性を示した。試料付近では、中心軸上と磁気力の値と変化量が大きく異なっている事が分かる。

図 2 に計算結果の一例を示す。初期濃度(重量比)は均一で 0.01、等温条件(20 °C)、 $-1350 T^2/m$  の磁気浮上条件場合の約 27 時間後の濃度(実線)及び流速分布(矢印)である。

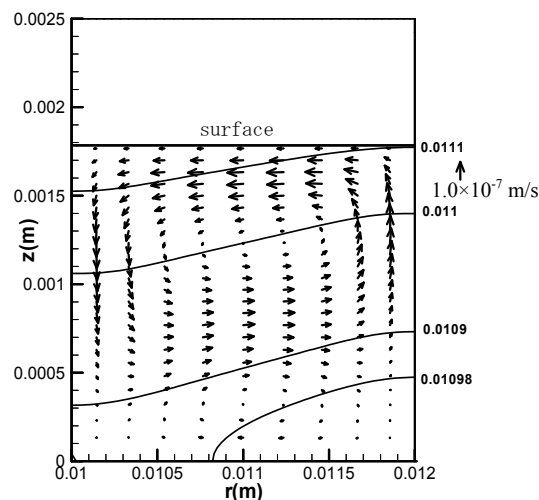


Fig. 2 Calculation result under gravity and actual magnetic force

流速は約  $10^{-7}$  m/s で、濃度分布は主に拡散による。しかし、磁気力の横成分の影響で、傾いた濃度分布となっている。

### 4. まとめ

実際のマグネットによって作られる磁気力分布を使って解析を行った結果、溶液内の濃度や流速分布が大きく変わることが分かった。

本研究は科学技術振興機構「先端計測分析技術・機器開発事業機器開発プログラム 高効率・高品位タンパク質結晶生成システムの開発」の支援を受けて実施している。



# ローレンツ体積力を利用した海水・油分離装置の最適形状に関する研究

## Study on optimum configuration of the seawater-oil separator using Lorentz body forces

赤澤輝彦, 岩本雄二, 梅田民樹 (神戸大学)

AKAZAWA Teruhiko, IWAMOTO Yuji, UMEDA Tamiki (Kobe University)

E-mail: akazawa@maritime.kobe-u.ac.jp

### 1. はじめに

我々のグループが研究しているローレンツ体積力を利用した海水・油分離装置の原理を説明する。対向する電極板をもつダクト (Fig.1) には、油で汚染された海水が流れている。この海水に、ダクトの入口から出口に向けた磁場  $B$  を印加し、電極板より通電を行うと、海水にはローレンツ体積力が働く。一方、油は不導体であるためローレンツ体積力は働かず、ローレンツ体積力を受けるまわりの海水から反作用を受ける。つまり、海水が受けるローレンツ体積力と逆方向の力を油は受ける。この結果、Fig.1 に示すように、電極板より下流に分離板を設ければ、油が浄化され油濃度が下がった海水の流れ(A)と、濃縮された海水の流れ(B)に分けられる。

分離装置内での海水の流れは、分離効率に大きな影響を与えると考えられるにもかかわらず、詳細に研究されていなかった。そこで、本研究では、海水装置内での海水の流れを数値計算した。また、分離装置を作成し、装置の分離特性を調べた。

### 2. 数値計算モデルと数値計算の結果

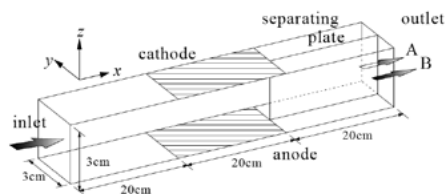


Fig.1 The device assumed in this study.

我々は、純粋な海水が分離装置を流れた場合について数値計算実験を行った[1]。計算には、海水をイオンと水からできた電解液と考える電気化学的なモデルを採用し、分離装置内の海水の流れだけでなく、電流密度分布、イオン濃度分布を評価した。その結果、分離装置が実用的に動作するパラメータ範囲において、電流密度が、電極板に挟まれた空間でのみ有限な値を持ち、陽極から陰極方向に向いた一様な分布をもつと近似できるほど電極板の端に現れる電流の回り込み効果はわずかであることがわかった。

本研究では、電極間にある海水にのみ一様なローレンツ体積力が作用していると仮定し、海水が分離装置を流れた場合について数値シミュレーションを行った。本研究の数値計算で想定した分離装置は、全長 60cm で水平に設置されている (Fig.1)。ダクトの流路断面は 1 辺 3cm の正方形となっている。この中央に、対向する 1 組の電極板 (長さ 20cm) が取り付けられている。さらに、電極板より下流側の流路には、流路の断面を等分し、 $x$ - $z$  面に平行な仕切り板 (厚さ 1mm) が設置されている。計算では、ダクト入り口から流入する海水の初期流速  $u_0$  は一様と仮定し、電極間を流れる電流の大きさは 1A に固定した。ローレンツ体積力を考慮したナビ

エ・ストークス方程式を基に、有限要素法を用いて数値的に解いた[2]。

出口 A 側 (浄化水側) と出口 B 側 (汚水側) から排出される海水の量を  $Q_A$ ,  $Q_B$  とする。数値計算から得られた、 $u_0=0.1\text{m/s}$  での  $Q_A / (Q_A + Q_B)$  の磁場依存性を Fig.2 の▲に示す。磁場増大に伴い、電極間の海水に作用するローレンツ体積力も大きくなる。ローレンツ体積力の向きは、海水の初期速度に対し垂直であるため、海水の流れが電極板区間入り口、出口付近で湾曲することになる。海水流れの蛇行により、排出口から出る海水量に偏りが生じ、高磁場では B 側からほとんど海水が出なくなることが示唆される。この排水の偏り現象は、武田ら[3]が行った分離装置実験で報告されている。

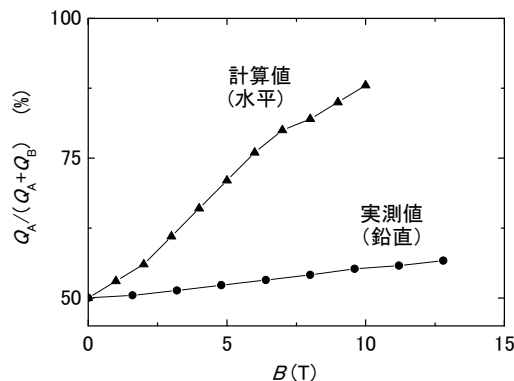


Fig.2 Field dependence of  $Q_A / (Q_A + Q_B)$  at  $u_0=0.1\text{m/s}$ .

### 3. 分離装置の特性と数値計算の比較・考察

さらに、本研究では、数値計算と同じ形状の分離装置を作成し、装置の特性評価実験を行った。装置を水平に設置した (海水の流れが水平) の場合、電気分解で発生する気泡が電極板表面に留まるため、海水への通電が短時間で不安定となり、分離特性の計測が困難となることがわかった。そこで、海水が鉛直上向きに流れるように装置の設置方向を変更したところ、気泡が電極板表面に留まらず移動するため、電流値は安定し、長時間の実験が可能となった。

海水流路を鉛直向きにした場合の  $Q_A / (Q_A + Q_B)$  の磁場依存性を Fig.2 の●に示す。磁場印加とともに排出口から出る海水の排出量の偏りは大きくなり、定性的には計算値と同様の磁場依存性を示している。しかしながら、鉛直向きで観測される排水 A, B の偏りは、水平の場合に比べて非常に小さい。このことは、分離板により分割された区間の海水の自重に比べ電極板区間で発生するローレンツ体積力が小さいため、海水流れの蛇行現象が抑えられることを強く示唆している。

### 参考文献

1. T. Akazawa, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 83 (2010) p.29.
2. *Comsol Multiphysics User's Guide*, Version 3.5a, Comsol AB, 2009.
3. M. Takeda et al.: J. Jpn. Inst. Marine Eng. 41 (2006) p.101.

## 強磁場下における弱磁性微粒子挙動に関する研究 Behavior of feeble magnetic particles under high magnetic fields

廣田 憲之(物材機構);安藤 努(日大)

HIROTA Noriyuki (NIMS); ANDO Tsutomu (Nihon Univ.)

E-mail: hirota.noriyuki@nims.go.jp

強磁場を用いると弱磁性の物質に対しても遠隔的に力学的な作用を与えることができる。物質が不均一な磁場空間中に導入された際にその物質の磁性に応じて作用する磁気力により、異方的物質の組織配向や、物質の位置制御・構造制御、物質分離が実現する。それゆえ、強磁場は各種プロセスの非接触制御手段としての利用が期待されている。弱磁性微粒子が強磁場のもとでどのようにふるまうのかを理解することは、材料プロセスや磁気分離の効率化に有益な知見を与えると考えられる。この観点から、我々は、強磁場中における弱磁性物質の挙動についての光学的その場観察とシミュレーションを実施している。本研究では、2次元空間に多数の弱磁性粒子が存在する系に対し平行に磁場を印加した際に観測される自己組織的な構造形成に関して、評価を行なった。

多数の弱磁性粒子が2次元に存在する系を超伝導磁石の磁場中に導入すると、条件を整えることで、自己組織的に構造形成する現象が知られる<sup>1)</sup>。これは、弱磁性物質といえども、強磁場によってわずかに磁化され、粒子間に相互作用が働くためである。磁場が2次元面に垂直に印加される場合は、三角格子構造が、平行に印加される場合にはチェーン状の構造が形成される。本研究の実験では、Fig. 1に示すような実験系において、ガラス粒子の挙動を観測した。磁場は2次元試料空間に対して平行で、重力に対して直交する方向に印加した。直径0.8 mmのガラス粒子を40 wt%の塩化マンガン水溶液中に封入し、超伝導磁石のボア中に導入する。ガラス粒子は試料容器の片側に集めておき、そちら側の端を磁場中心位置に固定する。磁場を徐々に印加してゆくと、ボア軸方向の磁場勾配のために、粒子がボア端側に向かって移動する。この際に、粒子の挙動を試料容器下側から CCD カメラにより観測する。シミュレーションは分子動力学法を用いた。磁場はシミュレーションの開始時点から与えておく。それ以外の条件は実験と同じものを仮定した。Fig. 2 は実験とシミュレーションの結果を、それぞれ1ショット示したものである。ガラス粒子が磁場の弱い方向に向かって動く際、誘起磁気双極子間相互作用により粒子間に働く引力相互作用で1次元チェーン状粒子を形成する様子が実験的に観測され、また、同様の現象がシミュレーションにより再現された。実験で観測された

挙動をある程度再現できるシミュレーションモデルを構築できれば、磁場強度や関与する物質の物性など、種々のパラメータを変化させたシミュレーションから、その挙動を予測することができ、様々な知見を集積できると期待される。

本発表では、これらの観測・シミュレーション結果を例として、弱磁性物質の強磁場下における振舞いに関する研究について報告する。

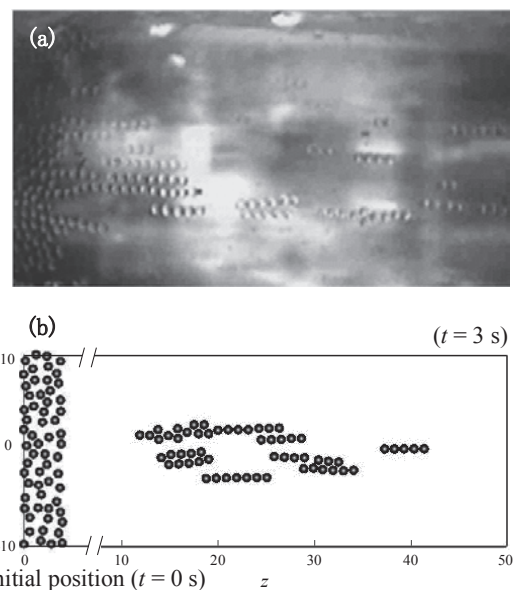


Fig. 2 Results of the observation (a) and simulation (b) of the behavior of glass particles under magnetic field. Glass particles are moving from left, the centre of magnetic field, to right.

### 参考文献

1. T. Takayama et al., *Materials Transactions* **44** (2003) 2563-2566.

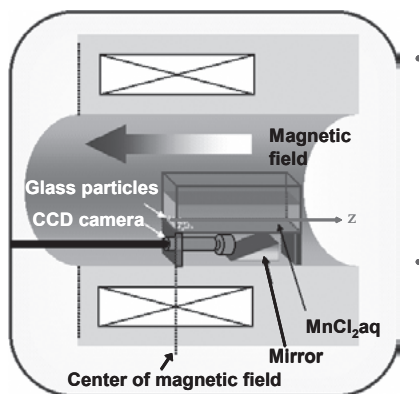


Fig. 1 Schematic illustration of the condition for the simulation and the experiment

# 極低温における Ti-6Al-4V ELI 合金針状組織材の高サイクル疲労特性

High-cycle fatigue property of Ti-6Al-4V ELI alloy  
with lamellar microstructure at cryogenic temperature

由利 哲美、小野 嘉則、緒形 俊夫(物質・材料研究機構)

Tetsumi Yuri, Yoshinori Ono, Toshio Ogata (NIMS)

E-mail: YURI. Tetumi@nims.go.jp

## 1. はじめに

軽量・高強度特性が要求される国産宇宙ロケットエンジンのターボポンプ用材料<sup>1)</sup>は、極低温における高速回転による使用環境になるため、機器の高信頼性・高安全性を確保するには実使用環境下である極低温での高サイクル疲労特性評価は重要である。前回、Ti-6Al-4V (Ti64)合金鍛造材( $\alpha + \beta$ )-anneal 材に $\beta$ 焼鈍を施した針状組織材を用い、極低温(20 K ガスヘリウム(GHe)雰囲気)における高サイクル疲労特性について報告した<sup>2)</sup>。それによると、 $10^6$  回付近以上の長寿命側における疲労強度は、 $\beta$ -anneal 材の方が( $\alpha + \beta$ )-anneal 材より高い値を示すことを報告した。本研究では、ターボポンプ用材料の候補材料である鉄・酸素等の不純物元素を低減した Ti64 ELI 合金鍛造材( $\alpha + \beta$ )-anneal 材<sup>3)</sup>に $\beta$ 焼鈍を施し、極低温(20K GHe 中)における高サイクル疲労特性を取得し、前回報告した Ti64 合金 $\beta$ -anneal 材と比較・検討することを目的とした。

## 2. 実験方法

供試材は、Ti64 ELI 合金鍛造材( $\phi 300 \times 200$ , AMS4930 相当、 $920^\circ\text{C}-60\text{min}$  保持後水冷、 $705^\circ\text{C}-120\text{min}$  保持後空冷( $\alpha + \beta$ -anneal 材))と、それに $1050^\circ\text{C}-60\text{min}$  保持後炉冷( $1050^\circ\text{C} \rightarrow 300^\circ\text{C}$  (Cooling rate, 約  $3^\circ\text{C}/\text{min}$ )),  $720^\circ\text{C}-120\text{min}$  保持後炉冷を施した $\beta$ 焼鈍( $\beta$ -anneal 材)を用いた。引張試験および高サイクル疲労試験を、20 KGHe 中および 293 K(室温)にて行った。20 KGHe 中における各試験は、冷凍機を用いて常時試験片を冷却しながら、ヒーターによる温度制御方法により実施した<sup>4)</sup>。高サイクル疲労試験は、正弦波での荷重制御にて行い、応力比  $R=0.01$  とし、また、試験周波数は 20 KGHe 中では 5~15Hz、および 293 K では 10~15Hz で行った。光学顕微鏡による組織観察および試験後 SEM による破面観察を行った。

## 3. 実験結果

Fig.1 に Ti64 ELI 合金( $\alpha + \beta$ )-anneal 材および $\beta$ -anneal 材の組織写真を示す。 $(\alpha + \beta)$ -anneal 材は等軸 $\alpha$ と針状組織の混合組織を呈している。一方、 $\beta$ -anneal 材は針状組織で、旧 $\beta$ 粒界に粒界 $\alpha$ が形成されている。20 KGHe 中における引張試験の結果を Table 1 に示す。Ti64 ELI 合金 $\beta$ -anneal 材の 0.2%耐力( $\sigma_{0.2}$ )および引張強度( $\sigma_B$ )は、( $\alpha + \beta$ )-anneal 材よりそれぞれ約 200MPa、約 100MPa 低下している。表中には Ti64 合金<sup>2)</sup>の値も示してあるが、低下の度合いは、本供試材の $\beta$ -anneal 材がより顕著である。20 KGHe 中における Ti64 ELI 合金の( $\alpha + \beta$ )-anneal 材と $\beta$ -anneal 材の S-N 曲線を Fig.2 に示す。 $10^7$  回における疲労強度( $10^7$  回未満で破断した最低試験応力と、 $10^7$  回未破断の試験応力の平均値)は、 $\beta$ -anneal 材の方が( $\alpha + \beta$ )-anneal 材に比べ高い値を示している。Fig.2 中には前回報告した Ti64 合金 $\beta$ -anneal 材<sup>2)</sup>のデータも示してあるが、実験範囲内においては両者の $\beta$ -anneal 材の $10^7$ 回疲労強度には、ほとんど有意差は見られない。また、 $\beta$ -anneal 材の $10^7$ 回疲労強度は、我々がこれまでに取得しているチタン合金よりも、優れていることがわかった。20 KGHe 中試験後の $\beta$ -anneal 材破断材の SEM による疲労破面観察の結果、内部破壊が観察された。破面観察結果の詳細については、発表当日に行う予定である。

## 参考文献

- (1) NIMS SPACE USE MATERIALS STRENGTH DATA SHEET No.1: National Institute for Materials Science, Japan (2003)
- (2) T.YURI, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol.84(2011) p.13
- (3) T.YURI, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol.82(2010) p.19
- (4) T.YURI, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol.80(2009) p.75

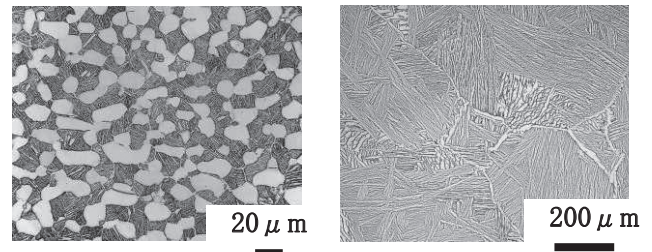


Fig.1 Optical micrographs of ( $\alpha + \beta$ ) (left) and  $\beta$ -annealed (right) Ti-6Al-4V ELI alloy.

Table 1 Tensile properties of ( $\alpha + \beta$ ) and  $\beta$ -annealed Ti-6Al-4V ELI and Ti-6Al-4V<sup>2)</sup> alloys in gaseous helium at 20 K.

Materials		$\sigma_{0.2}$ (MPa)	$\sigma_B$ (MPa)
Ti64ELI	$\beta$ -annealed	1317	1507
	( $\alpha + \beta$ )-annealed	1524	1616
Ti64	$\beta$ -annealed	1488	1653
	( $\alpha + \beta$ )-annealed	1604	1710

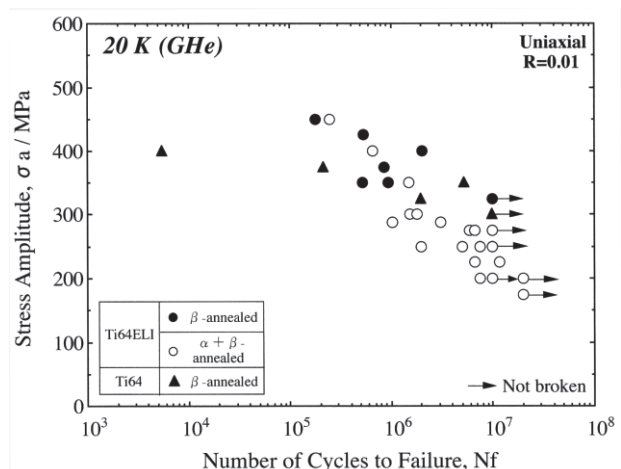


Fig.2 S-N curves of ( $\alpha + \beta$ ) and  $\beta$ -annealed Ti-6Al-4V ELI and  $\beta$ -annealed Ti-6Al-4V<sup>2)</sup> alloys in gaseous helium at 20 K.



# CIC 導体素線のケーブル表面に現れる分布特性について

## Distribution of Strands Appearing on Cable Surface of CICC

森村 俊也, 中澤 忍, 荒井 大地, 宮城 大輔, 津田 理, 濱島 高太郎(東北大);  
 谷貝 剛(上智大); 布谷 嘉彦, 小泉 徳潔(原子力機構); 尾花 哲浩, 高畑 一也(NIFS)  
 MORIMURA Toshiya, NAKAZAWA Shinobu, ARAI Daichi, MIYAGI Daisuke, TSUDA Makoto,  
 HAMAJIMA Takataro(Tohoku University); YAGAI Tsuyoshi(Sophia University);  
 NUNOYA Yoshihiko, KOIZUMI Norikiyo(JAEA); OBANA Tetsuhiro, TAKAHATA Kazuya(NIFS)  
 E-mail: morimura@ecei.tohoku.ac.jp

### 1. はじめに

ITER TF コイルに用いられる CIC 導体は, 多数の超電導素線を多段階に撚られたケーブルをコンジットに収納した形状となっている。この導体同士を接続するジョイント部では, 最終撚りピッチ程度のボックス型銅スリーブに超電導素線をむき出しにした 2 本のケーブルを収納する構造が検討されている。素線と銅スリーブの接触部分を介してケーブル間を電流が流れるため, 全ての素線について接触抵抗が均一ならば, 導体内の電流分布が一樣になると考えられる。しかし, 実際には素線と銅スリーブの接触抵抗にはばらつきがあるため, 電流分布が不均一となることが予想される。

本研究では, 実際に CIC 導体内の各素線の 3 次元配置を測定し, ケーブル表面に現れる素線の分布を求めた。また, 解析的手法[1]により導出した素線配置について, 各素線と銅スリーブとの接触長を定量的に求め, 実測の接触長と比較した。さらに, 撚りピッチの最適化による接触抵抗分布の改善を検討した。

### 2. CIC 導体内素線配置の実測

本研究に用いた ITER TF コイル CIC 導体の緒元を Table1 に示す。長さ 160 mm の CIC 導体を約 10 mm 間隔の要素に分割し, 各要素の両断面で素線の座標を測定し, 対応関係を抵抗測定により求めて得た離散的な素線配置を spline 関数を用いて補間することで, 導体内部の各素線配置を求めた[1]。6 本の 4 次サブケーブルは, 対称な位置にあるため, 今回は任意の 1 本の 4 次サブケーブルについて実測した。

接触抵抗を評価するため, 計測した素線配置を用いて, ジョイント部における素線と銅スリーブの接触長を求めた。ジョイント部では, ケーブル表面に存在する素線が半田を介して銅スリーブと接触する。長手方向に見て 1 本の素線が銅スリーブと接触する距離の総和を接触長とした。実測の素線配置から得た接触長のヒストグラムを Fig.1 の 'measured' として示す。

### 3. CIC 導体内素線配置の解析と撚りピッチの最適化

ケーブル断面において, 各サブケーブルの占める面積は等しいと仮定し, 各サブケーブルは撚りピッチと長手方向座標に応じた角度で回転すると考える。この考え方から開発した解析的手法[1]を用いて, 長さ 160 mm の導体内素線配置を導出し, 実測した場合と同様にジョイント部における素線と銅スリーブの接触長を求めた。そのヒストグラムを Fig.1 の 'calculated' として示す。Fig.1 より, 解析的手法により求めた素線配置の傾向は実測のものと同様であり, ジョイント部での接触長を評価するための有効な手段と言える。そこで, 実際のジョイント部の長さ 450 mm の導体内素線配置を解析的に求め, 接触長を評価した。Fig.2 の 'calculated' として示したヒストグラムより, 実際のジョイント部では, 銅スリーブと接触しない素線が多く, 接触長にも大きなばらつきが見られることがわかった。

各サブケーブルの撚りピッチは素線配置を求める上での重要な要素である。そこで, 撚りピッチの最適化による, 接触抵抗分布の改善を検討した。全ての素線が銅スリーブと接触し,

かつ接触長のばらつきが最小となる素線配置を最適とし, 遺伝的アルゴリズムによるランダム探索を行った。

接触素線数が 0 となる撚りピッチの組み合わせの 1 つとして「25 / 55 / 110 / 225 / 450」が挙げられる。このときの接触長のヒストグラムを Fig.2 の 'optimized' として示す。Fig.2 より, 導体内の素線全てが銅スリーブと接触し, ばらつきも小さくなることがわかる。よって, 撚りピッチの値を変化させることが銅スリーブとの接触抵抗分布の改善に有効なことがわかった。

### 4. まとめ

ITER TF コイルの素線配置を測定し, 接触長を用いて解析的に導出した素線配置と比較したところ, 結果はよく一致していた。そこで, 実際のジョイント部での接触長を解析的に求めたところ, 多数の銅スリーブと非接触な素線が存在し, 接触長が不均一であることが分かった。この接触長分布の改善には撚りピッチの最適化が有効であり, これによって, ジョイント部における接触抵抗分布を改善できると考えられる。

Table 1 Specification of CIC conductor for ITER

cable pattern	$[(2SC+1Cu) \times 3 \times 5 \times 5 + \text{core}] \times 6$ core : $3Cu \times 4$
cable length	160 mm
strand diameter	0.826 mm
central hole(id×od)	6.7×9.0 mm
cable diameter	40.6 mm
conductor diameter	43.9 mm
void fraction	32.9 %
twist pitch	45 / 85 / 130 / 250 / 450 mm

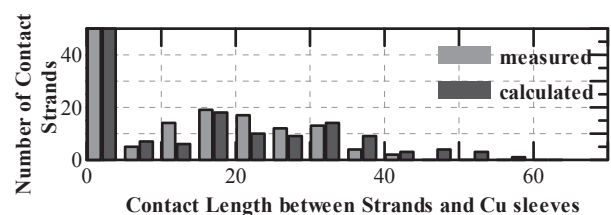


Fig.1 Histogram of Contact Lengths (measured and calculated).

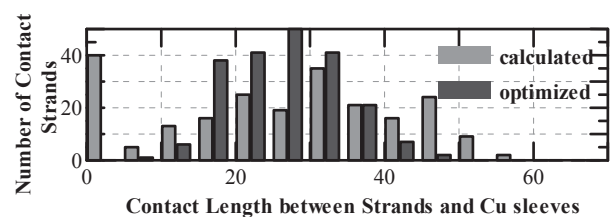


Fig.2 Histogram of Contact Lengths (calculated and optimized).

### 参考文献

- [1] S. Nakazawa, et al.: TEION KOGAKU, Vol.46 No.8 (2011) P.474-480

# Ta マトリックス急熱急冷変態法 Nb<sub>3</sub>Al 単芯線材の超伝導特性 Superconducting properties of Ta matrix RHQT-Nb<sub>3</sub>Al single core wire

飯嶋安男、菊池章弘、伴野信哉、竹内孝夫（物材機構）

IJIMA Y, KIKUCHI A, BANNO N, TAKEUCHI T (NIMS)

E-mail : IJIMA.Yasuo@nims.go.jp

## 1. はじめに

急熱急冷変態法 Nb<sub>3</sub>Al 線材は、高磁場での臨界電流密度特性が優れており、また、Nb<sub>3</sub>Al は歪に対する超伝導特性の劣化が少ないことから、大空間に高磁場が必要な核融合炉用マグネットや高解像度 NMR マグネット等の候補材料として研究が進められている。

我々はマトリックスを Ta にした Al 厚の厚い(拡散距離の長い) JR 法単芯 Nb/Al 前駆体線材を用い、急熱急冷処理条件と超伝導特性の関係について検討を行っている。Ta マトリックスは低磁界中での超伝導不安定性の減少及び Al がマトリックスへ拡散し化学量論組成からずれることを防止するために用いている。また、急熱急冷処理条件の違いによる超伝導特性への影響を単純化するために単芯線材を用いた。その結果、Nb/Al 拡散対の Al 厚を 600nm と大きくしても、従来の Al 厚の薄い JR 法 Nb<sub>3</sub>Al 多芯線材と比較してもほぼ同等の超伝導特性が得られた。また、本製法の急熱急冷まま材に減面加工をすると、変態熱処理後の J<sub>c</sub>-B 特性が向上することが知られている。本報告では、Ta マトリックス JR 法 Nb/Al 単芯線材の急熱急冷まま試料および減面加工した試料の急熱急冷処理条件および加工度と超伝導特性の関係について報告する。

## 2. 実験方法

Ta マトリックス JR 法単芯前駆体線材は日立電線(株)で作製した線材を用いた。線径は 0.53mm、Ta マトリックス比 0.6、Al 厚約 600nm である。RHQ 処理は、通電電極間隔:100, 300, 470mm の3条件、線材移動速度:0.33~1.00m/s、を組み合わせ11条件行った。最高到達温度までの加熱時間としては 0.1~1.2s の範囲である。最高到達温度は通電加熱時の供給電圧を変更して行った。減面加工は、加工度が小さいものは電極間距離 300mm の数条件を選び5%濃度の希硫酸液の中で陽極酸化し、引抜きダイスを用いφ0.3mmまで伸線加工を施し、加工度が大きいものは電極間距離 470mm の数条件を選びφ5.0/2.7mm の Ta 管に 18 芯挿入しカセットローラーダイス(CRD)を用いφ0.54mm まで減面加工を行った。

A15 相への変態熱処理は一般的な 800°C-10hr の熱処理を 800°Cまで 1hr で昇温、10hr 保持、炉冷して実施した。

超伝導特性は 4 端子抵抗法で測定した。T<sub>c</sub> は抵抗遷移の midpoint の温度とし、I<sub>c</sub> は電圧が 1μV/cm 発生したときの電流値とした。また、I<sub>c</sub> 測定は線材保護のためのシャント抵抗を使用して行った。試料の組織観察には、光学顕微鏡等を用いた。

## 3. 実験結果

加工無し試料の J<sub>c</sub>(21T, 4.2K) は、Nb マトリックス多芯線材と比較して Al 厚が厚いため急熱急冷処理の加熱時間が同じ場

合、若干低い値が得られる。しかしながら、加熱時間を長くしていくと Nb マトリックス線材は加熱時間が 0.5s を越えると Al が Nb マトリックスへ拡散することが原因と思われる J<sub>c</sub> の低下が観察される。一方、Ta マトリックス線材は加熱時間が少なくとも 1s までは J<sub>c</sub> が向上し、Al 厚の薄い Nb マトリックス線材と同等の J<sub>c</sub> 値が得られた。

減面加工は不均一な加工ひずみを小さくするため単芯線は引抜きダイスおよび 18 芯は CRD で伸線を行った。単芯線の Ta マトリックスはそのままではダイス伸線が出来ないため潤滑材として線材表面に陽極酸化膜を付けることで問題なく加工することができた。18 芯線材は当初管材として Cu、CuNi 等で行ったが過飽和 bcc 相が固いため管だけ伸びてしまい CRD 伸線途中で断線してしまう。最終的に管材を Ta にすることでφ0.54mm まで伸線加工することが可能になった。

図1に減面加工した試料の T<sub>c</sub> と真ひずみの関係を示す。真ひずみが低い試料と高い試料で急熱急冷処理条件の加熱時間の近いもの示している。真ひずみを増加すると最初に T<sub>c</sub> は低下し、0.35% (減面率で 50%) で T<sub>c</sub> は最大を示し、それ以上では減少する結果が得られた。加工初期に T<sub>c</sub> が低下する原因についてまだ検討は行っていないが、最高の T<sub>c</sub> は 17.9K が得られた。しかしながら、21T の J<sub>c</sub> は、T<sub>c</sub> が大きく異なっているにもかかわらず、真ひずみが 0.6% と 1.7% で同等の J<sub>c</sub> 値が得られた。その間はデータが無いのではっきりとは言えないが、それ以上の J<sub>c</sub> が期待でき、マグネット作製時等に局所的に大きなひずみが加わってもそれに起因する J<sub>c</sub> 低下が避けられる可能性がある。

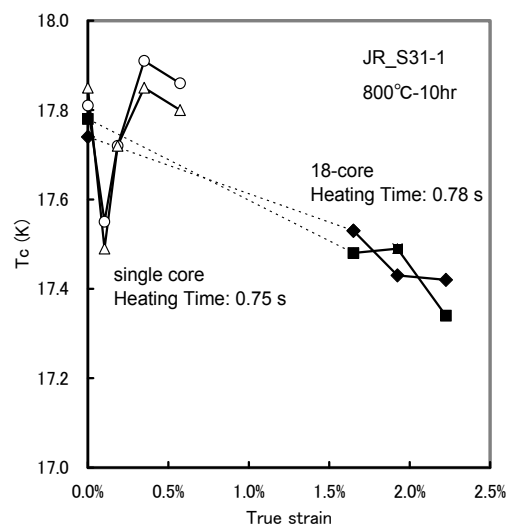


Fig.1 T<sub>c</sub> versus true strain curves of the Ta matrix RHQT-Nb<sub>3</sub>Al wire.

# 変態法 Nb<sub>3</sub>Al 超伝導線材の結晶組織とピンニングセンターの考察

## Grain morphology and possible pinning center of transformation-processed Nb<sub>3</sub>Al superconductors

伴野信哉, 竹内孝夫 (物材機構); 土屋清澄 (KEK); 中川和彦, 櫻井義博 (日立電線);  
久留島康輔, 佐枝昌彦 (東レリサーチセンター)

BANNO N, TAKEUCHI T (NIMS); TSUCHIYA K (KEK); NAKAGAWA K, SAKURAI Y (Hitachi Cable);  
KURUSHIMA Kosuke, SAEDA Masahiko (TORAY Research Center)

E-mail: banno.nobuya@nims.go.jp

### 1. はじめに

Nb-Al 過飽和固溶体から相変態によって形成された Nb<sub>3</sub>Al 相には、粒界のほかにも数ミクロンから数十ミクロン程度の間隔で板状欠陥が積層された結晶欠陥領域が存在している。粒界密度と臨界電流密度特性との相関を見てみると、必ずしも比例的な相関関係があるわけではないことから、ピンニングセンターとしては結晶粒界のほかにも、この積層欠陥密度についても考慮しなくてはならないだろう。これまで、積層欠陥は透過電子顕微鏡により何度か観察されてはいるが、観察データの不足から、積層欠陥とピンニング特性との相関について十分検討されてこなかった。

一概に積層欠陥とピンニング特性との相関と言っても、積層欠陥密度をどう評価していくかは難しい。透過電子顕微鏡はナノメートルオーダーの微細組織を観察するには向いているが、マクロ的な組織形態を俯瞰するには向いていない。かといって EBSD による結晶方位分析では、全体的な結晶粒径分布は観測できるものの、相の内部にミクロに存在する積層欠陥を捉えることはできない。

さらに積層欠陥密度という観点では、板状欠陥の間隔についても目を向ける必要があるだろう。さらに欠陥領域のサイズ、分散度、組成など、積層欠陥密度とピンニング特性の評価には様々な因子が影響しているはずである。

これらすべてを包括的に評価することは難しい。そこで今回本研究では、その一つの要素として積層欠陥領域の占有率ということに焦点を絞り、透過電子顕微鏡観察を通じて統計的な処理により欠陥領域占有率を求め、臨界磁場  $B_{c2}$ 、および臨界電流密度  $J_c$  との相関について重点的に調べた。透過電子顕微鏡観察においては電子線入射方位に注意して観察し、積層欠陥領域の構造についても考察したので報告する。また EDX 組成分析により欠陥密度領域とそうでない領域の組成を測定し、積層欠陥の生成が何を起点としているかについて考察した。

### 2. 観察試料

試料は結晶粒径、臨界磁場  $B_{c2}$  (すなわち化学量論組成) の異なる 4 種類を準備した。1 つは急冷処理後加工を加えず直ちに相変態させたもの (#1: 試料 ORA) で、これは粒径が最も大きく、また  $B_{c2}$  が最も低い。2 つ目は急冷処理後 45% の減面加工を加えたもの (#2: 45RA) で、粒界は幾分微細化され、 $B_{c2}$  は 25.5 T 程度で ORA より約 1 T ほど高い。3 つ目は急冷処理後に 95% の強加工が加わった試料 (#3: 95RA) で、これが最も粒径が小さく、 $B_{c2}$  は 45RA と同程度である。最後はやや高温で相変態させた試料で、 $B_{c2}$  が 28.1 T と最も高く、粒径は 45RA と同等である (#4: 40RA-1200C)。

### 3. 結果

Fig. 1 に試料 45RA の TEM 像と概略図を示す。欠陥領域占有率 (密度) は、結晶粒と欠陥領域をトレースし画像解析により求めた。この作業を、数が十分とは言えないが作業の効率から 10 個程度の粒を選んで行い平均した。Fig. 2 に  $J_c$  と  $B_{c2}$  の欠陥占有率 ( $A_{SF}$ ) 依存性を示す。はっきりと結論づけることは難しいが、 $B_{c2}$  は欠陥密度に大きく影響し、それに従って  $J_c$  が影響されている。一方、欠陥領域密度が低い領域で、 $B_{c2}$  が上がっているのに  $J_c$  が伸びてこないのは、一つの考察として積層欠陥が低磁界のピンニングに作用しているためと考えることもできる。当日クレマープロットを用いてももう少し詳しく考察する。

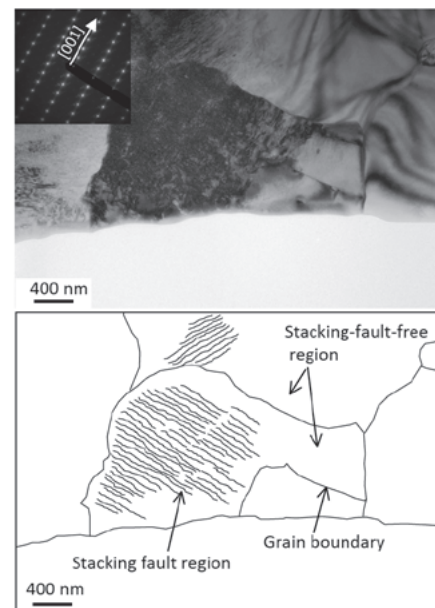


Fig. 1. TEM image and its schematic of sample 45RA.

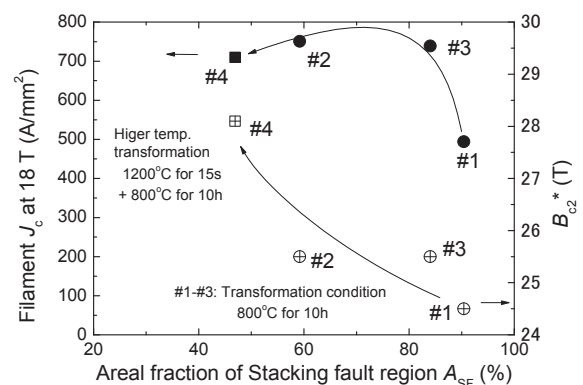


Fig. 2. Correlation between  $J_c$  and  $A_{SF}$  of all samples.

なお本研究の一部は平成 21 年度産業技術研究助成事業の一環で行われた。



# 高磁場加速器用磁石のための Nb<sub>3</sub>Al ラザフォードケーブルの開発

## Development of Nb<sub>3</sub>Al Rutherford Cable for High-Field Accelerator Magnet Applications

土屋 清澄, 中本 建志, 寺嶋 昭男(KEK); 菊池 章弘, 竹内 孝夫, 伴野 信哉, 飯嶋 安男, 二森 茂樹, 瀧川 博幸(NIMS); 黒田 義隆, 丸山 光大, 吉田 雅史, 高尾 智明(上智大); 中川 和彦(日立電線); Emanuela Barzie, 山田 隆治, Alexander Zlobin(Fermi Lab.)

Kiyosumi Tsuchiya, Takeshi Nakamoto, Akio Terashima(KEK); Takao Takeuchi, Nobuya Banno, Yasuo Iijima, Sigeki Nimori, Hiroyuki Takigawa, Akihiro. Kikuchi(NIMS); Yoshitaka Kuroda, Mitsuhiko Maruyama, Masafumi Yoshida, Tomoaki Takao (Sophia Uni.); Kazuhiko Nakagawa (Hitachi Cable) Emanuela Barzi, Ryuji Yamada, Alexander Zlobin (Fermi Lab.)  
E-mail: n902i0421@yahoo.co.jp

### 1. 背景および目的

急熱急冷変(Rapid Heating Quenching and Transformation)法 Nb<sub>3</sub>Al 線材[1]は、Nb<sub>3</sub>Sn より優れた耐歪み特性を有している[2], [3]ため高磁場磁石用線材として魅力あるものである。我々は次世代加速器の高磁場磁石用として低磁場における磁気的不安定性を抑えた Ta マトリックス Nb<sub>3</sub>Al 線材及びそのラザフォードケーブルの開発を進めている。本報では今までに試作した4種類の線材とケーブルの特性について報告する。

### 2. 実験サンプル

Table 1 に線材の諸元を示す。線材のコア、フィラメントバリアー、スキンの部材に Nb、Ta を使い分けしているところが大きな違いである。線材の製造時に、K1、K2、K3 においては4、7、5回の断線が発生したが、K4 では断線は生じなかった。原因究明のために線材断面各部の硬度を調べたが断線原因となるような硬度異常は見られなかった。次に、これらの線材を用いてラザフォードケーブルの作製を行い、その特性を調べた。

表 1 線材諸元  
Table 1 Main Parameters of Wires

	K1	K2	K3	K4
Wire diameter with Cu (mm)	0.99	1.00	1.00	0.99
Wire diameter w/o Cu (mm)	0.71	0.715	0.71	0.70
Matrix material	Ta	Ta	Ta	Ta
Central dummy material	Nb/Nb	Ta/Ta	Nb/Nb	Ta/Nb
Skin material	Nb	Ta	Nb	Ta
Matrix ratio	0.8	0.8	0.8	0.95
Filament diameter (μm)	36	36	31	34
Number of filaments	222	222	294	222

### 3. 実験方法

各素線及びケーブルの I<sub>c</sub> 測定を行った。測定は 10~18 T の範囲で行った。サンプル長は 340 mm、電圧タップ間距離は 150 mm である。I<sub>c</sub> 値は 0.2 μV/cm の電界が発生した値とした。ケーブルの I<sub>c</sub> 測定は、ケーブルから取り出した素線で行い、各サンプルには 800°C×10 H の二次熱処理を施した。

### 4. 実験結果

Fig. 1 にケーブルから取り出した素線の non-Cu J<sub>c</sub> 値の平均値を示す。K4 以外のケーブルでは、ほぼ同じ J<sub>c</sub> 値であった(~785 A/mm<sup>2</sup> @15T, 4.2K)。Fig. 2 には、各ケーブルのフィラメント電流密度 J<sub>sc</sub> を示す。この値は4本とも同じような値となり、K4 ケーブルの non-Cu J<sub>c</sub> 値が他のものより低い原因はマトリックス比が大きいためであることが分かった。J<sub>sc</sub> 値の様子を詳細に見ると、僅かではあるが、16~18 T では K1、K3 が、12~14 T では K2、K4 の J<sub>sc</sub> が高いことが分かる。詳細な検討は必要だが、線材内の Nb と Ta の面積比が影響していると考えられる。

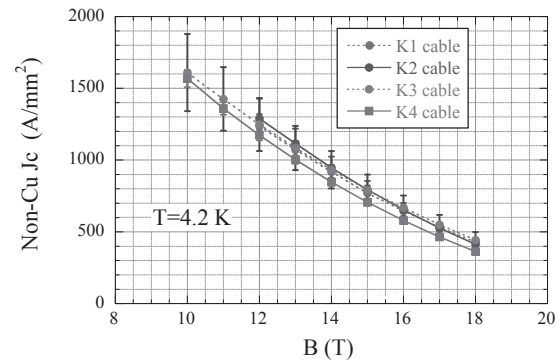


図 1. ケーブル化後の素線の non-copper J<sub>c</sub> 値の平均値  
Fig. 1. Average non-copper J<sub>c</sub> of the strands extracted from cables.

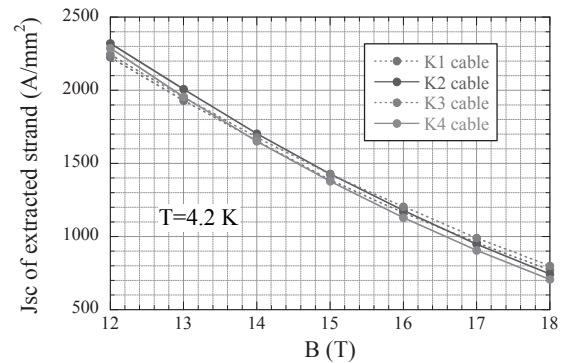


図 2. ケーブル化後の素線のフィラメント電流密度 (J<sub>sc</sub>) の平均値  
Fig. 2. Superconductor current density of the strands extracted from cables.

### 5. 結論

4 種類のケーブルの臨界電流特性を測定した結果、J<sub>sc</sub> 値はほぼ同じであることが分かった(~1400 A/mm<sup>2</sup> @ 15T, 4.2 K)。今後 Nb<sub>3</sub>Al 線材の実用化を進めるためには前駆体製造時の断線問題を解決することが重要であることが判明した。

### 参考文献

- [1] T. Takeuchi et al., "Status and perspective of the Nb<sub>3</sub>Al development," *Cryogenics*, vol. 48, pp. 371–380, 2008.
- [2] N. Banno, D. Uglietti, B. Seeber, T. Takeuchi and R. Flukiger, "Strain dependence of superconducting characteristics in technical Nb<sub>3</sub>Al superconductors," *Supercond. Sci. Technol.* vol. 18, pp. 284–288, 2005.
- [3] A. Kikuchi et al., "Cu stabilized Nb<sub>3</sub>Al strands for the high field accelerator magnet," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 18, no. 2, pp. 1026–1030, 2008.