

超電導磁気シールド用NbTi/Nb/Cu多層複合材 —超電導特性とNbTi層内部組織—

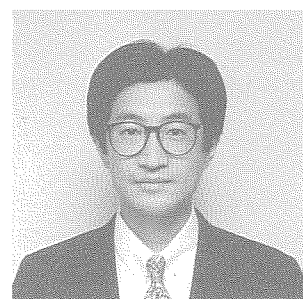
NbTi/Nb/Cu Multilayer Composite Materials for Superconducting Magnetic Shielding —Superconducting Performances and Microstructure of NbTi Layers—



伊藤 郁夫^{*(1)}
Ikuo ITOH



藤澤 和郎^{*(2)}
Kazuo FUJISAWA



大塚 広明^{*(3)}
Hiroaki OTSUKA

抄 録

NbTi合金は超電導多芯線材として実用化され、MRI等に大量に使用されている。しかしながら線材は超電導コイル等における導体には適するが、電磁界シールドには2次元面を構成要素とする超電導材料の方が好適と度々指摘されてきた。最近、新日本製鐵は超電導材としてNbTi合金を用い、超電導安定化のために銅とクラッド化させた超電導多層複合板及び円筒を開発した。厚さ1mmのカップ状円筒4個を同心状に重ねた試料は2.6テスラの強磁界を10 Gauss未満にまで安定に磁気シールドすることができた。その多層構造上、製法の特徴、及び主要な超電導特性として臨界電流密度(J_c)、直流磁気シールド特性、交流磁気シールド特性、磁界均一化効果、及び高 J_c 化のための新手法についてNbTi層の内部組織と関連づけながら述べた。また最後に国内外機関による本多層材の特性評価についても触れた。

Abstract

NbTi alloy is popularized for practical uses of superconducting multifilamentary wires, and is utilized for MRI systems in large amounts. Those wires are effective as current conductors, but a superconductor consisting of a two-dimensional plane has been often referred to as a possibly better shield against electromagnetic fields than wires. In recent years, Nippon Steel Corp. has developed the superconducting multilayer composite sheet and cylinder consisting of NbTi alloy as a superconductor being clad with copper for superconducting stabilization. A sample consisting of four cup-like cylinders with a thickness of 1mm, which are concentrically stacked, can stably reduce the applied magnetic field of 2.6 tesla to less than 10 gauss. This paper describes their characteristics of the multilayer structure and fabricating processes, and as important superconducting properties, critical current densities(J_c), shielding properties of DC and AC magnetic fields, magnetic field homogenizing effects and new techniques for extremely increasing J_c in consideration of the internal microstructure of the NbTi layer. Finally, a few test results of the performances of the material provided by domestic and foreign organizations are also touched.

1. 緒 言

超電導マグネットは、商品化に成功し順調に市場拡大中のMRI(医療用画像診断装置)や、半導体用Si単結晶引き上げ装置(MCZ)¹⁾等において着実に台数が増えている。また粒子加速器、核融合、リニ

アーモーターカー、超電導発電機等ではコア技術に位置付けられて国内でも開発が続けられ、その成果は国際的な評価を得つつある。これら超電導マグネットは高磁界化、大容量化の方向にあり、その外部漏洩磁界が人体や電子機器等に及ぼす影響が従来問題視されてきた²⁾。また外界からの電磁界ノイズが、超電導マグネットまたは

^{*(1)} 鉄鋼研究所 鋼材第一研究部 主幹研究員
千葉県富津市新富20-1 ☎293-8511 ☎0439-80-3155

^{*(2)} チタン事業部 マネジャー

^{*(3)} 鉄鋼研究所 鋼材第一研究部 主任研究員

その内部測定空間に与える悪影響^{3,4)}や、超電導マグネット内部で高均一磁界が要求される²⁾等の重要な問題も存在する。

従来これら超電導マグネットの磁気シールドは、MRIのように低炭素鋼等の高透磁率材がよく使用されていたが²⁾、その重量が広汎な普及の障害となっていた。また最近ではアクティブシールド法という超電導線材を利用した方法が普及して軽量化に貢献しているが、この方法は方向が固定された直流磁気シールドには適し、かなりの高磁界シールドも可能であるが、多方向から飛来する変動磁界や電波雑音シールドには適さない。この変動磁界や電波雑音については、銅、アルミニウム等の高導電材がシールド効果があるが³⁾、表皮効果が効かなくなる低周波磁界に対する性能が低いという欠点がある。またMRIでは高均一磁界を得るためにシムコイルや鉄片を用いたかなり複雑な配置が必要とされている²⁾。

このような磁気シールドには平面状(曲面を含む)⁵⁻⁷⁾または円筒状^{8,9)}の超電導体が有効であることが従来から言われてきているが、特に超電導シームレス円筒は、適当なアスペクト比(軸長/直径)を選べば全方向に対するシールドが可能であり、かつ前述したすべての種類の電磁界シールドができる可能性がある。最近新日本製鐵が開発したNbTi/Nb/Cu多層材は、板及び円筒のどちらにも対応可能である^{10,11)}。超電導材料として実用的な J_c (臨界電流密度)及び超電導安定性を備えること、及び特に超電導磁気シールド体として重要な、磁界漏洩の原因となる接続部を極力排除するための多層板の大量積化、円筒のシームレス化と大型化を目標とし、かつ工業的に量産が容易な製造方法の開発が目指された。

ここで超電導磁気シールドとは、超電導体中を流れる超電導シールド電流(永久電流)のループが形成されて初めて可能になるものであり、それを阻害する接続部は可能な限り排除する必要がある。以下に、本超電導多層磁気シールド材の構造上の特徴、製造方法、磁気シールド特性、及びNbTiのミクロ組織と J_c の関係について述べる。

2. 多層材の構造と製造方法

本多層板はNbTiと銅が交互に積層された多層構造を有し、かつ両者の全界面には製造中の加熱によりTiがCu中に拡散するのを防ぐため、バリアーとしてNbの薄い層が設けられた三層構造を有する¹⁰⁾。そして本多層板の製造方法は密封クラッド圧延法であり、製造工程のフローを図1に示す。すなわちあらかじめ作製された銅箱

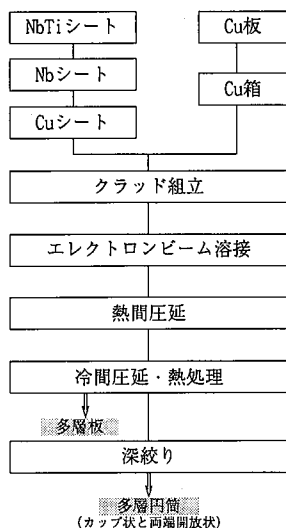


図1 多層複合板と多層複合円筒の製造工程

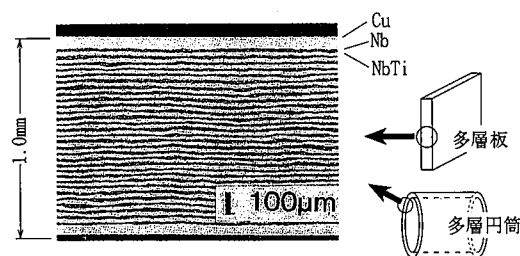
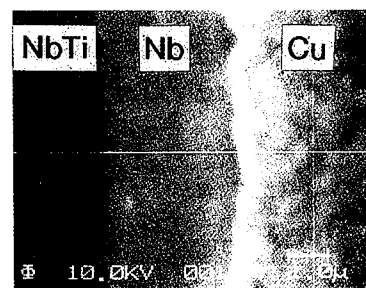
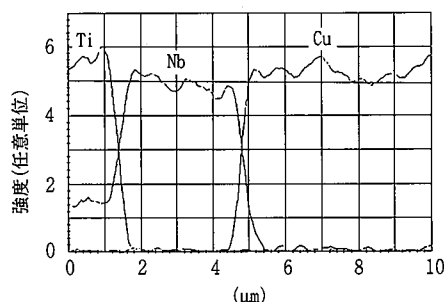


図2 多層複合板と多層複合円筒の断面構造



(a)Nbバリアー層のSEM断面写真



(b) オージェライン分析によるTi拡散防止効果

図3 Nbバリアー層のSEM断面写真とオージェライン分析によるTi拡散防止効果

の中に、所望サイズに加工されたNbTi板と銅板を交互に積層し、そのすべての界面にNb箔を挿入してから銅箱に銅板のふたをして多層積層体とし、これを真空中で電子ビーム溶接して密封する。その後熱延によって各金属層間を接合させて一体化クラッド板とし、適当な冷間圧延と熱処理を施して所望の多層板を得る。この多層板は成形性も良好で、深絞りまたはスピニングすることで底付きのシームレス多層円筒を得ることができ、底を切断することで両端開放円筒を得ることができる^{10,11)}。

NbTi素材は市販のNb-46.5wt%Ti合金インゴットを熱間鍛造後、熱延及び冷延を施して所望のサイズのNbTi板とした。銅は市販の4ナイン純銅、Nbも市販品を使用した。板厚1mmの多層材の断面写真を図2に、NbTi/Nb/Cu界面のSEM写真とオージェライン分析による拡散防止効果を図3に示す。NbTi層は厚さ約10μmのものが30層、Cu層は最外層以外はNbTi層とほぼ同じ厚さのものが29層とから成り、Cu/NbTiの断面積比は約1.6である¹⁰⁾。

3. 超電導磁気シールド特性

3.1 高 J_c 化と加工条件最適化

磁気シールド可能な磁界強度は近似的に $J_c \times d$ (超電導体の板厚)に比例する¹²⁾。従って d が一定の場合 J_c に比例してシールド磁界 ΔB_{sh} は増大し、 ΔB_{sh} が一定の場合 J_c が大きいほど小さな d 、すなわちより薄い円筒でシールドできることになる。ここで $\Delta B_{sh} = B_{ex} - B_{in}$ 、 B_{ex} は外部印加磁界、 B_{in} は円筒の内部磁界である。超電導磁気シールド

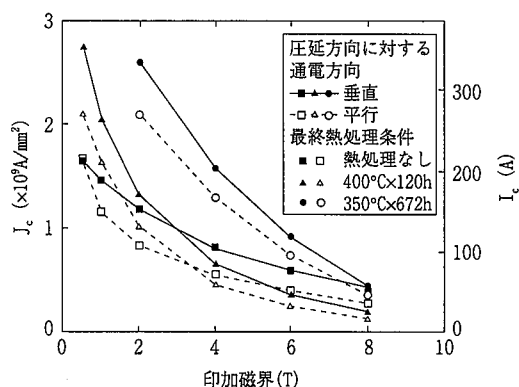


図4 多層材の臨界電流(I_c)及び臨界電流密度(J_c)に対する印加磁界の影響

ルドを行う場合は冷却する必要がある。また超電導コイルの直近に設置されるためかなりの高磁界にさらされる場合が多いと予想された。従って磁気シールド特性を向上させるために、高 J_c 化が開発当初からの課題となった。

J_c 向上はNbTi層内部のミクロ組織、わけでも α -Ti相の微細析出物の大きさと分布密度に依存する。理由は後の4章に詳述する。この α -Ti析出を最適化させるための加工条件の最適化が求められたが、加工率50%の冷間圧延3回と加熱温度380~450℃、保定時間2~5時間の中間熱処理を繰り返し、最後に76%冷間圧延を行って板厚0.75mm(NbTi層厚さ約8 μ m)とした後、(a)冷間圧延のままのもの、最終熱処理を施したもののうち、(b)比較的高温短時間のもの(400℃×120h)、(c)比較的低温長時間のもの(350℃×672h)の3種類につき、印加磁界中で J_c 測定を行った結果を図4に示す¹³⁾。

測定は四端子法にて行い、印加磁界は通電方向に垂直、NbTi層に平行、 J_c 決定には電界基準1 μ V/cmを用いた。試料温度は液体He中に浸漬しており4.2Kである。これ以降に記述する本多層材の特性評価はすべて温度4.2Kにて行った。 J_c には圧延異方性があり、各条件とも通電方向が圧延方向に垂直(C)のものの J_c が、平行(L)のものより高めている。前述の(a)~(c)のうち(c)がL、Cいずれとも、かつ印加磁界2~8Tの全磁界で最高の J_c を示した。従って比較的低温で長時間の時効熱処理(c)が高 J_c 化に有効であった。(c)-Cの J_c は、 1.58×10^9 A/m²(at 4T)、 0.91×10^9 A/m²(at 6T)、 0.45×10^9 A/m²(at 8T)であった¹³⁾。前記括弧内は印加磁界強度(T:tesla, 1T=10⁴G)である。

3.2 直流磁気シールド特性

2章に示した多層構造を有する板厚1mm、内径20~40mm、長さ45mmの底付きのカップ状円筒1~5個を同心状に組合せ、ソレノイド型の超電導コイルのボア中心に設置し、ホール素子をカップ底の上4mmの軸上において、軸平行な外部磁界を印加した時の内部磁界の軸方向成分を測定し、直流磁気シールド特性を調べた。

その結果を図5に示す¹¹⁾。円筒1個当たり約0.8Tのほぼ完全シールドが可能であり、4個で約3Tまで安定した磁気シールドが可能であった。特に2.6Tまでは10G未満に低減できた。また内径20mmと25mmの円筒2個の組合せで軸方向に等間隔にホール素子を配置し、外部印加磁界 B_{ex} を上げていった時の各点でのシールド効率($S_{eff}(\%)=100 \times (B_{ex} - B_{in})/B_{ex}$)の変化を図6に示す¹¹⁾。円筒中心より底側の約半分(底から24mm)まではシールド効率が非常に高く、1.0Tまで100%近く、1.5Tまで90%以上であり、約3/4の箇所(底から34mm)までも1.5Tまで80%以上と十分なシールド性能

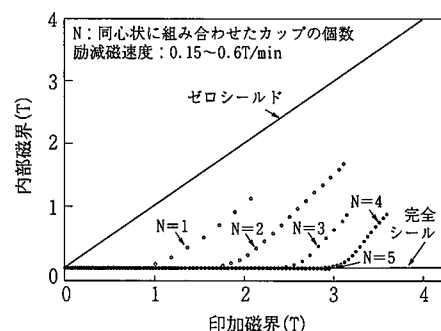


図5 同心状に組み合わせたカップ状円筒の直流磁気シールド特性

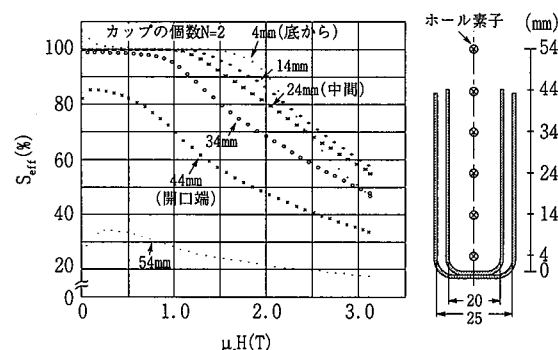


図6 同心状に2個積層したカップ状円筒のシールド効率に及ぼす軸上における底からの距離の効果

を維持していることが分かる。また開口端の箇所(底から44mm)でさえ、1.5Tまで50%超のシールドが可能であることは興味深い。

3.3 磁界均一化効果

3.2節に記した多層材と同じ構造を有するが、板厚が0.19mm(NbTi層厚さ約2 μ m)の板を、間を絶縁材として紙を巻き込みながら6回ロール巻きして両端開放円筒とし(スイスロールと呼称¹⁴⁾)、超電導コイルのボア中に両者の軸が一致するように挿入し、ホール素子で軸上各点での磁界の軸方向成分を測定した結果を図7に示す¹⁴⁾。横軸は中心からの軸上距離、縦軸はスイスロール円筒がない場合、コイル中心磁界を100%として規格化した値である。この時の100%中心磁界強度は0.62Tであった。スイスロール円筒によって軸中心磁界が25%ほど低下するが、磁界均一空間が約10倍広がった¹⁴⁾。今後更に高磁界を印加した場合の限界、あるいはスイスロール円筒の J_c 、トータル厚さD(=板厚d×巻数N)、印加磁界 B_{ex} と磁界均一度との関係を評価していきたい。

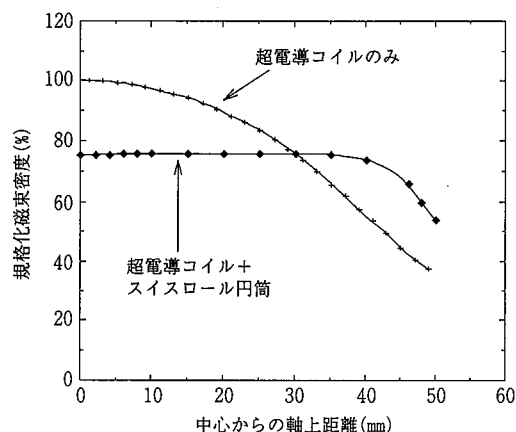


図7 スイスロール円筒の磁界均一化効果

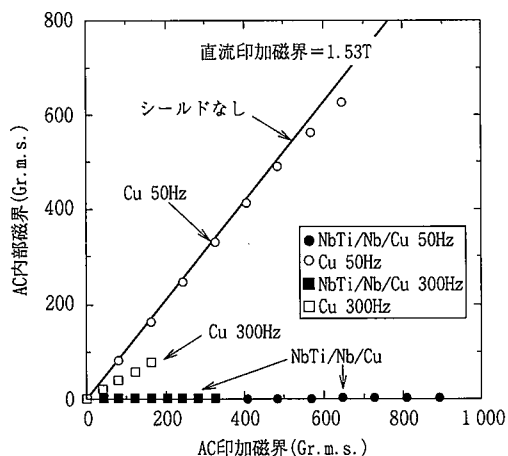


図8 直流磁界バイアス下における円筒の交流磁界シールド特性

3.4 直流高磁界下での交流磁気シールド特性

3.2節に記した多層材と同じ構造を有するが、板厚が0.5mm (NbTi層厚さ約5 μm)、内径15mm、長さ90mmの両端開放円筒1個を測定に用いた。これを、直流用と交流用の2個の超電導コイルが、中心点及び軸が重なるように設置されたボア中心部に同心状に設置した。そこで多層材内部のNb層が超電導状態でなくなるまで軸平行な直流高磁界を外部から円筒に印加しつつ、周波数50～300Hzの軸平行な交流磁界を外部から印加した。磁気シールド特性は、軸上中心に設置したホール素子及びサーチコイルでそれぞれ円筒試料内部の直流磁界と交流磁界の軸方向成分を測定して行った。

その結果のうち50Hzと300Hzについての2例を図8に示す¹⁵⁾。この時、外部から印加した直流磁界は1.53T、円筒内部の直流磁界は1.10Tであった。すなわち円筒試料は板厚0.5mmで0.43Tの直流磁界シールドを行っている状態である。Nbはその下部臨界磁界 ($\mu_0 H_{c1}$, μ_0 は真空中の透磁率)が0.06T、上部臨界磁界 ($\mu_0 H_{c2}$)が0.4T(ただし温度0Kのとき)であるので¹⁾、この状態では円筒材内部のNb層はすべて常電導状態になっているはずであり、図8に示された交流磁気シールド特性はほとんどすべてNbTi層によるものと思われる。ただし交流磁界であるので、常電導であるCu層及びNb層内に発生する渦電流による若干のシールド効果も存在すると考えられる。全く同じサイズの純銅円筒(純度4ナイン)を準備して、同様に同じ液体He中(温度4.2K)にて交流磁界シールド測定を行い、超電導円筒との比較も行った。

その結果、銅円筒は50Hzではほとんど交流磁界シールド特性がなくなり、300Hzでも4割程度のシールドしかできないのに対し、超電導円筒の方は周波数による影響が非常に少なく、シールド効果も大変高く100%に近いことが分かる¹⁵⁾。ここでデータプロットにおける交流印加磁界に限界があるのは電源容量によるものであり、超電導円筒の特性限界ではない。交流印加磁界の限界値は周波数が高まるにつれ小さくなった。今後は更に大容量の電源を準備して超電導円筒の特性限界を調査したい。

4. NbTi層の内部組織、層構造と臨界電流密度(J_c)

4.1 量子化磁束とピン止め点

超電導体に磁界を印加したとき、第1種及び第2種超電導体とも、印加磁界が小さいうちは磁界の侵入を超電導体のごく表層にとどめるいわゆるマイスナー状態となるが、第2種超電導体では、下部臨界磁界 ($\mu_0 H_{c1}$)を超えると、磁界は超電導体内に侵入する(混

合状態と呼ばれる)。因みに第1種超電導体では臨界磁界 ($\mu_0 H_c$)を超えると、磁界は内部侵入せずにマイスナー状態からいきなり常電導状態に移移する。この混合状態において、磁界は量子化磁束 (ϕ_0)を単位として超電導体内に三角格子状に等間隔に分布する。磁束線格子間隔 a_1 は1Tで49nm、5Tで22nmである。

超電導体に電流を流すと量子化磁束にはローレンツ力が働き、もしも量子化磁束がローレンツ力に負けて動き出すと電流の向きに電位差が発生して電気抵抗が生じ、超電導の維持が困難になる。しかし、ここで量子化磁束の運動を阻止できれば超電導状態を保ち、莫大な電流を流すことが可能となる。これが磁束のピン止め効果である。代表的な磁束のピン止め点に常電導析出物がある。なぜ常電導析出物が磁束をピン止めるのか。超電導体内にある磁束が常電導析出物のところに来てエネルギーの変化はないが、常電導析出物中に存在する磁束が超電導部分に移動するためには、超電導状態を破壊する必要があるので余分なエネルギーが必要になり、磁束は常電導物質から離れにくくなるのである。NbTiの場合、磁束のピン止め点は析出Ti (α -Ti)である。

4.2 ピン止め点と J_c 値

350℃×672hで時効熱処理したNbTi/Nb/Cu超電導多層板のNbTi層L方向断面をTEMで観察したのが図9である。図中矢印で示した2種類の大きさのTi析出物が存在していることが分かる。一つは粒界に析出した厚さ約100nm、長さ約200nmの大型の析出物と、もう一つは粒内に針状に析出した厚さ数nm、長さ数十nm程度の微細な析出物である¹⁶⁾。時効熱処理後のそれぞれの体積分率は、前者が約8%、後者が約6%である¹⁶⁾。

ピン止め点の理想的なサイズ及び分散形態は、磁束線の芯の直径程度(約11nm)の常電導物質が磁束格子間隔程度(20～50nm)に分散した組織であるが、サイズの的に一桁大きい大型の析出物も、若干ではあるが本NbTi/Nb/Cu超電導多層板の J_c 値に寄与していることが計算により分かっている¹⁶⁾。これら2種類のピン止め点の存在により、5Tで $1.1 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ (C方向、多層板//印加磁界)という実用レベルの臨界電流密度が得られているのである¹⁶⁾。しかし、この値は一般的な実用超電導多芯線材の J_c 値の2～3分の1に過ぎない。微細なTi析出物だけを数多く析出させることができれば、 J_c 値を向上させることはできるはずであるが、大型の析出物は350℃×8hの時効熱処理ですでに析出を始め、一方、微細な析出物は350

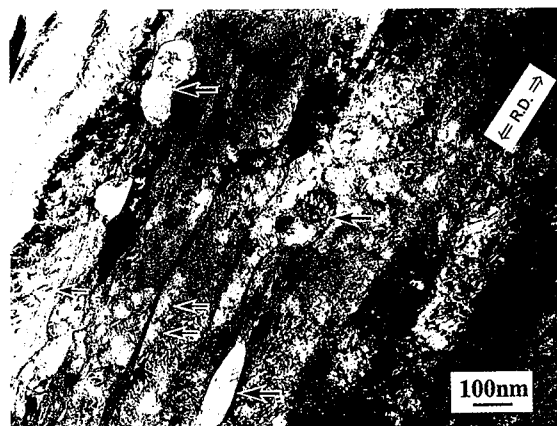


図9 350℃、672h時効熱処理したNbTi/Nb/Cu超電導多層板の内部組織(粒界に析出した厚さ約100nm、長さ約200nmの大型のTi析出物と、粒内に針状に析出した厚さ数nm、長さ数十nmの微細なTi析出物が磁束のピン止め点として存在している)

℃×336hの時効熱処理を施さなければ析出してこない¹⁷⁾という問題があった。

4.3 長時間時効熱処理後の冷延による高 J_c 化

長時間の時効熱処理が不可欠な本NbTi/Nb/Cu超電導多層板においては、大型のTi析出物の存在はやむを得ない。しかし大型のTi析出物を小型化できれば J_c 値を向上させることができるはずである。そこで、大型のTi析出物を圧延により箔状に薄くし、その効果を調査した。350℃×672h時効後、50%冷間圧延した多層板のNbTi層L方向断面の内部組織を図10に、また時効熱処理後冷間圧延した材料の J_c 値の磁場依存性を、時効熱処理材の J_c 値と比較して図11に示した。図10では大型のTi析出物は圧延方向に約20nm程度の厚さまで薄く引き延ばされ、磁界を多層板に平行に印加した場合のピン止め点として、より適したサイズになっていることが分かる¹⁸⁾。

これにより、印加磁界が多層板に平行な場合の J_c 値は、C方向では特に向上し、5Tにおいては $1.1 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ (時効熱処理材) から $2.3 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ へ約2倍に向上した。しかしL方向の向上はC方向の向上に比べ小さく、 $0.7 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ (時効熱処理材) から $1.1 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ へ約1.6倍向上したに過ぎなかった¹⁸⁾。これは、時効熱処理後NbTi層とCu層の硬度差が顕著になった状態を冷間圧延したため、NbTi層が圧延方向にくびれて断面積が減少したことによるものと考えられる。L方向の J_c 値をもっと向上させるためには層形状を改善する必要がある。



図10 時効熱処理後50%冷間圧延して高 J_c 化したNbTi/Nb/Cu超電導多層板の内部組織(大型のTi析出物は圧延により薄く引き延ばされて約20nm程度まで薄くなっている)

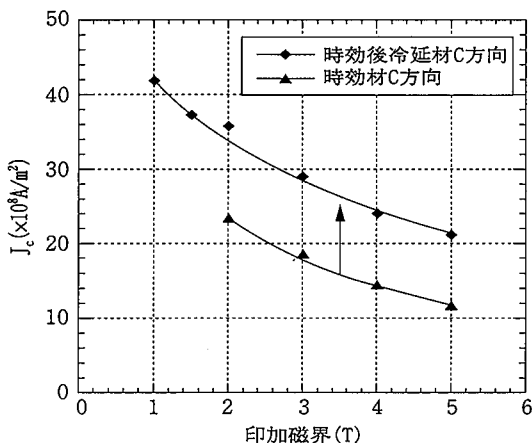


図11 時効熱処理後50%冷間圧延したNbTi/Nb/Cu超電導多層板C方向の J_c 値の向上(印加磁界と多層板が平行な場合)

4.4 Nbの人工層状ピンを有するNbTi/Nb/Cu超電導多層板

圧延方向に薄く延びた常電導析出物がピン止め点として有効である(印加磁界が板に平行な場合)ことから、常電導層を人工的に配置した多層板、すなわちNb層を人工層状ピンとして配置した超電導多層板を試作した。本多層板では熱間圧延で各層を接合させた後は冷間圧延するだけで、時効熱処理は不要である。本多層板の超電導層部分は、Nb層とNbTi層の多層構造で、Nb人工ピン層が580層、NbTi層が551層である。Nb層及びNbTi層を40nm以下まで圧延するため、マトリクスはくびれ防止のためCuの代わりに硬度がNbTiやNbに近いCu-3Ni-0.6Si-0.2Zn合金を用いた。その結果、板厚40 μm で、Nb平均層厚39nm、NbTi平均層厚29nmの多層板の1Tにおける J_c 値(印加磁界//多層板)は、時効熱処理後冷延による高 J_c 化材(C方向)の J_c 値のおよそ3倍、 $1.5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$ に達した¹⁹⁾。

5. 超電導多層材の応用例

現在、本超電導多層材は国内外の国立研究所、大学、企業等に提供され、各種応用にその性能を評価されつつある。例を挙げると、ドイツのDESY国立研究所は、粒子加速器ラインにおける超電導双極マグネットの漏洩磁界シールド性能を基礎評価するために、厚さ0.8mmの本多層板2枚を直径50mmのステンレス円管上下に円弧状に貼り合わせることにによって、軸に垂直な直流印加磁界1.1Tをステンレス円管内部で0.01Tにシールドしたと報告した²⁰⁾。

カリフォルニア大学バークレー校は、超電導マグネット中の精密温度計を保護するため厚さ1mmの本多層小円筒を用いて直流印加磁界0.6Tをほぼ完全シールドできたと報告した²¹⁾。

米国のブルックヘブン国立研究所(粒子加速器保有)では、ミュー粒子貯蔵用リングにミューオンビームを入射するための超電導インフレクターコイルにおいて、リング内の約1.5Tの高均一磁界を乱すことなくビーム入射路の磁界を打ち消し、排除(ゼロ)にするため、直流磁界シールド用に厚さ約0.4mmの本多層板を前記コイル外周に貼り付けている²²⁾。シールドが無い場合の均一磁界のずれ25ppmを1ppm未満に減少させることができたことと報告した²³⁾。この実験では、素粒子の一つであるミュー粒子の磁気能率(g因子)の精密測定を行い、これまで30年間素粒子物理学の基本となってきた“標準理論”では説明しきれない興味深いデータを発表し、それを越える新たな理論が必要となる可能性を示す画期的な実験となった²⁴⁾。

本実験の成果は、磁気シールドを活用した超電導インフレクターの磁気遮へい性能に大きく依存していると報告されている²⁴⁾。本多層円筒に外部印加磁界を磁気シールドさせた場合、及び磁化させた場合の各々について磁界分布及びその際の軸方向の超電導電流分布について解析した結果を報告した例がある^{25,26)}。厚さ0.2mmの銅母材NbTi合金積層型多層板をメッシュ状に加工し、3Tという非常に強力な直流磁界中で、100Grmsの交流磁界を周波数10~400Hzの範囲で印加した場合の透過磁界を測定したところ、周波数による影響はほとんどなく1~2Grmsに低減できたと報告した例がある²⁷⁾。

6. 結言

本超電導多層材は、前述のようにテスラ級の直流高磁界はもとより、同じレベルの直流高磁界バイアス下での交流磁界(変動磁界)に対しても良好な磁気シールド性能を有し、かつ超電導コイル中においてユニークな磁界均一化効果をも有する。本多層材は国内外の研究機関、大学、企業等に提供され、その基礎特性評価、あるいは

応用特性評価が行われつつあり、次第にその実用可能性が明らかになりつつある。また圧延や深絞り等の加工性に富むため、各種サイズ、形状の板や円筒を得ることができる。従って本多層材は、超電導マグネット内部にある強磁界に弱い部品の保護、精密測定を行うために漏洩磁界や外部変動磁界の大幅な低減、あるいは超電導マグネットの外周を覆ってその強力な漏洩磁界の低減、あるいは簡便な方法による高均一磁界の実現といった応用について、今後の展開が期待される。

参考文献

- 1) 超伝導・低温工学ハンドブック. 1993, p.1008
- 2) Sanger, P.A. : IEEE Trans. Magn. MAG-21, 440(1985)
- 3) 岩松勝, 鈴木栄司, 戸来年樹, 根岸薫, 岸川昭彦 : 第48回1992年秋季低温工学・超電導学会講演概要集. 1992, p.283
- 4) Mano, I. : 11th Int. Conf. Magnet Tech. 1, 1, 1989
- 5) Williams, J.T., Simkin, J., Paul, R.J.A., Joyce, H., Asher, G.M. : IEEE Trans. Magn. MAG-17, 2150(1981)
- 6) 井上勝, 杉岡孝雄, 佐治吉郎, 小川倉一, 吉竹正明, 西垣和 : 第40回1988年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集. 1988, p.208
- 7) Harrison, R.B., Wright, L.S. : Can. J. Phys. 52, 1107(1974)
- 8) 小笠原武, Boesten, L. : 低温工学, 8, 135(1973)
- 9) Gubser, D.U., Wolf, S.A., Francavilla, T.L., Claassen, J.H., Das, B.N. : IEEE Trans. Magn. MAG-21, 320(1985)
- 10) 伊藤郁夫, 大塚広明, 南野繁, 清水庸宏, 佐々木勉 : までりあ. 33, 637(1994)
- 11) Itoh, I., Sasaki, T., Minamino, S., Shimizu, T. : IEEE Trans. Appl. Supercon. 3, 177(1993)
- 12) Bean, C.P. : Phys. Rev. Lett. 8, 250(1962)
- 13) Itoh, I., Sasaki, T. : Cryogenics. 35, 403(1995)
- 14) Sasaki, T., Itoh, I. : Cryogenics. 35, 339(1995)
- 15) 大塚広明, 伊藤郁夫, 真鍋豊孝 : 第51回1994年度春季低温工学・超電導学会講演概要集. 1994, p.201
- 16) Otsuka, H., Sugiyama, M., Itoh, I., Sawamura, M. : Cryogenics. 38, 309(1998)
- 17) Otsuka, H., Itoh, I., Sugiyama, M. : J. Japan Inst. Metals. 64, 163(2000)
- 18) 大塚広明, 伊藤郁夫, 杉山昌章 : 低温工学. 35, 410(2000)
- 19) 大塚広明, 伊藤郁夫, 小熊英隆, 長村光造 : 低温工学. 35, 492(2000)
- 20) Batz, M. : Diplomarbeit, TU-Braunschweig, Performed at DESY, Hamburg, 1995
- 21) Wright, D.A. : Ph.D. theses, California Univ., Berkeley, 1996
- 22) Yamamoto, A., Meng, W., Itoh, I., Otsuka, H. et al. : Proc. of 15th Int. Conf. On Magnet Technology, Science Press, Beijing, 1998, p.246
- 23) Danby, G.T., Meng, W., Pai, C., Sampson, W.B., Woodle, K.A., Green, M.A., Yamamoto, A., Hirabayashi, H. : IEEE Trans. Appl. Supercon. 5, 671(1995)
- 24) Brown, H. N. et al. : Physical Review Letters. 86(13), (2001)
- 25) 日野徳昭, 原伸洋, 角川滋, 牧直樹 : 第54回1995年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集. 1995, p.83
- 26) 角川滋, 日野徳昭, 原伸洋, 牧直樹 : 第54回1995年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集. 1995, p.284
- 27) 山下知久, 矢澤孝, 河合正道, 新正憲, 眞田芳直, 山地睦彦 : 第62回2000年度春季低温工学・超電導学会講演概要集. 2000, p.113