複数のバルク超電導体を用いたアクティブ磁気浮上に関する研究

西 健太郎, 舘 泰治, 沢 孝一郎, 岩佐 幸和^{*1}, 長 嶋 賢^{*2}
 藤本 浩之^{*2}, 宮 本 毅^{*3}, 富 田 優^{*3}, 村 上 雅人^{*3}

慶應義塾大学理工学部電気工学科 横浜市港北区日吉 3-14-1

^{*1} Francis Bitter Magnet Laboratory, MIT, Cambridge, MA 02139, USA

^{*2} (財)鉄道総合技術研究所 国分寺市光町 2-8-38

^{*3} 超電導工学研究所 東京都港区芝浦 1-16-25

(1999 年 6 月 29 日受理)

A Research on Active Magnetic Levitation of Multiple High- T_c Superconductors

Kentaro NISHI, Yasuharu TACHI, Koichiro SAWA, Yukikazu IWASA, ^{*1} Ken NAGASHIMA ^{*2}
 Hiroyuki FUJIMOTO, ^{*2} Takeshi MIYAMOTO, ^{*3} Masaru TOMITA ^{*3} and Masato MURAKAMI ^{*3}

Department of Electrical Engineering, Keio University, 3-14-1 Hiyoshi Kouhoku-ku, Yokohama 223-8522

^{*1} Francis Bitter Magnet Laboratory, MIT Cambridge, MA 02139, USA

^{*2} Railway Technical Research Institute, 2-8-38 Hikari-cho, Kokubunji 185-8540

^{*3} Superconducting Research Laboratory, ISTE, 1-16-25 Shibaura Minato-ku Tokyo 105-0023

(Received June 29, 1999)

Synopsis:

This paper describes a new “electromaglev” system, in which multiple Y-Ba-Cu-O bulk superconductors are levitated on a DC magnet. In this system, we have succeeded in controlling the levitation height and force like the case of a single bulk system. We also simulated the total levitation forces for multiple bulks, which were in good agreement with the experimental results.

Keywords: magnetic levitation, electromagnet, YBCO bulks, Lorentz force

1. 結 言

1988 年に高温超電導体である YBCO が発見されて以来, この物質の工学的応用に向けた研究が全世界で活発に行われている。特に永久磁石同士の磁気反発力を得るためには最低 1 次元の自由度を拘束しなければならないことはよく知られているが, 永久磁石と YBCO の磁気反発による磁気浮上は自由度を拘束することなく安定な浮上が実現できるとして世界的に注目されている。特に 3 次元の自由度を拘束することなく安定に浮上することが可能なことから, Y 系の超電導体を用いた産業応用は, 摩擦のない磁気ベアリング,

電気エネルギーを回転の運動エネルギーとしてエネルギー貯蔵するシステムとして期待されているフライホイール, また回転機というように各方面での研究開発が活発に行われている¹⁻³⁾。

しかし, Y 系の超電導体と永久磁石の磁気浮上においては, 外部磁場供給源が永久磁石であるため, 外部磁場が一定であり, 浮上高さあるいは磁気浮上力の制御が不可能であるという欠点があった。そこで永久磁石を電磁石に置き換えた磁気浮上システムを考案し, これまで単体の YBCO を安定に浮上させ, 最高浮上高さが 10 cm でかつ, 電磁石の電流を制御することにより浮上高さを制御することが可能であることを実証し

てきた^{4,5)}。この電磁石を用いた磁気浮上システムを産業的に応用するためには浮上力を増大させることが必要である。そのためには電磁石、超電導体ともに大形化が要求されるが、現在の製造技術では単結晶の超電導体の大形化は困難である。本研究では、複数の超電導体を組み合わせることにより、複合体を形成し単体の超電導体を用いたときと同じようにして、安定な浮上および浮上高さの制御が可能であることを実証している。さらに、超電導体の組み合わせ方や個数によって浮上力の特性を理論的に構築することが今後のこのシステムの大形化に際して重要な設計の指標となる。ゆえに、この浮上力の特性を、Bean モデルを仮定し理論的に解析し、さらに実験結果と対比することにより、大形化に対する設計の指標を確立することを目的とした。

2. 実験

本研究に用いた磁気浮上システムの構成図を Fig.1 に示す。外部磁場供給源の浮上用電磁石は高温超電導体である Bi-2223 テープのダブルパンケーキ型巻線であり、冷凍機により 30 K 以下に保たれるようにされている。Table1 にコイルの諸元を示す。

浮上実験に用いたバルク超電導体は MPMG 製の $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) であり、1 個あたり直径 46 mm、高さ 15 mm、重量 150 g である。このバルク超電導体を発泡スチロール容器に置き、液体窒素温度で固化するシリコングリスを用いて接着した。実験で用いたバルク超電導体の配置を Fig.2 に示す。

Fig. 1 Experimental setup.

Table 1 Parameters of coil.

Parameter	Coil
Outer diameter	512 mm
Inner diameter	400 mm
Winding height	20 mm
Turn number	224
Maximum operating current	300 A

3. 磁気浮上モデル

3.1 磁界解析

本研究に用いたコイルの磁場分布をビオ-サバルの法則により解析した結果を Fig.3, Fig.4 に示す。なお解析条件はコイルに 300 A を通電し、解析領域はコイル中心軸上の半径 0 m から 0.5 m までである。

Fig. 2 Sample arrangements used in this research.

Fig. 3 Analysis results of field distribution $r-B_z$ ($I=300$ A).

Fig. 4 Analysis results of field distribution $r-B_r$ ($I=300$ A).

Fig.3, Fig.4 の解析結果より, ある一定の高さ z において, 半径方向に対する磁場 $B_z(r)$, $B_r(r)$ を次のような関数として近似した。

$$B_z(r) = \text{一定}, B_r(r) = kr \quad (k: \text{定数}) \quad (1)$$

3.2 超電導体中を流れる遮蔽電流

本研究の超電導体の磁気浮上の原理は, 超電導体に印加する外部磁場を増大させることにより, 超電導体中に反磁性の遮蔽電流が流れ, この遮蔽電流と電磁石によって作られる磁場の半径方向成分により磁気浮上するという単純なものである。よって, 遮蔽電流の大きさや遮蔽電流の流れる領域を求めることは磁気浮上力を理論的に求めるにあたって非常に重要である。ここで, 超電導体の臨界電流密度を J_c , 超電導体内部の磁束密度を B とすると Maxwell の方程式より

$$J_c = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} B \quad (2)$$

である。また本研究で印加したコイルによる外部磁場は Fig.3, Fig.4 の磁界解析結果よりわかるように 0.2 T 程度である。また本実験で用いた YBCO バルク超電導体の臨界電流密度 J_c は一般的に $3 \sim 5 \times 10^8 [\text{A/m}^2]$ とされている。ここで, $J_c = 5 \times 10^8 [\text{A/m}^2]$, $B = 0.2 [\text{T}]$ を用いて遮蔽電流の流れる領域, つまり遮蔽電流の侵入深さを λ_d とし, Bean モデルが成り立つと仮定すると

$$\lambda_d = \frac{\Delta B}{\mu_0 J_c} = 3.2 \times 10^{-4} [\text{m}] \quad (3)$$

となる。この侵入深さについては, ディスクが有限の厚みである場合, 上下表面近傍と中央部付近では異なるが, 本実験で用いた超電導体の大きさに比べるとごく小さな値であることがわかり, 遮蔽電流は超電導体の表面付近を流れていると考えることができる。また, 遮蔽電流の侵入深さがごく小さな値であることから, 複数のバルク超電導体を用いる際の個々のバルク超電導体の特性のばらつきを無視することができる。

超電導体を薄肉円筒コイルとみなすことにより, 超電導体の自己インダクタンス L を次のようにして表わせる。

$$L = \lambda \mu_0 \pi R_d^2 \frac{N^2}{t} \quad (4)$$

ここで, λ は超電導体の半径 R_d と厚さ t の比率によって決まる長岡係数と呼ばれる定数である。

ここで本実験に用いた超電導体の半径 R_d は 0.023 m であり, 厚さ t は 0.015 m であり, 巻数 N を 1 とし計算すると $L = 5.91 \times 10^{-8} [\text{H}]$ となる。

本研究では超電導体を浮上させる前に磁場を捕捉させることを行った。これは超電導体を安定に浮上させるために必要な操作であることがこれまでの研究より明らかになっている⁹⁾。外部磁場を増大させたときに, その場所に本来存在する磁束が超電導体の存在のために排除される磁束量 $\Delta \Phi$ は捕捉磁場 B_{jc} と外部磁場 B_z との差と, 超電導体の外部磁場に垂直な面の断面積の積であるゆえ, 次のように表わされる。

$$\Delta \Phi = \pi R_d^2 (B_z - B_{jc}) \quad (5)$$

ゆえに遮蔽電流 I_s は次式で表わされる。

$$I_s = \frac{\Delta \Phi}{L} = \frac{\pi R_d^2 (B_z - B_{jc})}{L} \quad (6)$$

よって, 磁界解析より超電導体中の遮蔽電流を推定できるものと考えられる。

ここで, Fig.5 に超電導体中を流れる遮蔽電流の模式図を示した。

3.3 単体の超電導体の浮上力

コイルと中心軸をそろえて置いた単体の超電導体の磁気浮上力を求める。これまで述べてきたように超電導体中を流れる遮蔽電流は超電導体の表面付近, つまり端付近を流れていることから, Fig.6 に示される微小点における浮上力を $f_a(\theta)$ とすると次式のように表わされる。

$$f_a(\theta) = I_s \times B_r(R_d) \times R_d \quad (7)$$

ここで $B_r(R_d)$ は超電導体の端におけるコイルの磁場の半径方向成分である。ここで, $B_r(R_d)$ に(1)式, I_s に(6)式の条件を考慮し, (7)式を超電導体の円周に沿って積分すると単体の超電導体の磁気浮上力が求まる。

$$F_a = \int_0^{2\pi} f_a(\theta) d\theta = 2 \frac{\pi^2}{L} (B_z - B_{jc}) k R_d^4 \quad (8)$$

3.4 複数の超電導体の浮上力

前述した磁場の関数を用いて複数の超電導体を配置したときの, 磁気浮上力を理論的に求めることにする。Fig.2 中配置(c)~(g)のように複数個の超電導体を組み合わせたときの磁気浮上力を考える。ここでは, 中心に置かれた超電導体の磁気浮上力は単体の場合と同じであるので, ここでは外側に置かれた超電導体の磁気浮上力を求めることにする。これまでと同様に Fig.7 中の微小点にかかる磁気浮上力を $f_a(\theta)$ とすると次のように表わされる。

Fig. 5 Supercurrents flowing in bulk.

Fig. 6 Lorentz force acting on a bulk.

$$f_\beta(\theta) = I_s \times B_{r\perp\beta}(D_\beta(\theta)) \times R_d \quad (9)$$

ここで、コイルの中心からこの微小点までの距離 $D_\beta(\theta)$ は

$$D_\beta(\theta) = R_d \sqrt{5 - 4 \cos \theta} \quad (10)$$

であり、また $B_{r\perp\beta}(D_\beta(\theta))$ は、コイルによって発生される磁場の B_r 成分において、超電導体中に流れる遮蔽電流に垂直になる成分をベクトル分解して得られた磁場成分である。

$$B_{r\perp\beta}(D_\beta(\theta)) = B_r \times (-) \cos(\theta + \varphi) \quad (11)$$

ここで、Fig.7 中の φ は

$$\tan \varphi = \frac{\sin \theta}{2 - \cos \theta} \quad (12)$$

$$\varphi = \arctan \left(\frac{\sin \theta}{2 - \cos \theta} \right) \quad (13)$$

と求められる。よって、この配置における超電導体 1 個あたりの磁気浮上力は次のように求められる。

ここで、この配置の場合には Fig.8 に示すように、遮蔽電流とコイルの磁場の半径方向成分の向きにより、超電導体にかかるローレンツ力が重力方向になる領域が存在する。特にコイルの中心から超電導体の端に引いた線が超電導体に対して接線となる場合には、遮蔽電流とコイルの磁場の半径方向成分の向きが同じになりローレンツ力は 0 になる。このように、この配置の場合も重力方向にローレンツ力が存在するにも関わらず、この配置における 1 個あたりの超電導体にかかる

浮上力は単体の場合の式(8)と同じになる。このとき、超電導体が近接していることによる相互作用の影響はかなり小さく、無視できると考える。

$$F_\beta = \int_0^{2\pi} f_\beta(D_\beta(\theta)) d\theta = 2 \frac{\pi^2}{L} (B_z - B_{zfc}) k R_d^4 \quad (14)$$

これまで述べてきたように、コイルによって発生する外部磁場が $B_z = \text{一定}$, $B_r = kr$ という条件を満たしている下では、複数の超電導体を組み合わせたときの磁気浮上力には以下のような特性があることが理論的に導き出された。

- ・超電導体の遮蔽電流は超電導体の端付近に流れ、超電導体をコイルとみなすことにより浮上力を求めることができる。
- ・複数の超電導体を組み合わせた時、重力方向のローレンツ力が存在する。
- ・大きさが同じ超電導体を組み合わせたとき、1 個あたりにかかる浮上力は配置場所に関わらず等しい。

Fig. 7 Lorentz force acting on multiple bulks.

Fig. 8 Negative force area.

4. 実験結果と検討

4.1 実験結果

ここで、捕捉時のコイル電流 I_c を変化させたときの浮上開始のコイル電流 I_{lv} および、コイルの電流が 300 A のときの浮上時の傾き角を各超電導体の配置に対して Fig.9, 10, 11 に示す。

これらの実験結果より、超電導体の配置に関わらず、複数の超電導体を組み合わせた時でも単体の超電導体と同じように、捕捉磁場が大きくなると浮上の傾き角が小さくなるという結果が得られた。この捕捉時のコイル電流が大きくなると浮上時の傾き角が小さくなるという傾向はこれまでの単体の超電導体による浮上実験で明らかになっている。ここで、Fig.2 中配置(e)の超電導体が捕捉時のコイル電流が 150 A でその後コイル電流を 300 A に増大した時に安定に浮上している写真を Fig.12 に示す。ここで、安定な浮上とは、3次元の自由度を拘束することなく、浮上位置を制御できる浮上と定義する。

Fig. 9 Experimental results.

Fig. 10 Experimental results.

次にコイル電流を 150 A のときに磁場中冷却し、その後コイル電流を 300 A まで増大した時の超電導体の浮上高さおよび浮上時の傾き角の実験結果を Fig.13 に示す。

この結果より本実験条件では浮上高さが概ね 5 cm 前後であることがわかった。しかしながら、各超電導体の配置により浮上高さに相違が確認された。

Fig. 11 Experimental results.

Fig. 12 Stable levitation.

Fig. 13 Levitation heights and tilting angle.

今回の実験では、バルク体冷却用の液体窒素や、その容器がバルク体とともに浮上しているため、浮上サンプル全体の重量が超電導体の個数に比例していなかったことが浮上高さの相違の原因であると考えられる。又、配置(b), (c)や(d), (e)は、バルク体の個数が同じでも容器内にスペーサーを用いたため、サンプル全体の質量に相違生じ、浮上高さに違いが生じている。

4.2 本研究モデルの妥当性の検討

前述したように、(1)式を満たす磁場分布の下で大きさが同じ複数の超電導体を組み合わせたときの磁気浮上力は超電導体の個数に比例するということが理論的に導かれた。この妥当性を検証するために下記のように実験結果との対比をした。まず、複数の超電導体を組み合わせたときの磁気浮上力 F_b は超電導体の個数を N とすると次式で表わされる。

$$\begin{aligned} F_b &= 2N \frac{\pi^2}{L} (B_z - B_{zf}) k R_d^4 \\ &= 2N \frac{\pi^2}{L} (B_z - B_{zf}) B_r R_d^3 \end{aligned} \quad (15)$$

ここで磁場 B_z, B_r はある高さにおいてコイル電流 I_{coil} による関数として次のように表現できる。

$$B_z = \alpha I_{coil}, B_r = \beta I_{coil} \quad (16)$$

ここで、浮上時のコイル電流を I_{coil} 、磁場捕捉時のコイル電流を I_{fc} とすると次のように表現できる。

$$F_b = 2N \frac{\pi^2}{L} R_d^3 \alpha \beta (I_{coil}^2 - I_{fc} I_{coil}) \quad (17)$$

ここで超電導体が浮上を続ける位置は浮上力 F_b と重力 mg が釣りあった位置である。よって(17)式より次のコイル電流に関する2次方程式の解を求めることにより、超電導体・容器・液体窒素などの重力と釣りあうために必要なコイル電流を求めることができる。

$$2N \frac{\pi^2}{L} R_d^3 \alpha \beta (I_{coil}^2 - I_{fc} I_{coil}) - mg = 0 \quad (18)$$

ここで、超電導体をコイル電流 $I_{fc} = 150\text{A}$ で磁場で冷却し、その後コイル電流を増大させた時、コイル表面から 3 cm の高さに浮上するのに必要なコイル電流 I_{coil} を計算により求めた。この際に超電導体・容器・液体窒素など浮上物全ての重量を考慮し(18)式の2次方程式の解を求めた。この計算値と実際にコイル表面から 3 cm の高さに浮上したときの実験値を Fig.14 に示す。浮上高さの測定に数%の誤差を含むことを考えると、実験値は計算値と比較的一致していることがわかる。

Fig.14 と Fig.9,10,11,13 とでは、実験時の超電導体冷

却用の液体窒素量に違いがあるため、同じ超電導体の配置においても、浮上高さ、電流値に関して、正確には比較できないものもある。

4.3 大形化に対する検討

これまで、複数の超電導体を組み合わせたときの磁気浮上力という観点で主に検討を行ってきた。ここで、本研究の磁気浮上力モデルの有効性がこれまでに確認されたことにより、1 個あたりの超電導体を大形化すると磁気浮上力にどの程度の影響を及ぼすのか検討してみる。Fig.15 中の(b)のように半径 R_d の 3 分の 1 の超電導体を 7 個組み合わせたもの、(c)のように半径 R_d の 5 分の 1 の超電導体を 19 個組み合わせたものについて考えてみる。

$$F_a = 2 \frac{\pi^2}{L_a} (B_z - B_{zf}) k R_d^4 \times 1 \quad (19)$$

$$F_b = 2 \frac{\pi^2}{L_b} (B_z - B_{zf}) k \left(\frac{R_d}{3} \right)^4 \times 7 \quad (20)$$

$$F_c = 2 \frac{\pi^2}{L_c} (B_z - B_{zf}) k \left(\frac{R_d}{5} \right)^4 \times 19 \quad (21)$$

ここでは全ての配置の外径は同じである。ここで(a), (b), (c)のときの超電導体 1 個あたりの自己インダクタンスをそれぞれ L_a, L_b, L_c とすると各配置の浮上力 F_a, F_b, F_c は次式で与えられる。

これより、 $F_b/F_a = 0.397, F_c/F_a = 0.303$ であることが求めた。このことにより、同じ広さの領域内に超電導体を配置するには大きな超電導体を用いることが有効であることが確かめられた。

Fig. 14 Coil current, levitation height=3 cm.

Fig. 15 Same-diameter bulks.

5. 結 言

本研究で、複数の超電導体を組み合わせた磁気浮上システムにおいて、超電導体の浮上力を求め大形化の設計指標を確立することを目的として理論・実験両面から検討を行った結果以下のことが結論づけられた。

- 1) ある領域内において、コイルによる磁場の z 方向成分一定, r 方向成分の勾配一定, さらに, 超電導体の特性, 形状を一定とすると, 大きさが等しい超電導体は配置された場所に関わらず浮上力が等しい。
- 2) 上記の条件下では, 磁気浮上力は配置された個数に比例する。
- 3) 超電導体が小さいほど, 得られる浮上力も小さくなる。
- 4) 簡単なモデルを用いて, 浮上力を計算することができた。

本研究は, 通商産業省工業技術院のニューサンシャイン計画のもと, 超電導応用基盤技術研究体の研究として, 新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO) から委託を受けて実施したものである。

参 考 文 献

- 1) 低温工学協会編：超電導・低温工学ハンドブック, オーム社 (1993) 510
- 2) 腰塚直巳：電気学会誌 **118** (1998) 748
- 3) F.C. Moon: Superconducting levitation, John Wiley and Sons, Inc., New York (1994)
- 4) Y. Iwasa and H. Lee: Cryogenics **37** (1997)
- 5) K. Sawa, H. Horiuchi, K. Nishi, Y. Iwasa, M. Tsuda, H. Lee, K. Nagashima, T. Miyamoto, M. Murakami and H. Fujimoto: Proc. 4th Magnetic Suspension Technology, NASA CP-1998-207654 (1998) 353
- 6) M. Tsuda, H. Lee and Y. Iwasa: Cryogenics **38** (1998) 743