研究論文

Y-Ba-Cu-O バルク超電導体の浮上とエネルギー解析

長嶋 賢, 岩佐 幸和*¹, 沢 孝一郎*², 村上 雅人*³

(財) 鉄道総合技術研究所 国分寺市光町 2-8-38

*¹ Francis Bitter Magnet Laboratory, M.I.T. Cambridge, MA 02193, USA*² 慶應義塾大学 横浜市港北区日吉 3-14-4*³ 超電導工学研究所 東京都港区芝浦 1-16-25

(1999年7月2日受理)

Controlled Levitation of Y-Ba-Cu-O Bulk Superconductors
and Energy Minimum AnalysesKen NAGASHIMA, Yukikazu IWASA,*¹ Koichiro SAWA*² and Masato MURAKAMI*³

Railway Technical Research Institute, 2-8-38 Hikari-cho, Kokubunji-shi, Tokyo 185-8540

*¹ Francis Bitter Magnet Laboratory, M.I.T. Cambridge, MA 02193, USA*² Keio University, 3-14-1 Hiyoshi, Kohoku-ku, Yokohama 223-8522*³ Superconductivity Research Laboratory, 1-16-25 Shibaura, Minato-ku, Tokyo 105-0023

(Received July 2, 1999)

Synopsis:

The levitation of bulk Y-Ba-Cu-O superconductors can be controlled using a Bi-Sr-Ca-Cu-O (Bi2223) superconducting electromagnet. It was found that stable levitation without tilting could be obtained only when the sample trapped a certain amount of fields, the minimum of which depended on the external field and sample dimensions. We employed a novel analysis method for levitation based on the total energy balance, which is much simpler than the force method and could be applied to understanding general levitation behavior. Numerical analyses thus developed showed that stable levitation of superconductors with large dimensions can only be achieved when the induced currents can flow with three-dimensional freedom.

Keywords: magnetic levitation, Y-Ba-Cu-O bulk, Bi-Sr-Ca-Cu-O electromagnet, magnetic energy

1. 緒 言

高温超電導バルク体と永久磁石を用いると、磁束ピン止め効果によって安定な磁気浮上が実現できることは広く知られている。この原理を用いた超電導ベアリングや超電導フライホイールの研究開発が現在盛んに行われている^{1,2)}。しかし、永久磁石を使う限り、磁場を変化させることができず、発生可能な電磁力にも限界がある。そこでMITの岩佐ら³⁾は永久磁石を電磁石に置き換え、電磁力及び浮上高さを任意に制御で

きるシステム“ELECTROMAGLEV”を提案した。ただし、常電導電磁石では、磁場を大きくするとジュール発熱の問題が生じ、発生可能な磁場に制約が生じる。これを避けるには超電導電磁石の適用が有効である。さらに、磁場の速やかな制御を可能とするためには、磁場変動に対して安定な高温超電導コイルが適していると考えられる。超電導工研、MIT、慶應大学及び鉄道総研⁴⁻⁶⁾ではこれまで共同で本システムの研究開発を進めてきたが、今回、大口径の高温超電導(Bi-Sr-Ca-Cu-O)電磁石を用いて、バルク体の浮上高さ最大約 10

Fig. 3 Typical levitation behavior of a Y-Ba-Cu-O bulk.

3. 実験結果

バルク体浮上時の挙動は、Fig. 3 に示すような3つのパターンに分類できる。まず、バルク体の捕捉磁場をゼロとした場合には、コイル電流を大きくしていくと、バルク体が垂直 ($\theta = 90$ deg.) に立ち上がり、立ったままの姿勢で浮上する (Fig. 3(a))。バルク体に磁場を捕捉させると、一定の角度で傾きながら浮上するが、この角度はバルク体の捕捉磁場が増えるにつれて小さくなる (Fig. 3(b))。捕捉磁場が一定値を越えると、バルク体は傾きゼロの状態であって安定に浮上する (Fig. 3(c))。一方、傾き角度に関わらず、浮上高さが約 10 cm を超えた場合には水平方向の復元力が失われ、バルク体が電磁石の外側へ飛び出してしまうことが確かめられた。なお、写真ではバルク体はむき出しの状態であるが、バルク体を断熱容器に入れたり、温度が上がる前に液体窒素容器に戻すなどすれば、常に超電導状態が保持されることになる。また、浮上高さが 10 cm を超えない領域では、コイル通電電流値の増減に対応してバルク体が上下し、再現性良く浮上高さを変化させることができた。これは、将来アクチュエーターなどへの応用が可能であることを示している。

Fig. 4 はバルク体浮上時の周囲磁場 B_a (電磁石による印加磁場) と捕捉磁場 B_t の比をとり、その時のバルク体の傾き角度との関係を示している。なおここで、バルク体浮上開始時のデータを●で、バルク体の浮上高さが最高になった時 ($I_o = 300$ A) のデータを■でそれぞれプロットしたが、これらの実験結果は右下がりの1本の曲線上にプロットできた。この結果から、バルク体が傾き無しに浮上するためには周囲磁場に対する捕捉磁場の比率が一定の値上回る必要があるということがわかった。

Fig. 4 Tilt angle as a function of B_t/B_a (trapped field / applied field).

cm までの浮上制御実験に成功した⁷⁾。また、最小エネルギー法に基づく新しい解析手法を用いてバルク体の浮上を統一的に解析することができたので報告する。

2. 実験方法

2.1 実験装置

Fig. 1 に実験装置の構成図を示す。浮上用電磁石はクライオスタットに納めた高温超電導(Bi-Sr-Ca-Cu-O)テープのダブルパンケーキ型巻線(住友電工(株)製)であり、冷凍機により 30 K 以下の温度に保たれている。Table 1 にこのコイルの諸元を示す。コイルに最大運転電流(300 A)を通電すると、Fig. 2 に示すような磁場分布が得られる。グラフの縦軸は電磁石による発生磁場 B_z の絶対値、 z はバルク体初期冷却位置からの高さ、 r はコイル中心軸からの半径方向の距離を示している。 $z < 10$ cm ではコイル中央部の磁場の値が周囲より小さい、いわゆる“揺り鉢型”の磁場分布になっている。本システムではこの磁場分布によってバルク体浮上時の水平方向の安定性を実現している。これは直径に比して軸長が短い扁平なコイルに特有の磁場分布である。また、この高温超電導電磁石では 1～2 分で通電電流ゼロから最大運転電流(300 A)までの電流掃引が可能である。一方、この磁石の上で浮上する超電導バルク体としては MPMG 法¹⁾によって作製した Y-Ba-Cu-O の単一結晶粒を用いた。形状はペレット型で、直径 46 mm、厚さ 15 mm、重さ約 150 g である。なお、結晶の c 軸の方位は Fig. 1 に示す通りである。

Fig. 1 Schematic illustration of experimental setup.

Fig. 2 Magnetic field distribution above an electromagnet.

Table 1 Parameters of the Bi-Sr-Ca-Cu-O coil.

Parameters	
Winding inner diameter	400 mm
Winding outer diameter	512 mm
Winding height	20 mm
Number of turns	224
Maximum current	300 A
Operating temperature	< 30 K

2.2 浮上実験

バルク体を安定な姿勢で浮上させるには、電磁石の発生する磁場分布を制御するだけでは不十分であり、磁場中冷却によってバルク体に磁場を捕捉させる必要がある。今回の実験では磁場中冷却条件をパラメータとして変化させ、以下の手順に従って実験を行った。

(i) 浮上用コイルに一定の電流を通電し、バルク体が捕捉するための磁場を発生する。(ii) 室温の超電導バルク体をコイル中央に配置した後、液体窒素で超電導状態まで冷却する(磁場中冷却: バルク体内部に磁場を捕捉する)。(iii) コイル電流 (I_0) を変化させ、バルク体の浮上高さを制御する。バルク体浮上時の挙動はビデオテープに録画し、各条件における浮上高さ (z)、浮上時の傾き角度 (θ) 等を調べた。

Fig. 5 Relationship between the trapped field and levitation starting current.

一方, Fig. 5 には, バルク体の捕捉磁場とバルク体が浮上する際の浮上用コイル通電電流値を示した。ここでは捕捉磁場を大きくすると, 浮上に必要な通電電流値 (即ち浮上コイルの発生磁場) が大きくなっている様子がわかる。

4. 考 察

バルク体の完全非接触な浮上を論ずる際には, 浮上位置 (r, z : 電磁石の中心軸を基準とした円柱座標系) 及び傾き角度 (θ) 等の様なパラメータが多く, 議論が複雑になる。そこで, 以下ではモデルを単純化したエネルギー解析に基づく考察を行い, 上述の実験結果を解釈した。

4.1 エネルギー解析

一般的に外部磁場を変化させると, 超電導体内部の磁束量を一定に保つように, バルク体表面に超電導ループ電流 (遮蔽電流) が誘導される。Y-Ba-Cu-O 系をはじめとした, RE-Ba-Cu-O 系超電導体では, 臨界電流密度 (J_c) の異方性が比較的小さく, 超電導ループ電流は表面に3次元的な自由度をもって流すことができる。この点は, 他の超電導コイルや薄膜超電導体あるいは Bi 系超電導体等と大きく異なる点である。このループ電流は以下の式で表される磁気エネルギー (U_{mag}) を有する。

$$U_{mag} = \frac{1}{2} \sum_m \sum_n L_{m,n} I_{S,m} I_{S,n} \quad (1)$$

ここで $L_{m,n}$ は各電流ループのインダクタンスであり, $I_{S,m}$ 及び $I_{S,n}$ は各電流ループを流れる超電導電流値である。超電導バルク体を持つエネルギーとしては, この他に, 重力による位置エネルギー ($U_{pot} = mgz$: m はバルク体の重量, g は重力加速度) があり, これらの和がバルク体の持つ全エネルギー (U_{total}) である。そして, バルク体にとってはこの全エネルギーが最小になる状態がもっとも安定な状態といえる。

簡単のため, バルク体の運動をコイル中心軸上に拘束し, バルク体は全く傾かないものと仮定して, 垂直方向に浮上する場合について取り扱う。ここで想定したモデルを Fig. 6 に示す。このモデルでは, 垂直方向の磁場変化を遮蔽するために超電導電流はバルク体側表面の円筒形ループのみに集中すると考える。この時, バルク体の持つ全エネルギーは,

$$U_{total} = \frac{1}{2} L_{cyl} I_s^2 + mgz \quad (2)$$

という簡単な式で表すことができる。実際, Y-Ba-Cu-O バルク体は 77 K (液体窒素温度), 0.1~0.5 T の磁場中では 30,000~50,000 A/cm² の臨界電流密度 (J_c) を有しており, 磁場の侵入深さ (超電導電流の流れる幅) は 0.1 mm 程度と見積もられる。この値はバルク体の大きさに対して充分小さい値であり, 従って先の仮定は十分に妥当である。バルク体側面を流れる電流ループの自己インダクタンスは, 次式のように薄肉円筒コイルの公式より求めることができる。

Fig. 6 Calculation model (Y-Ba-Cu-O bulk).

$$L_{cyl.} = \lambda \mu_0 \pi R_d^2 \frac{N^2}{t} \quad (3)$$

ここで λ はバルク体半径(R_d)と厚み(t)の比率によって決まる定数(長岡係数)である。 R_d を0.023 m, t を0.015 m, 巻数(N)を1として計算すると, $L_{cyl.}$ は 5.91×10^{-8} Hという定数となる。バルク体から排除される磁束量($\Delta \phi$)は捕捉磁場(B_t)と外部印加磁場(B_a)との差にバルク体の断面積を乗じたものであり, これを用いて超電導電流値(I_s)を表した式は次のようになる。

$$I_s = \frac{\Delta \phi}{L_{cyl.}} = \frac{\pi R_d^2}{L_{cyl.}} (B_t - B_a) \quad (4)$$

(2)式の磁気エネルギーの項に代入すると,

$$U_{mag.} = \frac{1}{2} L_{cyl.} I_s^2 = \frac{\pi^2 R_d^4}{2 L_{cyl.}} (B_t - B_a)^2 \quad (5)$$

$R_d, L_{cyl.}$ はバルク体の形状で決まる定数であるので,

磁気エネルギーは捕捉磁場(B_t)と外部印加磁場(B_a)との差の2乗に比例することになる。この様に超電導電流の侵入深さが十分小さいとみなせる場合, ヒステリシスによるバルク体内部の複雑な磁化構造を考慮する必要がなくなり, 磁気エネルギーの計算が容易となる。また, 電磁力は(5)式の微分から求められ,

$$F_{z, mag.} = - \frac{\partial U_{mag.}}{\partial z} = \frac{\pi^2 R_d^4}{L_{cyl.}} \frac{\partial B_a}{\partial z} (B_t - B_a) \quad (6)$$

で与えられる。

Fig. 7 Calculated results of energy analyses: (a) applied B_a , (b) shielding current I_s , (c) magnetic and potential energy U , and (d) magnetic force $F_{mag.}$ as the function of z .

4.2 バルク体浮上の計算例

上記方法によるバルク体浮上の計算結果を Fig. 7 に示す。計算は $I_0 = 150$ A で磁場中冷却後, 定格 (I_0)

field = 300 A) まで励磁した場合について行った。Fig. 7 (a)から分かるように、電磁石がその中心軸上に発生する磁場は電磁石から遠ざかるに従って単調減少する。しかし、バルク体は超電導電流による見かけの磁場を発生して内部の磁場を一定 (B_t) に保とうとする。この時バルク体周囲に誘起される超電導電流値をFig. 7 (b)に示す。バルク体の捕捉磁場 (B_t) と外部磁場 (B_a) が一致した場所 ($z = 0.14$ m) では超電導電流 (I_S) が誘起されなくなり、この位置を境として上下で超電導電流の向きは反転している。Fig. 7 (c)には磁気エネルギー ($U_{mag.}$)、位置エネルギー ($U_{pot.}$) 及び全エネルギー (U_{total}) を示した。超電導電流がゼロとなる場所では、磁気エネルギーもゼロ (最小値) となるので、この位置が「磁氣的つりあい点 (安定点)」といえる。Fig. 7 (d)の電磁力 ($F_{mag.}$) はFig. 7 (c)の磁気エネルギーの勾配に相当し、 $z < 0.14$ mの領域では正 (反発)、 $z > 0.14$ mの領域では負 (吸引) の力として作用することがわかる。即ち、 $z = 0.14$ mの場所からバルク体を上に動かそうとすれば、元に戻そうとする吸引力が働き、下に動かそうとすればやはり上へ押し返す反発力が働く。このように空間上の任意の点が「磁氣的つりあい点」になることは、永久磁石ではあり得ない。これがバルク超電導体の持つ大きな特徴である。実際にはバルク体に働く重力と電磁反発力が釣り合う点 ($z = 0.073$ m) が垂直方向の (真の) 安定点となる。この解析結果は、同様の条件で行った実験結果 (浮上高さ = 0.072 m) と非常に良く合う。また同様の解析法によって、「真の安定点」が $z = 0$ より大きくなる時 (即ちバルク体が浮上を開始する時) の浮上用コイル通電電流値と捕捉磁場の関係を求めた。結果を Fig. 5 中に実線で示したが、ここでも解析結果が実験結果と良い一致を示している。

4.3 ピッチング方向の安定性

次に、バルク体浮上時の傾き (ピッチング) についてエネルギー解析を適用する。Fig. 8 に模式的に示すように、印加磁場の向きに対するバルク体の傾き角度を θ とおくと、Fig. 8 (a)の円筒形電流ループの磁気エネルギーは、 θ の関数として次式で与えられる。

$$U_{mag.cyl.}(\theta) = \frac{\pi^2 R_d^4}{2L_{cyl.}} (B_t - B_a \cos \theta)^2 \quad (7)$$

磁気エネルギーの傾き角度依存性を計算した結果を Fig. 9 に実線で示す。磁場の捕捉条件を変えて、3 通

りの計算を行った。ただし、全ての場合について磁気エネルギーの原点を $\theta = 0$ の点とした。捕捉磁場がゼロの場合の安定な角度 (エネルギーが最小を持つ角度: θ_{min}) は 90 deg. であり、捕捉磁場の比率が大きくなるにつれて傾き角度及びポテンシャルの深さが小さくなる事がわかる。(7)式を微分して捕捉磁場と傾き角度 (θ_{min}) の関係を求めると、次式のようになる。

$$\theta_{min} = \cos^{-1} \frac{B_t}{B_a} \quad (8)$$

この関係は Fig. 4 中に破線で示している。この式では、捕捉磁場が印加磁場より小さい場合には必ずバルク体は傾くことになり、実験事実と異なる。これは、Y-Ba-Cu-O バルク体が傾くと Fig. 8(b)に示す様な矩形ループに誘導される超電導電流を無視できないためと考えられる。Fig. 3(a)に示してあるようにバルク体が 90 deg. 傾いた状態で浮上するという事実も、その有力な傍証となる。形状が複雑なため、この矩形電流ループの磁気エネルギーを正確に求めることは難しいが、ここではループの窓面積として Fig. 8(b) に示した様な各矩形ループの平均窓面積 $A_{rect.}$ をとり、自己インダクタンス $L_{rect.}$ を正方形の枠に巻かれた単層コイルの自己インダクタンスの公式を使って求めると、 $L_{rect.}$ は 1.19×10^{-8} H という定数となる。また、矩形ループの磁気エネルギーは次式で求められる。

$$U_{mag.rect.}(\theta) = \frac{A_{rect.}^2}{2L_{rect.}} (B_a \sin \theta)^2 \quad (9)$$

この式に従って矩形ループのエネルギーの角度依存性を求めると、Fig. 9 中に示した破線のようになる。この矩形ループは円筒形ループと直交しているので、相互インダクタンスはゼロとなる。従って、バルク体のもつ全磁気エネルギーは矩形と円筒形それぞれのループが持つ磁気エネルギーの和で与えられる。

また、矩形ループの磁気エネルギーは捕捉磁場の値に依存しないので、Fig. 9 中の実線に破線の分を各々加算すれば、全磁気エネルギーが求められる。

$$U_{mag.}(\theta) = \frac{\alpha_{cyl.}}{2} (B_t - B_a \cos \theta)^2 + \frac{\alpha_{rect.}}{2} (B_a \sin \theta)^2$$

$$\alpha_{cyl.} = \frac{\pi^2 R_d^4}{L_{cyl.}}, \quad \alpha_{rect.} = \frac{A_{rect.}^2}{L_{rect.}} \quad (10)$$

ここで、バルク体の形状によって決まる定数をまとめて、 $\alpha_{cyl.}$ 、 $\alpha_{rect.}$ で示した。こうして求めた全磁気エネ

ルギーの角度依存性を Fig. 10 に示す。円筒形電流ループと矩形電流ループの電磁エネルギーを加算した結果、円筒形電流ループのみの場合と比較して、安定な傾き角度(θ_{min})が小さくなっている。ここで、(8)式を求めた時と同様にして捕捉磁場と安定な傾き角度(θ_{min})の関係を求めると、

$$\theta_{min} = \cos^{-1} \frac{\alpha_{cyl.} B_t}{(\alpha_{cyl.} - \alpha_{rect.}) B_a} \quad (11)$$

となる。この関係を Fig. 4 中に実線で示した。これによると矩形電流ループを考慮した場合、 B_t / B_a が大きくなるにつれて傾き角度は小さくなり、あるしきい値を超えるとゼロとなることが説明できる。傾き角度がゼロとなる条件は以下ようになる。

$$\frac{B_t}{B_a} \geq \frac{\alpha_{cyl.} - \alpha_{rect.}}{\alpha_{cyl.}} = 0.47 \quad (12)$$

この式より、 $\alpha_{rect.}$ の値が大きいほど、小さな捕捉磁場でバルク体の傾きを抑えられることになる。 $\alpha_{rect.}$ は矩形電流ループの磁気エネルギーに比例する量であるから、この数値が大きいということはバルク超電導体の特性あるいは形状が3次元的であるということに対応している。逆に言えば、形状が扁平な超電導体や、 J_c の異方性が大きく、この方向に超電導電流がわずかしき流れない超電導体は、安定浮上できないということになる。

実際、非常に扁平な形状の Y-Ba-Cu-O バルク超電導体や、Bi 系の超電導バルク体、あるいは超電導薄膜等で同様の実験を試行したが、何れの場合も超電導体は傾くだけで安定浮上することはなかった。

Fig. 8 Calculation model of superconducting current loop: (a) cylindrical loop, and (b) rectangular loop.

Fig.9 Magnetic energy as a function of tilt angle for cylindrical (solid line) and rectangular loops (broken line).

Fig. 10 Total magnetic energy as a function of tilt angle for cylindrical and rectangular loops.

4.4 水平方向の安定性

バルク体の捕捉磁場が(12)式の条件を満たしている場合には、傾きを考慮する必要がないので、磁気エネルギーの計算は(5)式を用いて行うことができる。この時、バルク体のもつエネルギーは外部磁場分布と捕捉磁場の単純な関数となるので、エネルギー計算を z 軸上だけで無く、 r - z 平面へ拡張することも可能となる。

$$U_{mag.}(z, r) = \frac{\pi^2 R_d^4}{2L_{cyl.}} \{B_t - B_a(z, r)\}^2 + mgz \quad (13)$$

上式より合計エネルギー (U_{total}) を電磁石上の場所の関数として求め、等高線図で示したものが Fig. 11 である。これは捕捉磁場 0.09 T で、電磁石を定格 ($I_o=300$ A) まで励磁した場合の計算例である。色の濃い部分

Fig. 11 Energy distribution on r - z plane (stable case: $B_t = 0.09$ T, $I_o = 300$ A).

Fig. 12 Energy distribution on r - z plane (unstable case: $B_t = 0.06$ T, $I_o = 300$ A).

がエネルギーの低い場所に対応するが、これによると $z = 0.073$ m, $r = 0$ m の場所でエネルギーが極小値を持っている。 $z = 0.073$ m での断面(a-a')のグラフ (等高線図の真上) からも、バルク体が水平方向にも安定な様

子がわかる。この等高線図を使えば、容易に浮上安定性が評価できる。例えば Fig. 12 は捕捉磁場 0.06 T で、電磁石を定格 ($I_o = 300$ A) まで励磁した場合の計算例である。捕捉磁場が若干小さいことを除けば、Fig. 11 に近い計算条件であるが、この場合には、浮上高さが 0.1 m (=10 cm) をわずかに超えてしまう。この高さではエネルギーの低い領域がコイル中央部ではなく、バルク体が電磁石の外側へ飛び出してしてしまうことを示している。

これは、別の見方をする、以下のように解釈できる。磁気エネルギーを r で微分すると、次式のように水平方向の電磁力が求められる。

$$F_{r, mag.} = - \frac{\partial U_{mag.}}{\partial r} = - \frac{\pi^2 R_d^4}{L_{cyl.}} \frac{\partial B_a}{\partial r} (B_t - B_a) \quad (14)$$

この場合、バルク体は電磁反発力で支持されるので、捕捉磁場と外部磁場の関係は常に $B_a > B_t$ である。一方、電磁力が復元力として働くためには $F_{r, mag.}$ は負の値を持つ必要がある。従って、水平方向安定性の条件は

$$\frac{\partial B_a}{\partial r} > 0 \quad (15)$$

となる。Fig. 2 で見た通り、この電磁石では(15)式の内容は $z < 10$ cm の領域でのみ満たされている。

5. 結 言

高温超電導 Bi-2223 マグネットの上で YBCO 超電導バルク体を最大 10 cm の高さまで安定に浮上させ、コイル電流を変えることで、浮上高さを制御することに成功した。

また、新しい手法であるエネルギー解析を行い、バルク体浮上時の水平方向安定性、ピッチング方向の安定性等を統一的に説明し、以下の事項を明らかにした。(i)バルク体の水平方向安定性については電磁石の発生する磁場分布の影響が支配的であり、磁場分布が一定の条件 (式(15)) を満たした場合に安定となる。(ii)ピッチング方向の安定性については、3次元の自由度を持つ超電導電流が誘導されることが不可欠であり、超電導バルク体にあらかじめ磁場を捕捉させることで制御可能である。なお、傾きゼロの状態では浮上するの

に必要な捕捉磁場の量は、バルク体の形状等によって定まる。

本研究の一部は、NEDO から委託を受けて実施したものである。

参 考 文 献

- 1) M. Murakami (ed.): Melt Processed High-Temperature Superconductors, World Scientific, Singapore (1991)
- 2) F. C. Moon: Superconducting Levitation, John Wiley & Sons, Inc., New York (1994)
- 3) Y. Iwasa and H. Lee: Cryogenics **37** (1997) 807
- 4) Y. Iwasa, H. Lee, K. Sawa and M. Murakami: Advances in Superconductivity IX, Springer, Tokyo (1997) 1379
- 5) Y. Iwasa, M. Tsuda, H. Lee, K. Sawa, H. Horichi, K. Nishi, M. Murakami, K. Nagashima, T. Miyamoto and H. Fujimoto: Advances in Superconductivity X, Springer, Tokyo (1998) 1325
- 6) K. Sawa, H. Horiuchi, K. Nishi, Y. Iwasa, M. Tsuda, H. Lee, K. Nagashima, T. Miyamoto, M. Murakami, H. Fujimoto: Proc. 4th Magnetic Suspension Technology NASA CP-1998-207654 (1998) 353
- 7) K. Nagashima, T. Miyamoto, S. I. Yoo, M. Murakami, Y. Iwasa, K. Sawa, H. Fujimoto: Advances in Superconductivity XI, Springer (1999) 1011