ホール効果による Bi-2212/Ag 超伝導テープ 線材の異常電流分布*

北 口 仁, 熊倉 浩明, 戸叶 一正

金属材料技術研究所 つくば市千現 1-2-1

(1995 年 10 月 11 日受理)

Anomalous Current Distribution in Bi-2212/Ag Composite
Superconducting Tape Caused by Hall Effect

Hitoshi KITAGUCHI, Hiroaki KUMAKURA and Kazumasa TOGANO

National Research Institute for Metals, 1-2-1 Sengen, Tsukuba 305

(Received October 11, 1995)

Synopsis :

I-V characteristics and the distribution of electric potential were measured for Bi-2212/Ag composite tape in magnetic fields of various directions. An anomalous distribution of electric potential was observed especially in the magnetic fields perpendicular to the tape surface. Along the current direction in the vicinity of both edges of the superconducting oxide layer, a large voltage was measured. However, zero voltage was monitored in the middle area of samples. Large voltage was also measured across the current direction around both edges. These voltages are proportional to both the value of the applied current below I_c and the magnetic field component perpendicular to the tape surface. To explain this anomalous distribution of electric potential, we propose a model based on the Hall effect in silver substrate and current transfer from silver to superconductor.

Keywords : superconductor, Bi-2212/Ag tape, current transfer, Hall effect, Hall coefficient

1. 総 言

Bi 系酸化物超伝導線材を用いたマグネットの作製に関する研究が盛んに行われている^{1~7)}。Bi₂Sr₂CaCu₂-O_x(Bi-2212)/Ag テープは、液体ヘリウム温度程度の低温域では数十テスラを超える高い上部臨界磁界をもつことから、特に強磁界発生用マグネット線材として有望視されている。熔融凝固法によって作成された Bi-2212/Ag テープ線材は、Bi-2212 粒子の ab 面が銀基板テープ面に平行に配列した緻密な配向組織を有することから、4.2 K では 20 T 以上の強磁界中でも 10^5 A/cm² を超える高い臨界電流密度をもつ^{8~11)}。こ

のために、上部臨界磁界の制約により従来の超伝導材料では実現が困難であった 21 T 以上の磁界を発生するマグネットに用いる導体として、Bi-2212/Ag テープは期待されている。しかしながら、Bi-2212/Ag テープ線材は、高度に配向した組織のために、超伝導特性は大きな異方性を示す⁹⁾。マグネット設計に有用となる情報を得るために、この異方性に関する研究を行うことは重要である。Bi-2212/Ag 線材の実用マグネットへの応用では、接合技術も重要な問題である。また、超伝導体/銀複合導体内での電流分布に関する知見も十分ではない。そこで、銀から Bi-2212 への電流トランスファーに対する磁界の影響を明らかにすることを目的として、様々な方位の磁界中での Bi-2212/Ag テープの電流-電圧特性について研究を行った。本論文

* 原著論文は Cryogenics 36 (1996) 351 に掲載

では、テープ表面に垂直に磁界を印加した際に観察される Bi-2212/Ag テープの電流分布の異常、即ち不均一な電流トランスファーについて報告する。

現在までに、アルミ安定化超伝導線材 (Nb-Ti/Cu/Al) について、超伝導体が常伝導状態となる電流域においてホール効果に起因する磁気抵抗の異常を示すことが報告されている^{12,13)}。しかしながら、本研究で見出した電流分布の異常は、Bi-2212 が超伝導状態である小さな電流の場合にも生じている。この電流分布の異常を説明するために、ホール効果と電流トランスファーを考慮に入れたモデルを検証する。

2. 実験方法

Bi-2212/Ag テープ線材は、ドクターブレード法による Bi-2212 原料テープを用い、厚さ $50\text{ }\mu\text{m}$ の純銀テープを基板として作成した。最高温度 895°C で溶融

凝固処理を行った。この際には、高温時のビスマスの蒸散を抑制するために $\text{Bi}_2\text{Al}_4\text{O}_9$ を用いた熱処理を行った。試料は、 895°C まで毎時 300°C で昇温して5分間保持し、毎時 5°C で 840°C まで徐冷して1時間保持した後、室温まで冷却した。熱処理後の超伝導層は、厚さ $25\text{ }\mu\text{m}$ であった。このような熱処理で得られる Bi-2212/Ag 試料は、Bi-2212 粒子の c 軸がテープ面に垂直に配列した、高配向組織を有する^{1,9,11)}。Bi-2212 超伝導層のない純銀テープ試料についても同様の熱処理を行った。

Fig. 1 に試料形状と電圧測定端子の配置を示す。電圧測定端子は、銀基板には半田付けし、Bi-2212 層には銀ペーストで固定した。測定システムの概略を Fig. 2 (a) に示す。磁界はスプリットコイル型マグネット (磁界均一度: 磁界中心より $\pm 30\text{ mm}$ 以内で $\pm 1\%$ 以内) を用いて印加し、試料は磁界均一部に位置するように取り付けた。零磁界中で 4.2 K (液体ヘリウム温度) まで冷却した後、 5 T まで磁界を印加した。試料は 5 T の定常磁界中で回転した。回転を停止した状態で電流を印加し、電圧測定端子間の電位差を測定し

Fig.1 Dimensions of the specimens and the configuration of voltage monitoring leads in top views. Voltage monitoring leads were soldered to silver substrate and/or attached to the surface of Bi-2212 layer using silver paint.

Fig. 2 (a) A schematic diagram for the measurement system. (b) Definition of rotating angle (θ).

た。回転角 (θ) の定義は Fig. 2 (b) に示した。

超伝導試料 (試料 #1 及び #2) の場合には、臨界電流値以下の電流を印加して電圧端子間の電位差を測定した。純銀テープ試料 (試料 #3) の場合には、50 A 以下の電流を印加して電圧端子間の電位差を測定した。

3. 結果及び考察

試料 #1 (超伝導試料) について、テープ面に垂直 (0°)、平行 (90°)、垂直 (180°) に磁界を印加した場合の電流 - 電圧曲線を、それぞれ Fig. 3 (a), (b), (c) に示す。酸化物超伝導層に取り付けた電圧測定端子 S1 及び S2 では、何れの磁界方位の場合でも、超伝導試料の典型的な電流 - 電圧曲線が得られている。印加電流が臨界電流値以下の超伝導領域ではゼロ電圧が観測され、臨界電流を超えたところで遷移を示す。一方、銀基板に取り付けた電圧測定端子 (N1, N2, N3, 及び N4) での電流 - 電圧曲線はオーム則的挙動を示している。臨界電流値以下では印加電流に比例した電圧が観測されている。このオーム則的挙動を示す領域での電流 - 電圧曲線の傾き (抵抗成分に相当) は、磁界方向と端子位置に依存している。テープ面に垂直 (0° または 180°) に磁界を印加した場合に大きな傾きが観

測されている。また、テープ面に平行 (90°) に磁界を印加した場合には、試料両端 (N1 及び N4) で傾きが観測されるが、垂直磁界中の場合ほど大きな傾きではない。ここで、テープ面に平行な磁界 ($B=90^\circ$) 中での抵抗成分は、銀基板から酸化物超伝導層への通常の電流トランスファーに起因すると考えられる。印加された電流のすべてを超伝導層に伝達するためには電流方向にある程度の距離を必要とすると考えられるので、試料両端部では銀基板への分流が生じていると予想される。よって、銀基板に分流している電流値と基板の抵抗成分に相当する電圧が生じることとなる。しかしながら、テープ面に垂直 (0° または 180°) に磁界を印加した場合には試料端部の片側のみで大きな抵抗成分が生じていることは、注目すべき現象である。すなわち、磁界方位が 0° の場合は N1 において、 180° の場合は N4 においてのみ大きな抵抗成分が生じている。一方、大きな抵抗成分の観測された側と反対側にある電圧測定端子では、大きな抵抗成分は生じていない。抵抗成分 (発生電圧/印加電流) と磁界方位の関係を、試料 #1 の酸化物層に取り付けた端子について Fig. 4 (a) に、銀基板に取り付けた端子について Fig. 4 (b) に示す。Fig. 4 (a) に示すように、酸化物層に取り付けた端子 S1 及び S2 では、磁界方位に関係なく、実

Fig. 3 I - V profiles for sample #1 (superconducting sample) at 4.2 K with applying magnetic fields of 5 T. (a) perpendicular (0°), (b) parallel (90°), and (c) perpendicular (180°) to the tape surface.

験誤差範囲内でゼロ電圧が得られている。Fig. 4(b)では、電圧-電流曲線の抵抗成分は、磁界方位に対する異方性を示している。電圧測定端子 N1 及び N2 の抵抗成分の角度依存性は 0° にピークをもつ。しかしながら、電圧測定端子 N3 及び N4 の抵抗成分の角度依存性のピークは 180° にあり、一方、この磁界方位における電圧測定端子 N1 及び N2 の抵抗成分はほとんどゼロである。

試料 #2 (超伝導試料) について、臨界電流値の $1/2$ 以下である 25 A までの電流を印加して電位の分布を測定した。すべての電圧測定端子は銀基板上に半田付けした。また、印加電流の範囲内では、どの電圧測定端子間においても測定された電圧と印加電流値との間には比例関係が成立した。測定された電圧から、端子 A

Fig. 4 Rotation angle dependence of the slope (voltage/current) of I - V profiles in the superconducting region for the voltage pairs on (a) the oxide layer and (b) the silver substrate of sample #1.

の電位を 0 とし、各端子における電位を求めた。Fig. 5 に、4.2 K, 5 T (90°) における各端子の電位を印加電流値で規格化してプロットした。試料両端、両側において電圧降下が生じている。これらの電圧降下

Fig. 5 Electric potential normalized by current value at 4.2 K, 5 T (90°) for sample #2.

Fig. 6 Electric potential normalized by current value at 4.2 K, 5 T (180°) for sample #2.

は通常の電流トランスファーに起因するものと考えられる。一方、テープ面に垂直な磁界 (0° または 180°) 中では、変則的な電位分布が現れている。Fig. 6 に、4.2 K, 5 T (180°) での電位分布 (印加電流値で規格化) を示す。C-D 及び I-J 間ではゼロ電圧が観測されていることから、試料中央部では全電流が超伝導層を流れているものと考えられる。酸化物層両端部の電流トランスファー部分では、変則的な電位分布が観測されている。A-B 及び K-L では大きな電圧降下が生じているが、それらと同じ端の反対側 (または同じ側の反対の端) すなわち E-F 及び G-H では電圧降下はみられない。大きな電圧の現れる端子位置、磁界方位、及び、電流方向の三者の間の関係は、試料 #1 の場合と全く同じものである。Fig. 5 に示したテープ面に平行な磁界 ($B=90^\circ$) の場合に比べて数倍の電圧が A-B 及び K-L に生じている。この電位分布の異常は電流トランスファーだけでは説明できない。試料端部の銀基板中では、基板片側に偏って電流が流れている。臨界電流以下であれば発生電圧が印加電流値に比例することから、その偏りの割合は印加電流の大きさにかかわらず一定である。Fig. 4 に示したように、大きな電圧の生じる端子位置は磁界方位に依存する。この異方性を検証するために電流方向を反転させて電位

Fig. 7 Electric potential profiles for sample #2 at 4.2 K, 5 T with various combinations of the direction of magnetic fields and the current direction; $B=0^\circ$ and 180° with the current in the normal direction, and $B=0^\circ$ with the current in the reverse direction. All the electric potential profiles are plotted so as to have the same configuration of magnetic fields and current.

分布の測定を行った。Fig. 7 に磁界方位と電流方向の3種の組合せ ($B=0^\circ$ と 180° で電流順方向、及び $B=0^\circ$ で電流逆方向) について電位分布を示す。図中では、3つの電位分布図のそれぞれにおいて磁界方位と電流方向が同方向を向くように試料を位置させて示した。3つの電位分布は良好な一致をみせている。Fig. 8 には、印加電流値で規格化した G-A 間の電圧と試料回転角の関係を示す。規格化された電圧と試料回転角の余弦は直線関係にある。試料回転角の余弦が試料テープ面に垂直な磁界成分に相当すること、及び G-A 間に生じる電圧の大きさが印加電流値に比例することから、G-A 間に生じる電圧は磁界強度と電流値に比例するホール起電力に起因するものと考えられる。

超伝導試料と同一条件で熱処理した純銀試料 (試料 #3) についても電位分布を測定した。Fig. 9 に、電流方向に沿った方向の比抵抗、及び電流方向に直行する方向のホール起電力を試料回転角 (θ) の関数として示した。電流方向に沿った方向には、銀のオーム則的抵抗による電圧降下が生じる。超伝導試料と同一条件で熱処理した銀の比抵抗 (A-C 間で測定) は、4.2 K,

Fig. 8 Voltage (G-A) normalized by current value for sample #2 at 4.2 K, 5 T is plotted as a function of cosine of rotation angle.

5 T において $1.38(\pm 0.13) \times 10^{-10} \Omega \text{m}$ であった。ホール起電力に相当する電圧は、電流方向に直交する方向 (B-E 間) で測定した。ホール起電力 (V_H)、電流 (I)、磁界 (B)、銀のホール係数 (R_H)、銀の厚さ (d) の関係は次式で示される；

$$V_H = -R_H(I \times B)/d \quad (1)$$

これにより、試料回転角 θ の磁界中で、電流方向に直交する方向に生じる電圧 (V_H) は次式で与えられる。

$$V_H/I = -(R_H B/d) \cos(\theta) \quad (1')$$

Fig. 9 では、電流方向に直交する方向に生じる電圧 (V_H) と試料回転角 (θ) は直線関係を示している。この直線の傾きから、4.2 K における銀のホール係数を求めると $-1.00(\pm 0.02) \times 10^{-10} \text{ m}^3/\text{C}$ となる。

Fig. 5~7 に示した電位分布の異常はホール起電力によって説明することが可能である。そのモデルを Fig. 10 に示す。単純化のために、電流方向に沿って

Fig. 9 Resistivity and the Hall EMF are plotted as a function of sample rotation angle $\cos(\theta)$ for sample # 3; pure silver tape heat treated with $\text{Bi}_2\text{Al}_4\text{O}_9$ in the same heat schedule as in the case of superconducting samples # 1 and # 2.

2つの電流経路を考え、印加電流は2つの経路に均等に分配されるものと想定する。超伝導層のない銀基板単独では、ホール効果で生じる電界から受ける力とローレンツ力が釣り合うために、ホール起電力による電流は生じない。しかしながら、超伝導層の存在によって銀基板両側が短絡されると、Fig. 10(a)に示す電流ループ A-S_A-S_G-G-A が形成される。金属/金属複合体におけるホール効果に起因する異常磁気抵抗についての報告¹²⁻¹⁵⁾では、常伝導金属/常伝導金属界面を通過するホール電流について議論されている。しかしながら、本研究ではホール効果に起因する電流は常伝導金属/超伝導層界面を流れている。10~20 kA 級アルミ安定化超伝導線材 (Nb-Ti/Cu/Al) について、ホール効果によるアルミ安定化材の抵抗増加のために回復電流の劣化することが報告されている^{12,16)}。これらの文献では、超伝導体が常伝導状態となる高電流域におけるホール効果による異常抵抗を中心に議論されている。本研究では、電位分布の異常は電流の大小にかかわらず生じており、また、Bi-2212 層も超伝導状態を保っている。電流トランスファー領域における、電流方向に沿った電流経路を Fig. 10(b) に示すように単純化して考える。ここで、電流は臨界電流値以下であり、Bi-2212 が超伝導状態を保っているために超伝導

Fig. 10 A model of the anomalous distribution of electric potential. (a) Formation of current loop (A-S_A-S_G-G-A) in the Bi-2212/Ag composite, (b) simplified path for current transfer from silver to superconducting Bi-2212 oxide layer.

Fig. 11 Equivalent current circuit for sample #2.

層内では抵抗がゼロである。電流トランスファー領域を3つに分割し、そのそれぞれに電流トランスファー経路を想定する。銀から Bi-2212 への電流トランスファーに伴う抵抗は、3つの経路で等しいものと仮定する。各部の銀基板の抵抗も等しいと仮定する。このとき、3つの経路への電流の分配は以下の3式で決定される；

$$I/2 = I_1 + I_2 + I_3 \quad (2)$$

$$I_1 R_T = (I/2 - I_1) R_{Ag} + I_2 R_T \quad (3)$$

$$I_2 R_T = I_3 (R_T + R_{Ag}) \quad (4)$$

ここで、 $I/2$ ：電流経路を流れる全電流、 I_1 、 I_2 、 I_3 ：各トランスファー経路に分配される電流、 R_T ：銀から Bi-2212 への電流トランスファーに伴う抵抗、 R_{Ag} ：銀基板の抵抗。

これにより、分配される電流は式(5)～(7)で示される。

$$I_1 = k_1 I/2$$

$$k_1 = (R_T^2 + 3R_T R_{Ag} + R_{Ag}^2) / (3R_T^2 + 4R_T R_{Ag} + R_{Ag}^2) \quad (5)$$

$$I_2 = k_2 I/2$$

$$k_2 = (R_T^2 + R_T R_{Ag}) / (3R_T^2 + 4R_T R_{Ag} + R_{Ag}^2) \quad (6)$$

$$I_3 = k_3 I/2$$

$$k_3 = R_T^2 / (3R_T^2 + 4R_T R_{Ag} + R_{Ag}^2) \quad (7)$$

R_T 及び R_{Ag} は磁界強度にのみ依存し、電流値（臨界電流値以下の場合）と磁界方位には依存しないと仮定すると、分配係数（ k_1 、 k_2 及び k_3 ）は、定常磁界中では試料回転角に関係なく定数となる。Fig. 10(a), (b) に示す2つのモデルに基づいて、試料#2の等価回路を Fig. 11 に示すように表すことができる。ここで、

V_H ：ホール起電力

I_H ：ホール起電力による電流

R_i ：ホール起電力による電流ループに働く銀基板

の抵抗

この等価回路の各四半部（例えば、A'-A-(B-C and S₁-S₂)-S₃）について、Fig. 10(b) に示した電流トランスファーのモデルを適用することができる。これにより、試料端部 A-B, E-F, G-H 及び K-L での電圧降下は、式(5)に示した分配係数 k_1 を用いて、式(8)～(11)で表される。

$$V_{A-B} = I_{A-B} R_{Ag} = (1 - k_1) R_{Ag} (I/2 - I_H) \quad (8)$$

$$V_{E-F} = I_{E-F} R_{Ag} = (1 - k_1) R_{Ag} (I/2 + I_H) \quad (9)$$

$$V_{G-H} = I_{G-H} R_{Ag} = (1 - k_1) R_{Ag} (I/2 + I_H) \quad (10)$$

$$V_{K-L} = I_{K-L} R_{Ag} = (1 - k_1) R_{Ag} (I/2 - I_H) \quad (11)$$

上式より、 $I_H > 0$ となる方位 0° の磁界中では、端部 E-F 及び G-H に大きな電圧が発生する。（ $V_{A-B} < V_{G-H}$ 、 $V_{E-F} > V_{K-L}$ 、Fig. 6, 7 参照）これに対して、方位 180° の磁界中では、 $I_H < 0$ となり、発生する電圧は $V_{A-B} > V_{G-H}$ 及び $V_{E-F} < V_{K-L}$ となる。一方、方位 90° の磁界中では、 $I_H = 0$ であるために、 $V_{A-B} = V_{G-H}$ 及び $V_{E-F} = V_{K-L}$ となる（Fig. 5 参照）。以上に述べたように、実験結果はこのモデルによって十分に説明される。さらに、このモデルから、電圧 V_{A-G} 及び V_{F-L} は式(12)及び(13)で表される。

$$V_{A-G} = V_{A'-G'} = V_H - I_H R_i \quad (12)$$

$$V_{F-L} = V_{F'-L'} = V_H - I_H R_i (= V_{A-G}) \quad (13)$$

ここで、ベクトル量である V_H 及び I_H は試料回転角の如何にかかわらず同一方向のため同符号となることから、 V_{A-G} 及び V_{F-L} はホール起電力よりも小さな値となる。本研究で求めたホール係数（ $1 \times 10^{-10} \text{ m}^3/\text{C}$ ）を用いると、試料テープ面に垂直な 5 T の磁界中でのホール起電力は、

$$\begin{aligned}
 V_H/I &= -R_H B/d \\
 &= 1 \times 10^{-10} \times 5 / (50 \times 10^{-6}) (\text{V/A}) \\
 &= 10 (\mu\text{V/A})
 \end{aligned}$$

となる。Fig. 6 に示した実験結果及び Fig. 8 に示した直線関係から、A-G あるいは F-L での電位差は、 $4.1 \sim 7.2 (\mu\text{V/A})$ であり、ホール係数から求めたホール起電力の $10 (\mu\text{V/A})$ よりも小さな値となっている。A-G 及び F-L での測定電圧のばらつきの原因として、電圧測定端子の配置に微妙なずれが生じていること、電圧測定端子への半田付けが理想的な点接触となっていないこと等が考えられる。しかしながら、本報告で提唱したモデルは実験結果を十分に説明できるものである。故に、Bi-2212/Ag テープ線材の、テープ面に垂直な磁界中における、変則的電位分布はホール効果に起因するものであると結論される。

4. 結 言

Bi-2212/Ag テープ線材の電流-電圧特性と電位分布を、様々な方位を持つ磁界中で測定した。臨界電流値以下の印加電流では、磁界方位に関係なく、Bi-2212 超伝導層ではゼロ電圧が観測された。しかしながら、銀基板については、特にテープ面に垂直な磁界中で、変則的な電位分布が観測された。電流方向に沿って試料長手方向超伝導層両端近傍で、大きな電圧が観測された。また、電流方向に直交する方向にも大きな電圧が生じていた。これらの結果は、電流トランスファー領域において、銀基板内部での電流分布に偏りが生じていることを示している。印加電流が臨界電流値以下の場合には、観測された電圧は印加電流値及びテープ面に垂直な磁界成分の強度に比例している。そこで、電位分布の異常を説明するために、ホール効果に基づくモデルをたてた。このモデルは実験結果と良好な一致を示した。

本研究を行うにあたり、有益な議論ならびに実験協力を賜った、金属材料技術研究所 竹内孝夫博士と神戸製鋼所 村上幸伸氏に心より感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) N. Tomita, M. Arai, E. Yanagisawa, T. Morimoto, H. Fujii, H. Kitaguchi, H. Kumakura, K. Inoue, K. Togano, H. Maeda and K. Nomura: Appl. Phys. Lett. **65** (1994) 898
- 2) H. Kitaguchi, H. Kumakura, K. Togano, T. Kiyoshi, K. Inoue, H. Maeda, N. Tomita, J. Kase, E. Yanagisawa and K. Kato: J. Electr. Mater. in press
- 3) N. Tomita, J. Shimoyama, H. Kitaguchi, H. Kumakura, K. Togano, H. Maeda and K. Nomura: Adv. Cryog. Eng. **40** (1994) 297
- 4) J. Tenbrink and H. Krauth: Adv. Cryog. Eng. **40** (1994) 305
- 5) S. Hayashi, T. Egi, T. Hase, K. Shibutani, R. Ogawa and Y. Kawate: Adv. Cryog. Eng. **40** (1994) 319
- 6) J. W. Lue, S. W. Schwenterly, M. S. Lubell, J. N. Lutton, M. D. Manlief, C. H. Joshi, E. R. Podtburg and L. J. Masur: Adv. Cryog. Eng. **40** (1994) 327
- 7) J. Shimoyama, K. Kadowaki, H. Kitaguchi, H. Kumakura, K. Togano, H. Maeda and K. Nomura: Appl. Supercond. **1** (1993) 43
- 8) H. Kumakura, K. Togano, D. R. Dietderich, H. Maeda, J. Kase and T. Morimoto: IEEE Trans. Magn. **27** (1991) 1250
- 9) J. Kase, T. Morimoto, K. Togano, H. Kumakura, D. R. Dietderich and H. Maeda: IEEE Trans. Magn. **27** (1991) 1254
- 10) K. Togano, H. Kumakura, K. Kadowaki, H. Kitaguchi, H. Maeda, J. Kase, J. Shimoyama and K. Nomura: Adv. Cryog. Eng. **38** (1992) 1081
- 11) J. Shimoyama, N. Tomita, T. Morimoto, H. Kitaguchi, H. Kumakura, K. Togano, H. Maeda, K. Nomura and M. Seido: Jpn. J. Appl. Phys. **31** (1992) L1328
- 12) N. Yanagi, T. Mito, K. Takahata, M. Sakamoto, A. Nishimura, S. Yamada, S. Imagawa, S. Yamaguchi, H. Kaneko, T. Satow, J. Yamamoto and O. Motojima: Adv. Cryog. Eng. **40** (1994) 459
- 13) P. M. Eckels, N. C. Iyer, A. Patterson, A. T. Male, J. H. Parker, Jr. and J. W. Coltman: Cryogenics **29** (1989) 748
- 14) H. Kaneko and N. Yanagi: Cryogenics **32** (1992) 1114
- 15) H. Kaneko: Adv. Cryog. Eng. **40** (1994) 451
- 16) S. Imagawa, N. Yanagi, T. Mito, T. Satow, J. Yamamoto, O. Motojima and the LHD group: Adv. Cryog. Eng. **40** (1994) 469