

# ソレノイド型とスプリット型コイルを用いた超伝導バルクの パルス着磁とシミュレーション

平成 24 年度入学 藤代・内藤研究室 20212032 高橋 圭太

## 1. Introduction

超電導体は転移温度  $T_c$  以下で電気抵抗ゼロであるため、誘導電流により磁場を捕捉させることで磁石化する。1986年に発見された高温超電導体は、 $T_c$  が高いことや比熱が大きいため安定性に優れることからバルク体での利用が注目されている。中でも溶融法により作製される REBaCuO (REは希土類元素) バルク超電導体は臨界電流密度  $J_c$  及び機械的強度の向上により、永久磁石の10倍もの磁場を捕捉できる高いボテンシャルを秘めている。

一般的な超電導バルクを着磁する方法は磁場中冷却着磁 (FCM) 法であるが、超電導マグネットを用いず装置が小型で簡便になるという利点があることからパルス着磁 (PFM) 法が注目されている。しかし、磁束の運動が大きな発熱を伴うために PFM では捕捉磁場が FCM に比べ小さくなる。PFMにおいて捕捉磁場を向上させる方法はいくつか提案されている。特に、ソレノイド型コイルを用いたマルチパルス着磁法は発熱の低減に有効であるとされ、当研究室では2006年に世界最高磁場である 5.20 T (30 K) を達成した。さらに、スプリット型コイルを用いた着磁は冷却効率に優れるため捕捉磁場を向上させることが実測定と数値解析の両面から報告されている。しかし、ソレノイド-スプリット両装置において同一のバルクを用いた統一的な比較は行われていない。当研究室では磁気分離への応用を視野に、着磁領域を拡大できるとして典型的な円盤バルクに代わり四角形バルクの研究を行ってきたが、これもソレノイド型コイルを用いたものである。よって、本研究では異なる2つのパルスコイルを用いて四角形 GdBaCuO バルクに対しパルス着磁を行い、着磁特性の統一的な比較を行う。さらに、3次元数値シミュレーションによりバルク超電導体内の磁束と温度上昇の振舞について検討し、捕捉磁場向上のメカニズムを解明することを目的とする。

## 2. Experimental procedure

バルクは改良型 QMG 法により作製した四角形 GdBaCuO バルク (新日鉄住金製:  $33 \times 33 \times 15 \text{ mm}^3$ ) を使用した。Fig. 1 に着磁装置の概略図を示す。バルクはスタイキャスト (2850GT) を用いてそれぞれのジグに取り付けることにより良好な熱接触を得た。バルクはコールドステージに固定し、GM (Gifford McMahon) 冷凍機によって各初期温度 (65 K, 40 K) まで冷却した。(a) ソレノイド型ではヨークをバルク底面のみに配置し、(b) スプリット型ではバルクの上下に配置する。それぞれのコイルは真空容器の外において液体窒素により冷却した後、パルス印加磁場  $B_{ex}$  ( $= 3.45 \sim 5.97 \text{ T}$ ) を発生させた。捕捉磁場はバルク表面中心及び捕捉磁場分布はバルク表面 2 mm 上方でホールセンサーを走査して測定した。また、電磁場-熱伝導の連成解析はフォトン(株)の PHOTO-EDDY, THERMO を用いた。上記の実験環境を再現するよう 3 次元有限要素モデルを作成して計算した。

## 3. Experimental results

Fig. 2 に両装置における捕捉磁場の印加磁場依存性とピーク捕捉磁場分布を示す。印加磁場を増加させると速い磁束の動きが発熱を伴って捕捉磁場が減少する。よって、捕捉磁場はある印加磁場に対しピークを持つ。着磁の初期温度を下げると捕捉磁場が向上した。これは、低温ほど  $J_c$  が向上しピン止め力が向上したためである。バルク中心のピーク捕捉磁場は 40 Kにおいてソレノイド型で 1.73 T ( $B_{ex} = 5.48 \text{ T}$ )、スプリット型で 3.09 T ( $B_{ex} = 3.82 \text{ T}$ ) である。スプリット型ではいずれの初期温度に対しても低い印加磁場からバルク中心へ磁束が侵入し、高い捕捉磁場を示した。また、図中のピーク捕捉磁場分布よりソレノイド型では結晶成長境界 (GSB) に沿って多くの磁束を捕捉し歪んだ分布を示している。これは四角形バルクに特有の分布であり、ピン止め力の弱い結晶成長領域 (GSR) において大きな発熱を伴ったためであると考えられる。一方、スプリット型では均一な分布を示しており、ソレノイド型と比較して着磁特性に優れている。

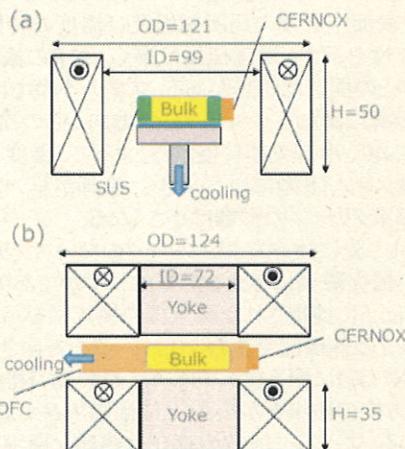


Fig. 1 パルス着磁装置概略図

(a) ソレノイド型 (b) スプリット型

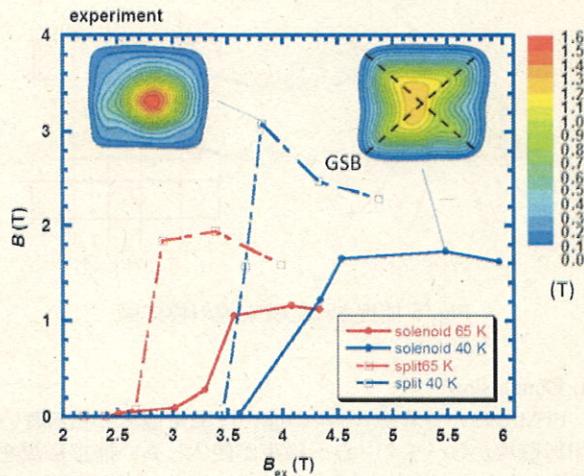


Fig. 2 各初期温度ごとのバルク表面中心における両装置の  
捕捉磁場の印加磁場依存性とピーク捕捉磁場分布

Fig. 3に両装置におけるバルク表面中心の局所磁場 $B_L$ と印加磁場 $B_{ex}$ の時間依存性を示す。印加磁場のピーク時( $t = 13$  ms)において、(a)ソレノイド型では印加磁場に対し捕捉磁場は2 Tほど小さくなる。(b)スプリット型では印加磁場と同等の磁場がバルク中心まで侵入している。その後、捕捉磁場は熱励起による磁束クリープと磁束ループの形成を経て減少するが、スプリット型の捕捉磁場はこれらの影響が少ない。結果として、着磁コイルの違いは磁束侵入の振る舞いに現れている。

続いて、着磁シミュレーションの解析結果を述べる。Fig. 4にバルク表面中心における捕捉磁場の印加磁場依存性を示す。実測定と同様、スプリット型の捕捉磁場はソレノイド型より0.5 T高い値を示した。また、今回ヨークのないスプリット型の解析を行い、この場合の捕捉磁場はソレノイド型と同等の値を示した。

Fig. 5に印加磁場 $B_{ex} = 5.00$  Tに対するバルク表面中心での局所磁場及び温度の時間依存性を示す。温度伝播は遅く、磁束の振る舞いとの間に時差がある。スプリット型では熱伝導に優れるバルクのab面方向からの冷却により、冷却効率に優れる。よって、温度上昇はソレノイド型に比べ小さく、冷却が早いため磁束クリープの影響は小さくなる。

しかし、先に述べたようにヨークのないスプリット型の捕捉磁場はソレノイド型と同等である。すなわち、磁束クリープの低減が捕捉磁場に与える影響はわずかであり、捕捉磁場向上の本質はヨークの有無にあると言える。

Fig. 5に捕捉された磁束線の模式図を示す。(a)バルクのみの場合、磁束ループの形成に伴い磁束線の向きは主にバルクの外縁部で歪む。(b)ヨークを対向させた場合、着磁過程を通してバルクとヨークは磁束線でつながれ一つの磁性体のように振る舞う。Fig. 6に両装置で得られた捕捉磁場分布をx, z方向について示す。ヨークのあるスプリット型ではx方向の磁場 $B_x$ が小さく、捕捉磁場 $B_z$ が高い。これはバルクに侵入した磁束がz方向に安定して捕捉されたことを表している。よって、ヨークの存在は複雑な磁束の動きを制御し磁束のピン止めを助長していると言える。また、発熱によってピン止め点から外れた磁束もバルク中に留まり、発熱が大きいGSRにおいても着磁が行われる。これにより、スプリット型では均一な捕捉磁場分布と高い捕捉磁場 $B_z$ が得られたと考えられる。

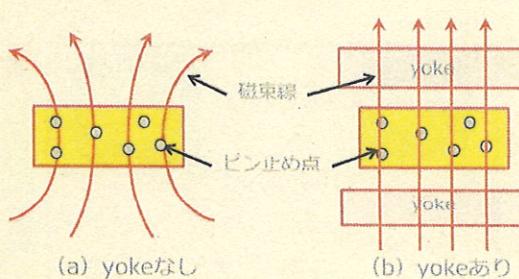


Fig. 5 捕捉された磁束線の模式図

#### 4. Conclusion

PFMにおいて着磁コイルの違いは磁束侵入の振る舞いに現れ、スプリット型ではいずれの初期温度に対しても低い印加磁場からバルク中心へ磁束が侵入し高い捕捉磁場を示す。これまでPFMにおける捕捉磁場の向上のために発熱を抑える検討が主体となっていた。しかし、今回スプリット型における捕捉磁場の向上は主にヨークに起因していることが明らかとなり、ヨークはパルス磁場印加に伴う複雑な磁束の動きを制御しバルクのピン止めを助長することで高い捕捉磁場が得られることが新たに明らかとなった。

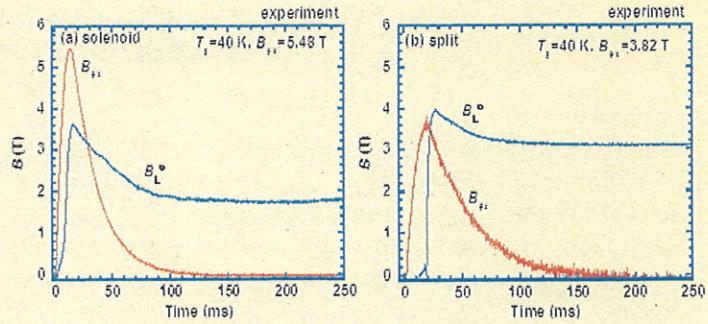
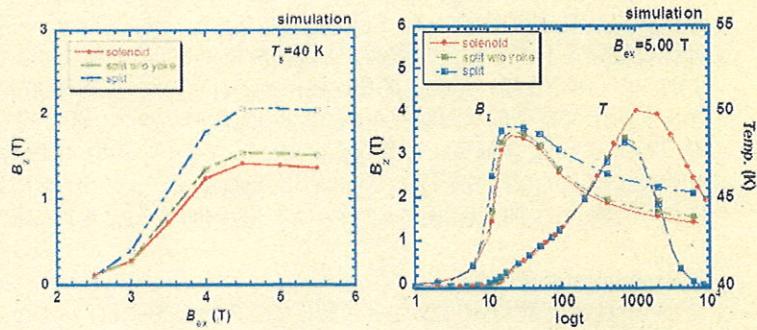


Fig. 3 バルク表面中心における局所磁場と印加磁場の時間依存性



(左) Fig. 4 バルク表面中心における捕捉磁場の印加磁場依存

(右) Fig. 5 バルク表面中心における局所磁場及び温度の時間依存性

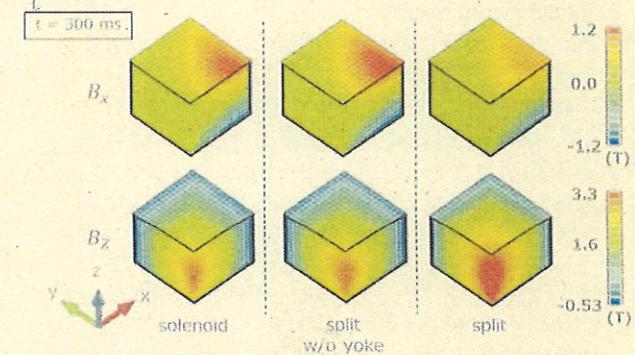


Fig. 6 各装置における3次元捕捉磁場分布