

Title	超伝導磁気シールドの加速器等への応用に関する基礎的研究
Author(s)	高畑, 一也
Citation	大阪大学, 1990, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/2964168
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

超伝導磁気シールドの加速器等への
応用に関する基礎的研究

高 畑 一 也

目次

第1章 緒論	1
1. 1 加速器と超伝導電磁石	1
1. 2 超伝導磁気シールド研究の現状	3
1. 3 本研究の目的および論文の構成	6
1. 4 本論文で用いる主な記号の説明	7
参考文献	8
第2章 構成材料の選択	10
2. 1 緒言	10
2. 2 超伝導材料、安定化材料の選択	10
2. 3 接合材料の選択	16
2. 4 結言	22
参考文献	22
第3章 円筒状磁気シールドによる縦磁場遮蔽	24
3. 1 緒言	24
3. 2 PbSnハンダ含浸磁気シールド (テストシールドTL-1)	25
3. 3 ウッドメタル含浸磁気シールド (テストシールドTL-2, TL-3)	33
3. 4 高磁場の遮蔽と大型化 (テストシールドTL-4)	42
3. 5 結言	56
参考文献	58
第4章 円筒状磁気シールドによる横磁場遮蔽	60
4. 1 緒言	60
4. 2 テストシールドTL-4の横磁場遮蔽性能	61
4. 3 線材の軸方向配向と横磁場遮蔽 (テストシールドTT-1)	63
4. 4 斜巻コイル型磁気シールド (テストシールドTT-2, TT-3)	64

4. 5	シールドの回転による磁場の遮断、再生 (テストシールドTT-4, TT-5)	71
4. 6	結 言	79
	参考文献	80
第5章	板状磁気シールドによるマグネット漏洩磁場の遮蔽	81
5. 1	緒 言	81
5. 2	マルチリング型磁気シールド (テストシールドPP-1, PP-2)	82
5. 3	酸化物超伝導体を用いたディスク状磁気シールド (テストシールドPP-3, PP-4)	91
5. 4	結 言	96
	参考文献	97
第6章	結 論	98
6. 1	本研究の結論と工学的な成果	98
6. 2	超伝導磁気シールドの加速器等への応用に関する一考察	101
	謝 辞	103
	本研究に関連する学会発表リスト (国内会議)	104
	本研究に関連する学会発表リスト (国際会議)	105
	本研究に関連する発表論文	106
	その他の発表文献リスト	107

第1章 緒論

1. 1 加速器と超伝導電磁石

近年加速器は巨大化と小型化の2つの道を歩んでいる。前者は Japan's Linear Collider (JLC、日本)、Superconducting Super Collider (SSC、米)、Large Electron Positron Collider (LEP、EC) 等の巨大加速器に代表されるように、高エネルギー物理学の分野で用いられるものである⁽¹⁾。現在計画の進められている電子衝突型線形加速器 JLC は長さ 20 km、陽子衝突型加速器 SSC は周囲 84 km におよぶ巨大な装置である。後者の小型化は、シンクロトロン放射 (SOR) 光源としての小型電子蓄積リングに代表される。SOR 光源は、先に述べた巨大加速器に共用または寄生する形で、高エネルギーの X 線源をめざして研究開発が進められてきた。現在では、Photon Factory Ring (PFRリング、日本)、National Synchrotron Light Source (NSLS、米) といった X 線専用の 2.5 GeV 級の蓄積リングが建設されている⁽²⁾。このような高エネルギー化の一方で、最近超々 LSI 素子量産用のマイクロソングラフイーの軟 X 線光源としての小型 SOR 装置が注目を浴びている。これは 1990 年半ばに LSI のメモリーが 256 Mビットになり、線幅 0.25 μm 以下の微細パターン転写技術 (リソグラフィ) が必要になるという予測からくるものである⁽²⁻³⁾。現在までに民間企業の研究所が中心となって、いくつかの小型蓄積リングが建設されている⁽⁴⁻⁵⁾。これまで純粋に科学の研究に用いられていた加速器が産業分野での利用に発展することは注目すべきである。

高エネルギー物理研究において、磁場は、粒子の軌道を曲げるために広く使われている。磁場を発生する電磁石に超伝導電磁石が用いられる機会も増えてきた。超伝導電磁石応用の利点を挙げると強磁場発生、電力節約の2点に大別できる。磁場が強いほど粒子の曲率半径が小さくなる。その結果、分析用電磁石においては、高磁場により高エネルギーの粒子を検出することができ、また素粒子の分離精度を高めることが可能となる。現在では、ほとんど全ての分析用電磁石が超伝導化されている。小型 SOR 装置の蓄積リングも超伝導電磁石の高磁場を応用した典型である。曲率半径の減少により強い放射光が得られ、また同時にリング径の減少により小型化を計ることができる。電力節約に関しては、電磁石の全磁気エネルギーが大きくなるほど、常伝導システムに対し超伝導システムがより有利性を発揮する。このことは CERN 研究所 (スイス/フランス) で製作された泡箱用超伝導磁石 (Big European Bubble Chamber Magnet) によって 1974 年に

すでに実証されている⁽⁷⁾。また1000個の超伝導電磁石を使用した陽子加速器 Tevatron (米) は、省エネルギー加速器 (Energy Doubler/Saver) と呼ばれるように、電力節約に対する超伝導電磁石の有利性を発揮した装置であり、使用可能な電力の制限内で、最大の能力を持たせることを狙った⁽⁷⁻⁸⁾。同じ陽子加速器である SSC は、8000個の偏向用電磁石に超伝導を応用することが計画されている⁽⁷⁻⁸⁾。

超伝導電磁石を応用する利点は以上述べた通りであるが、いくつかの問題点も指摘されている。従来の常伝導電磁石においては、必要な磁場の形状とその精度は、強磁性体を使用した鉄心によって得られていた。磁場分布を決定するのは磁極の形状であり、精度を決定するのは、主に磁極面の工作精度、構成材料の一様性であった⁽⁹⁾。また磁場精度としては、 $1/10^4$ 程度が要求されていた⁽⁹⁾。一方、鉄の比透磁率は磁場が大きくなるに伴い減少してゆき、磁化は2 T程度で飽和してしまう。従って、常伝導電磁石は最高でも、2 T程度で使用されてきた。超伝導電磁石は、これ以上の磁場を発生するために用いられるわけであるから、磁極を使用しない形状の異なる電磁石を開発しなければならない。以下に加速器用超伝導電磁石開発のための解決すべき課題を列記した。

- (1) 特殊な巻線構造：磁極を使用しないため、巻線のみによる磁場発生となる。このため、必要な磁場分布を得るためには、特殊な巻線構造となる⁽⁹⁾。
- (2) 超伝導電磁石の安定性：特殊形状ゆえに、超伝導電磁石の機械的擾乱に対する安定性が劣化する⁽¹¹⁻¹³⁾。
- (3) 磁場の精度： $1/10^4$ の磁場精度を得るために、巻線技術の向上はなおさら、熱収縮、電磁力による巻線の動きをも考慮した設計が必要である⁽¹¹⁻¹³⁾。さらに、超伝導線材の接続、磁化、構造物の渦電流といった微視的現象でさえ磁場の乱れを引き起こすといわれる^(7-8, 14)。
- (4) 全システムの安定性：大型加速器では、数多くの同形の超伝導電磁石が使用される。1個の電磁石製造に対して複雑な製造工程を必要とするにもかかわらず、これを数多く製造するためには、品質管理に十分な注意を要する⁽⁸⁾。さらに、数多い電磁石の1個が運転中に事故を起こした際の全システムに与える影響も検討する必要がある⁽⁷⁾。
- (5) 漏洩磁場のシールド：磁気シールドには従来より、磁極と同様強磁性体がい用いられてきたが、強磁場になるとより厚いシールドが必要となる。これは重量、コストの増加をもたらす。

(1) から (3) は、巻線製作上の問題点である。常伝導電磁石においてさほ

ど問題とされなかった巻線に対しても、基本構造から考え直す必要がある。また加速器用電磁石に要求される磁場分布、精度は、他の超伝導電磁石応用分野に比べて厳しいものであり、新しい技術開発を必要とする。(4)の問題は、今後SSC等巨大加速器の建設が進むにつれ、表面化してくるであろう。本論文で対象とするのは、(5)に示した問題点である。電磁石は、その内部だけでなく必ず外部にも磁場を作る。この外部磁場を漏洩磁場と呼ぶ。加速器が複数の電磁石で構成される場合、これら電磁石の間隙でビームは必ず漏洩磁場が存在する空間を通過する。また加速器からビームを取り出す時、蓄積リング等にビームを入射する時にも、ビームは漏洩磁場を通過する。従って、漏洩磁場に対しても磁場精度が要求される。しかし電磁石の外側には種々の構造物が存在し、これらが磁場を乱すため、計算通りの磁場を作ることは容易ではない。従来の常伝導電磁石では、リターンヨークと呼ばれる鉄心を用いて、漏洩磁場を鉄心の中に閉じ込め、これより外部に漏れないように工夫されてきた。ビームの入射、取り出しに対しては、磁気チャンネルと呼ばれる空芯電磁石または磁気シールドによって磁場を打ち消す方法が用いられている^(5-6,15)。このように、磁気シールドは、加速器においては、漏洩磁場を減らし、磁場形状の設計を容易にする役割を果たしている。一方、高磁場を発生する超伝導電磁石においては、漏洩磁場の強度も比例して大きくなるため、リターンヨークも常伝導電磁石のものより大きくなければならない。小型SOR装置においては、超伝導電磁石を用い小型化した利点が、ヨークの大きさ、重量によって打ち消されてしまう可能性もある。

以上のような問題が解決されれば、加速器に超伝導電磁石が使用される機会が急速に増加するであろう。加速器、超伝導電磁石ともこれまでは、特殊な技術として受け止められてきた。しかし小型SOR装置は、その両方の技術を結集したものであり、新しい産業さえ生み出すといわれている。困難な問題が山積しているとはいえ、加速器と超伝導電磁石の今後の関係は注目に値する。

1. 2 超伝導磁気シールド研究の現状

現在、計画中、稼働中の加速器用超伝導電磁石には、磁気シールドとして強磁性体を用いられている(強磁性シールド)。しかし磁極の場合と同様、比透磁率が磁場強度とともに減少するため、高磁場で磁気シールドとして用いると急激な体積、重量の増加を招く。従って、強磁性シールドに代わる新しいシールド法の研究が要請されている。最近、オックスフォード社は、超伝導MRI装置の磁気シールドとして、能動的シールドを開発し、注目を浴びている⁽¹⁶⁾。(強磁性シ

ールドは、能動的シールドと対比させ、受動的シールドに分類される。)これは、超伝導電磁石の周囲に、さらに超伝導コイルを配置し、漏洩磁場を効果的に打ち消す電流分布を作る方法である。しかし、この方法を用いる場合は、予め正確な磁場計算を行った後、巻線の形状、電流値を設計しなければならず⁽¹⁷⁾、受動的シールドに比べると複雑な装置となる。さらに、この方法は、周辺磁場を全体的に減少させる手段としては有効であるが、一定空間を微小磁場に抑えることは難しい。これに対し第3の磁気シールド法として知られているのが、超伝導シールドである。強磁性体の代わりに超伝導体を用いる受動的シールドの一つであり、能動的シールドのように複雑な巻線や電源を必要としない。しかし、常温で動作する超伝導体がいまだ発見されていないため、冷却のための寒材(液体窒素、または液体He)を必要とする。このため、超伝導シールドを加速器に応用した例はまだ少ない。しかし今後、超伝導加速器が普及すると、能動的シールドと共に超伝導シールド研究は一層増加すると予想される。寒材に関しても、超伝導電磁石に使われる寒材を共用すれば、問題は緩和されるであろう。

加速器に超伝導シールドを応用しようとした研究は、数例しかない。またその殆どが、スタンフォード直線加速器センター(SLAC)およびCERN研究所で1970年代に行われたものである。Martin等は、4mの長さの筒状磁気シールドを製作し、1.5Tの分析電磁石の中に磁場の無い軌道(実験では、5mT以下の磁場を観測している)を作ることに成功している⁽¹⁸⁻¹⁹⁾。彼等が、「私たちの知る限り、このような磁場、大きさで、超伝導体の磁束排除特性を応用したのはこれが初めてである。」と言っているように、漏洩磁場に対する超伝導シールドの研究が非常に新しいことがわかる。(地磁気に対する超伝導シールドは、1960年代前半から行われている⁽²⁰⁻²²⁾。)次いでGarwin、Rabinowitz等は、磁気シールドと同じ原理で磁場のトラップ(磁束の捕獲)を行っている⁽²³⁻²⁵⁾。これは、超伝導体にマルチポール磁場をトラップさせ、加速器用電磁石として用いることを目的としている。1977年には、7.6cmの円筒で、2.2Tのダイポール磁場をシールドさらにはトラップすることに成功している。磁場強度の点ではこの値は現在までの最高である。1979年には、Frankelが、横磁場中の円筒形超伝導体に流れる渦電流を解析し、磁気シールドまたはトラップ設計のためのモデルを作った⁽²⁶⁾。以上がSLAC関係の研究である。一方CERNにおいても泡箱用に長さ230cmの磁気シールドを作るなど、SLACと時期を同じくして超伝導シールドの研究を行っている⁽²⁷⁾。1980年代に入ると、81年に大阪大学核物理研究センターからサイクロトロンからのビーム取り出しのためのシールドの報告がなされて以来⁽²⁸⁾、加速器に超伝導シールドが応用されることがなくなった。

これまで試作された加速器用超伝導シールドには、いずれも次のような特徴を持つ。

- (1) 円筒形であり、粒子ビームの軌道に沿って置かれる。
- (2) 形状の内、長さに最も重点が置かれる。
- (3) 外部磁場の方向は、円筒軸に対して垂直である。これは横磁場と呼ばれる。
- (4) 外部磁場の強度は、最高で2 T程度である。
- (5) 使用される超伝導体は不均質第2種超伝導体である。

また、次のような問題点が、いずれの研究においても議論されている。

- (1) 超伝導体の選択：超伝導シールドとして用いられる代表的な材料は、NbTiもしくは、Nb₃Snである。ところがNbTiは板状に成形すると臨界電流密度が異方性を持ち、Nb₃Snは、製法が複雑で、機械的に脆いといった欠点を持ち、どちらにも一長一短がある。S L A Cの4 mシールドにはNb₃Snが、C E R Nの2 mシールドにはNbTiが用いられている。
- (2) 磁気不安定性⁽²⁹⁾：超伝導体は、その内部に大きな磁場勾配を作ると磁束跳躍を起こしやすくなる。超伝導シールドは見方を変えると磁気勾配を作る装置であるから、断熱安定化理論を適用し安定化することは不可能である。従って、動的安定化の考えに基づき最大限の安定化を試みる必要がある。
- (3) 電磁力による動き：超伝導体が、電磁力により磁場中で移動すると発熱が起こり、常伝導転移の原因となる。薄膜を積層したシールドで、ハンダ付けにより一体化すると磁束跳躍が起きにくくなるという報告もあり、シールド全体の剛性を高める必要がある⁽¹⁸⁾。
- (4) 長尺化：1個の超伝導体で長尺のシールドを作ることが困難な場合、複数の超伝導体を接続する必要がある。接続部での磁束の侵入を防ぐためには、接続部で超伝導体を重複させて置けばよく⁽¹⁸⁾、リボン状の超伝導体を互いに重複するように巻いても磁束の侵入を抑えられることが知られている⁽²⁵⁾。しかし、重複させる長さの最適値など未解決な点が多い⁽²⁶⁾。
- (5) 電磁解析：シールドを設計する際、円筒に横磁場を印加した場合の渦電流の流れを解析する必要があるが、計算が複雑である。テストシールドを用いた模擬実験から、肉厚などを決定することが多い。
- (6) 侵入磁場：第2種超伝導体のシールドでは、1 T程度の磁場を与えると、種々の原因から、少なくともm Tオーダの微小磁場が内部に侵入してくる⁽¹⁸⁻¹⁹⁾。この程度の磁場でもビームに影響を与えることがある。さらに侵入磁場を抑えるためには、完全反磁性を示す第1種超伝導体を同時に配置

し、2層構造にする必要がある⁽¹⁹⁾。

以上の問題点が、これまでの研究で明らかになっていることは、今後の研究において意義のあることである。著者は、超伝導シールドの研究を進めていくうえで、これらの問題点を順次解決してゆくことに主眼を置き、その結果として、実用超伝導線材を用いた新しいシールド法を提案する。

1. 3 本研究の目的および論文の構成

以上述べたように、今後超伝導加速器が実用化されるようになると、磁気シールド法の一つとして超伝導シールドの研究が不可欠となるであろう。しかし、超伝導シールドの研究はこれまでに数が少なく、実用化するためには多くの問題を抱えているのも事実である。従って、本研究では、新しい磁気シールド法を提案し、これら問題のいくつかが解決できることをテストシールドを用いて実証する。新しい磁気シールド法とは、実用超伝導線材を用いてシールドを製作する方法であり、安定性に優れ、製作が容易で、柔軟性に富むといった利点が期待できる。本研究の最終的な目標は加速器に超伝導シールドを実用し、その有効性を実証することであるが、現段階では、小型テストシールドを用いた模擬実験に留まる。しかし本論文は、将来の実用化を想定し、種々の装置に柔軟に対応できるシールドの設計、製作方法を提案する。

まず第2章においては、超伝導シールドを構成する材料の選択を行う。超伝導体に実用超伝導線材を選択した理由と、電氣的、機械的に超伝導線材を接合する材料の選択について述べる。第3章から第5章では、テストシールドを用いた実証試験と電磁解析を行い、構造設計のための指針を与える。構造設計とは、シールドの寸法設計は言うまでもなく、ここでは超伝導線材の組み立て法（巻線方法など）に重点が置かれる。第3章では、まず縦磁場を遮蔽できる円筒形シールドについて議論する。ハンダ材で含浸した超伝導巻線が縦磁場に対する磁気シールドとなることを確認し、超伝導線材を用いてシールド製作が可能なことを確認する。超伝導線材を用いることにより、有効に動的安定化が作用し、パルス磁場中においても使用可能であることが明らかとなった。使用するハンダ材に超伝導性を示す低融点合金を使用することにより、遮蔽電流の時間減衰を抑え、定常磁場のシールドも可能であることを実証した。テストシールドを用いた実験では、2 Tの外部磁場中に5時間、2 m Tの遮蔽空間を作ることに成功した。第4章では、加速器で応用可能性の高い横磁場用磁気シールドの研究を行う。第3章で検討し

たハンダ含浸超伝導巻線の考えをそのまま導入し、線材を斜巻することにより、横磁場がシールドできることを確認した。この方法により、テストシールドを製作し、1 Tの横磁場遮蔽に成功した。さらに、磁場の方向に対してシールド性能が異方性を示すことを利用し、シールドを回転することにより磁場を制御できる装置を提案する。第5章では、電磁石の周辺漏洩磁場を遮蔽する目的から板状シールドの研究を行った。板状磁気シールドで問題となる磁気的不安定性を回避するため、2種類の磁気シールドを検討した。一つはマルチリング型磁気シールドと呼ばれるもので、超伝導線材で作られたリングを集合させ板状にしたものである。このシールドは端部への磁束の集中を緩和する働きがあり、一体の超伝導体を使用する場合に比べ安定性が改善される。もう一つは酸化物超伝導体を用いた磁気シールドである。酸化物超伝導体の持つ高い臨界温度から断熱安定化をはかることができる。第6章は、結論であり、本論文の総括を行っている。

1. 4 本論文で用いる主な記号の説明

a	超伝導体の厚さの $1/2$ または超伝導ループの半径
b	円盤状シールドの半径
B_{c2}	上部臨界磁場
B_{fj}	磁束跳躍の起きる外部磁場
B_m	外部磁場
B_0	臨界電流密度が、外部磁場 0 のときの $1/2$ になる磁場 (K_{im} のモデルで用いられる定数)
B_{ox}	シールドの作る磁場 (x 方向成分)
B_{oz}	シールドの作る磁場 (z 方向成分)
B_p	侵入磁場
B_s	シールドが存在するときの磁場
B_{sx}	シールドが存在するときの磁場 (x 方向成分)
C_v	定積比熱
d	線径または試料厚さ
D	コイルの平均直径または外径
D_i	円筒状シールドの内径
f	板状シールドの遮蔽性能を表わす係数
I	電流値
I_s	遮蔽電流値

J	電流密度
J _c	臨界電流密度
J _{c, NbTi}	NbTiの臨界電流密度
J ₀	外部磁場が0のときの臨界電流密度 (Kimのモデルで用いられる定数)
ℓ	接合長さ
L	円筒状シールドの長さまたは自己インダクタンス
L _p	円筒状シールド端部における磁場侵入長さ
M	磁化
N	コイル巻数またはマルチリング型シールドのリング個数
p	磁場侵入厚さ
R _j	接合抵抗
t	円筒状シールドの肉厚
T _c	臨界温度
T _h	磁場の保持時間
T ₀	初期温度
t _p	磁場侵入厚さ
T _r	外部磁場掃引時間
α	NbTiの断面占積率
ΔT ₁	磁束跳躍を起こすための初期微少温度上昇
ΔT ₂	ΔT ₁ による2次的な温度上昇
μ ₀	真空の透磁率
η	遮蔽効率
θ	斜巻コイル型シールドにおけるリングの傾き
ρ	比抵抗
φ	回転角
Φ	インダクタンスを求める際の係数

参考文献

- (1) 長島順清：科学，Vol. 58, 714 (1988)
- (2) 高良和武：応用物理，Vol. 57, 528 (1988)
- (3) 富增多喜夫：放射線，Vol. 13, 5 (1986)
- (4) N. Takahashi: Nucl. Instr. Meth. B24/25, 425 (1987)
- (5) 北山豊樹，早坂東亜：放射光，Vol. 2, 33 (1989)

- (6) 山田廣成：オプトロニクス，No. 3, 124 (1989)
- (7) 荻原宏康：「応用超電導」 日刊工業新聞社 (1986) 5.4.6項
- (8) 細川謙二，土屋清澄：低温工学，Vol. 20, 73 (1985)
- (9) 熊谷寛夫：「加速器」 共立出版 (1975) 11.2節
- (10) M. N. Wilson: "Superconducting Magnets", Clarendon Press Oxford, 27-32, (1983)
- (11) J. Peoples: IEEE Trans. on Magn., Vol. 25, 1444 (1989)
- (12) P. Wanderer, et al.: IEEE Trans. on Magn., Vol. 25, 1451 (1989)
- (13) J. Strait, et al.: IEEE Trans. on Magn., Vol. 25, 1455 (1989)
- (14) W. S. Gilbert, et al.: IEEE Trans. on Magn., Vol. 25, 1459 (1989)
- (15) 熊谷寛夫：「加速器」 共立出版 (1975) 11.1節, 14.1節
- (16) D. E. Andrews: Adv. Cryo. Eng., Vol. 33, 1 (1988)
- (17) A. Ishiyama, et al.: IEEE Trans. on Magn., Vol. 25, 1885 (1989)
- (18) F. Martin, et al.: Nucl. Instr. Meth. 103, 503 (1972)
- (19) F. Martin and S. J. St. Lorant: J. Appl. Phys., Vol. 44, 460 (1973)
- (20) L. L. Vant-Hull and J. E. Mercereau: Rev. Sci. Instr., Vol. 34, 1238 (1963)
- (21) B. S. Deaver, Jr., and W. S. Goree: Rev. Sci. Instr., Vol. 38, 311 (1967)
- (22) R. E. Brown, Rev. Sci. Instr., Vol 39, 547 (1968)
- (23) E. L. Garwin, et al.: Appl. Phys. Lett., Vol. 22, 599 (1973)
- (24) M. Rabinowitz: IEEE Trans. on Magn., MAG-11, 548 (1975)
- (25) M. Rabinowitz, et al.: Appl. Phys. Lett., Vol. 30, 607 (1977)
- (26) D. J. Frankel: IEEE Trans. on Magn., MAG-15, 1349 (1979)
- (27) M. Firth, et al.: Proc. int. Conf. on Instrumentation in High Energy Physics, Frascati, 79 (1973)
- (28) A. Shimizu and M. Inoue: IEEE Trans. on Magn., MAG-17, 2146 (1981)
- (29) 日本物理学会編：「超伝導」 丸善 (1979) 11章

第2章 構成材料の選択

2. 1 緒言

超伝導シールドを製作するためには、それを構成する材料を選択する必要がある。本章では、構成材料を超伝導材料、安定化材料、接合材料に分類し、第1章で述べた過去の研究で指摘されている問題点に留意しながら検討を行う。超伝導材料、安定化材料としては、磁気的不安定性に対して最大限の動的安定性を施すために、これまでに研究がなされ安定性の高められた実用超伝導線材を選択した。過去には、幅数 cm の短冊状の超伝導体が用いられた例があるが、線材が用いられたことはない。従って、本研究の最も大きな特徴は、線材を用いたことと言える。第2. 2節では、線材を選択した理由、つまり線材を用いることの利点について議論する。接合材料とは、シールドの剛性を高め、電磁力に耐えるために、超伝導体間を機械的に接合し、一体化する材料である。過去の研究においては、PbSn ハンダ、ウッドメタル、Sn といった低融点金属が用いられている。一方、超伝導線材の中の超伝導体は、フィラメント状で非常に細い（数 μm から数十 μm ）ため、これらを重複させて配置することは不可能である。従って、シールドを製作するために密に線材を配置したとしても、磁束は超伝導体の間隙をぬって侵入する。本研究では、この矛盾を低融点金属を電気的な接合にも用いることにより解決を計る。超伝導体間に低抵抗の金属をはさむことにより、電気的な結合が起こり、寸法の大きな超伝導体のごとく振舞うことは従来より知られている⁽¹⁾。この結合電流は発熱を伴い、また磁気不安定性を増すため、超伝導電磁石では敬遠されていた⁽²⁾。本研究はこの結合電流を逆に利用する点に特色がある。第2. 3節では、低抵抗の接合材料を選択する。第2. 4節は、本章のまとめである。

2. 2 超伝導材料、安定化材料の選択

2. 2. 1 磁気不安定性に対する安定化

超伝導シールドを製作する際の最も重大な問題の一つが磁気不安定性の回避である。以下では、磁気不安定性に関する過去の研究に基づいて超伝導シールドを安定化する方法を検討する。

超伝導体は、(1) 第1種超伝導体、(2) 理想的第2種超伝導体、(3) 非理想的第2種超伝導体の3種類に分類されるが、本研究が目指している1 T級の磁気シールドに用いることができるのは(3) 非理想的第2種超伝導体のみである⁽³⁾。従って、特に指定が無い限り、以下で本論文で述べる超伝導体は全てこの種類のものとする。この超伝導体に外部から磁場を印加するとレンツの法則に従い鎖交磁束の変化を最小にするよう遮蔽電流が流れる。超伝導体の場合、この電流が超伝導電流であるため時間的な減衰が起こらない。つまり定常磁場の遮蔽がこの原理によって可能になる。一方、鎖交磁束の変化を抑制する性質から、予め磁束を内部に入れた状態で磁場を変化しても初期の磁場を保持することができる。これが磁気トラップの原理である。磁気シールドは、初期の磁場がない状態を保持している磁気トラップの一種と考えても良い。このように強磁性シールドとの根本的な違いは、実際に電流が流れている点である。超伝導シールドを流れる電流の密度は臨界電流密度 (J_c と呼ばれる) で制限される。電流密度が J_c を超えると磁束流動状態⁽⁴⁾になり、完全導電性を失う。この時、超伝導体は抵抗を持ち、誘起された遮蔽電流は減衰する。この釣合で、遮蔽電流は実際、 J_c を若干超えた磁束流動状態で流れている。この臨界状態が次に述べる磁気不安定性の本質的原因となる。また受動的超伝導シールドでは外部から電流制御ができないためこの臨界状態を回避できない。

今簡単のため厚さ $2a$ の無限平板を考え、表面に平行な外部磁場、 B_m を印加した時の断面の磁場分布を図2. 2-1に示す。磁束は両側の表面から侵入し、外部磁場が B_p に達すると中心で出会う。従って B_p に達するまでは中心に磁束が侵入していない領域、つまり磁場が遮蔽されている空間が存在することになる。磁気シールドとしては、遮蔽空間および遮蔽磁場を考慮し、磁束侵入厚さ、 p を決定し、これを肉厚とすれば良い。 J_c が磁場に依存せず一定と仮定すると、 $\text{curl } B = \mu_0 J_c$ の関係から、 p は

$$p = B_m / \mu_0 J_c \quad (2. 2-1)$$

と求められる。ここで μ_0 は真空の透磁率である。 B_p は、 p を a に置き換えた時の B_m として求められる。(2. 2-1)からは、 J_c が大きいほど高い磁場を遮蔽できる、または肉厚を小さくできることがわかる。

先に述べたように、遮蔽電流は磁束流動状態で流れるため、 J_c の減少、またそれに伴う磁束の侵入は、抵抗の発生によるジュール損失を引き起こす。ある特殊な超伝導体 (Pb-In-Sn 等⁽⁵⁾) を除くと J_c は温度上昇によって減少する。今、なんらかの要因で超伝導体に微少温度上昇 ΔT_1 が起こったとする。そして J_c

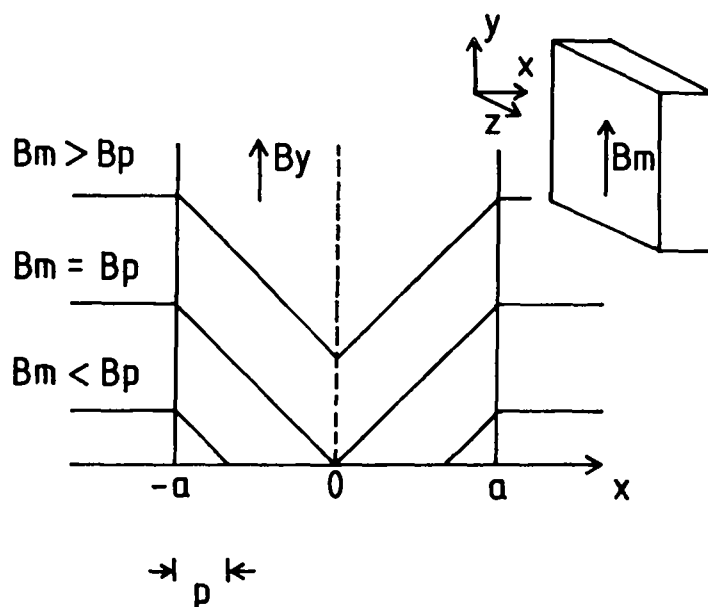


図 2. 2 - 1 超伝導平板に外部磁場 B_m を表面に対して平行に印加したときの断面磁場分布

が ΔJ_c だけ減少すると、2 次的な温度上昇 ΔT_2 が引き起こされる。

$$\Delta T_2 = \mu_0 J_c \Delta J_c p^2 / 3 C_v \quad (2. 2 - 2)$$

上式は先に述べた無限平板近似 (図 2. 2 - 1 参照) についての ΔT_2 の計算結果である。ここでは断熱状態を仮定しており、 C_v は定積比熱である。ここで J_c が臨界温度 T_c まで温度に比例して減少すると仮定すると、 ΔJ_c は ΔT_1 を用いて

$$\Delta J_c = J_c \Delta T_1 / (T_c - T_0) \quad (2. 2 - 3)$$

と表される。ここで T_0 は初期温度である。もし 2 次的な温度上昇 ΔT_2 が初期の温度上昇 ΔT_1 より大きければ、さらに温度上昇は続き、最後には常伝導転移に至る。この連鎖が磁気不安定性と呼ばれる現象である。同時に超伝導体の中に磁束が瞬時 (数 m 秒) に侵入することから、磁束跳躍と呼ばれることもある。断熱状態の平板に外部磁場を零から増加させた時、磁束侵入厚さ p が増加し、これに伴い ΔT_2 が増加する。磁束跳躍が起きる条件 $\Delta T_2 > \Delta T_1$ は外部磁場が B_{fj} に達したときに満たされ、これは式 (2. 2 - 2)、(2. 2 - 3) を用いて、次のように与えられる^(6,7)。

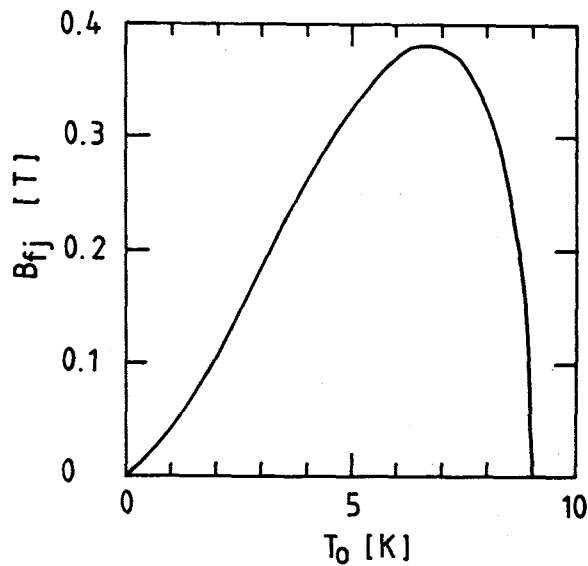


図2. 2-2 断熱状態におけるBfjの温度依存性
(NbTiについての計算結果)

$$\begin{aligned}
 B_{fj} &= \mu_0 J_c p \\
 &= \{3 \mu_0 C_v (T_c - T_0)\}^{1/2} \quad (2.2-4)
 \end{aligned}$$

今超伝導体としてNbTiを考え、計算したBfjの温度依存性を図2.2-2に示す。NbTiの物性値には $T_c = 9\text{ K}$ 、 $C_v = 55.6 \times T_0^4\text{ J m}^{-4}\text{ K}^{-1}$ を用いた⁽⁵⁾。計算結果からNbTiのBfjは0.4 T以下と1 Tに達しないことがわかる。つまり、(2.2-1)式を用いてシールドを設計しても、外部磁場がBfjに達した時に磁束が侵入する結果となる。以上に述べた断熱安定化理論では、(1) C_v の増加、(2) T_c の増加、(3) 細線化(B_p の減少)といった安定化法(断熱安定化法)が考えられる。(1)、(2)に関しては、用いる超伝導体の物性であり、実用超伝導体の中ではこの方法によって大きなBfjの増加は望めない。しかし、最近発見された高温超伝導体では T_c が90 Kにもなり、Bfjの増加が望める。 T_c が90 Kの場合、9 Kの場合と比較し、 $(T_c - T_0)^{1/2}$ は4.2倍となる。断熱安定化法として一般に知られているのが(3)の細線化である。侵入厚さpは、実際には上限がある。つまり、超伝導体の厚さの1/2であるaを越えることはない。もし、pがaに達する(外部磁場が B_p に至る)までに、磁束跳躍を起こさなければ、その後はpが一定値になるため、 $\Delta T_2 > \Delta T_1$ となる条件を満足する条件は存在しなくなる。従って外部磁場が B_p に達するまでに磁束跳躍を起こさなければそれ以上では安定であることが期待される⁽⁷⁻¹⁰⁾。しかし B_p 以上の磁場に対しては磁場を遮蔽できないことは先に述べた通りであり、こ

の安定化法が磁気シールドに適用できないことは明かである。以上の議論から、超伝導シールドの性能は磁気不安定性によって制限される可能性が高く、断熱状態では安定化する方法が存在しないことが明らかとなった。ところが通常超伝導体は、液体Heの冷媒中に置かれるため、発熱に対して冷却が期待できる。Bfjも冷却により増加することが知られている⁽⁹⁻¹¹⁾。さらに細線化により、試料から冷媒への熱の逃げが改善された報告もある^(9,12)。しかし、その細線化の効果は大きなものでなく、超伝導シールドの安定化には不十分であると考えられる。

超伝導シールドを超伝導体のみで製作した場合、その性能は磁気不安定性によって抑制されることが明らかとなった。そこでCuまたはAlといった低抵抗金属を安定化材料として使用した動的安定化法^(5,13)を検討する。CuとNbTiを比較すると、Cuの中では、磁束侵入の速さが1000倍以上遅い。また熱の拡散が、逆に1000倍以上速い。従って、磁束跳躍が発生しても磁束の侵入が遅れ、損失が減少する。次に発生した熱がCuを通して速やかに冷媒に伝達される。この二つの効果により、磁気的な安定性を向上させることができる。これを動的安定化という。しかし超伝導体の熱伝導率が低いため、内部に熱が蓄積される効果を考慮すると細線化、もしくは平板の場合は薄膜化する必要がある。動的安定化を施しても、安定性が確保できる超伝導体の寸法は断熱状態とほとんど変わらないことが知られている⁽¹³⁾。従って、動的安定化法においても断熱安定化法と同様、細線化が必要となるが、動的安定化法は熱の逃げを考えたものであり、Bpについては制約がない。細線化してもなおBpを高い値に維持できれば、動的安定化法を用いた磁気シールドを作ることができる。本研究では以上の考えに基づき動的安定化を最大限に施した磁気シールドを検討する。

2. 2. 2 極細多心線材の使用

現在超伝導電磁石で使用されている超伝導体の構造は、極細多心線材が主流である。つまり細線化された多数の超伝導フィラメントが安定化材料の中に埋め込まれた構造となっている。細線化は磁気的な安定性を増し、安定化材は安定性を増すだけでなく、多数のフィラメントを一体化し機械的な強度を持たせる役割も果たす。磁気シールドを製作するのに、このように既に最大限に安定化が施された超伝導線材を使用するのが望ましいと考えられる。しかし、細線化した超伝導体では磁気シールドを製作することができない。この矛盾を解決するため、ここではこの線材を電氣的に接合し、全体として大きなBpを有するシールドを製作する技術を研究する。過去の研究ではこのような電氣的接合の検討はなく、薄膜を重ね合わせて大型化を計っていた。Bpが大きいことは断熱的には不安定である

表 2. 2 - 1 本研究で使用した NbTi 超伝導線材の諸元

超伝導体	Nb-Ti-Ta-Zr	
線径 (mm)	0.35	0.50
フィラメント径 (mm)	0.030	0.042
フィラメント数	61	61
銅比	1.3	1.3
ツイストピッチ (mm)	10	10

が、超伝導体自身は細線化されているため、動的な安定化は期待できる。このように、磁気不安定性に対する対策として磁気シールドに極細多心線材を用いることが有望と考えられるが、その他にも薄膜を使用する方法に比べ、次のような工学的な利点が考えられる。

- (1) NbTi、Nb₃Sn に関しては既に線材を製作する技術が確立しており、品質の様な市販の線材を大量に手に入れることができる。現状では、テープ材より線材の方が製作が容易である。市販の線材は特性が既知で、設計が容易である。
- (2) 今後、特性の優れた新しい線材が開発された場合はこれに置き換えることができる。
- (3) 柔軟性があり、加工性が良い。組み立て方法により複雑な形状に対応できる。

超伝導体としては、NbTi および Nb₃Sn が既に線材化され、実用されている。本研究では NbTi 線材を使用するがこれには次のような理由がある。T_c を比較すると、NbTi が 9 K であるのに対し、Nb₃Sn は 18 K と 2 倍高い。従って、磁気的な安定性を考えると Nb₃Sn の方が安定である。しかし Nb₃Sn 線材の製法としてはブロンズ法⁽¹⁴⁾が実用化されているが、Nb₃Sn の周囲が Cu-Sn 合金 (ブロンズ合金) で囲まれており、その熱伝導が Cu に比べてわるいため、動的な安定化が行えない可能性がある。第 2 に Nb₃Sn は、機械的に脆いため⁽¹⁵⁾、加工が難しい。このような理由から本研究では NbTi と Cu の複合材を選択した。表 2. 2 - 1 に本研究で使用した NbTi 極細多心線材の諸元を示す。2 種の線材は線径が異なるだけで、断面構造は相似である。NbTi に Ta と Zr が添加されているのは、低磁場での臨界電流密度を上げるためである。

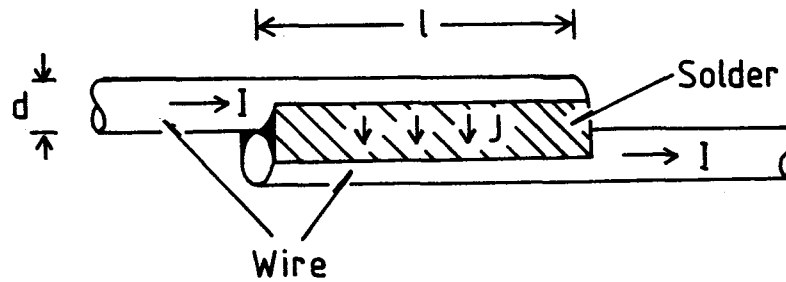


図 2. 3 - 1 2本の円形断面線材をハンダで接続した場合を想定した計算モデル

2. 3 接合材料の選択

2. 3. 1 接合材料に要求される条件

超伝導線材を磁気シールドに使用するためには、線材から線材へ遮蔽電流を分岐させるための電氣的な接合が不可欠である。ここでは接合材料の検討を行う。接合方法で最も一般的なものが、ろう付けである。ろう合金のうち融点が450℃以下のものはハンダ（軟ろう）と呼ばれ、電氣的な接合にも用いられる。ここで接合材料に要求される性質は電気抵抗が小さいことである。接合部に抵抗があると誘起された遮蔽電流が減衰し、時間とともにシールド性能が失われる。またその部分でのジュール熱が超伝導破壊の原因になる可能性がある。代表的なハンダ材であるPbSnは低温での比抵抗が $3 \times 10^{-9} \Omega \text{ m}$ ⁽¹⁶⁾と、Cuに比べ10倍以上大きい。これに対し、抵抗の低いハンダ材を開発する方法があるが、ここではさらに大きな抵抗減少を計るため、超伝導性を示すハンダ材の使用を検討した。PbSn合金も4.2 Kにおいては超伝導性を示すが、上部臨界磁場 B_{c2} が0.3 T⁽¹⁶⁾しかなくこれ以上の磁場では常伝導状態になる。ハンダ材の中では、PbBiおよびPbBiSnが1 T以上の B_{c2} を持つことが現在までに知られている⁽¹⁷⁾。これらの合金は、現在のところ接合材料として使用されておらず、PbBiはジョセフソン素子の電極材料として、PbBiSnはヒューズ用材料⁽¹⁸⁾として使用されている。本研究では、この2種類の合金に注目し、超伝導特性を測定し、接合材料としての使用可能性を検討する。接合材料に必要な超伝導特性は、 T_c が4.2 K以上であること、 B_{c2} が1 T以上であることとする。さらに図2. 3 - 1に示すように、2本の円形断面の線材をハンダ付けした場合を考えると、ハンダを流れる電流の密度は、近似的に

$$J = I / d \quad (2. 3 - 1)$$

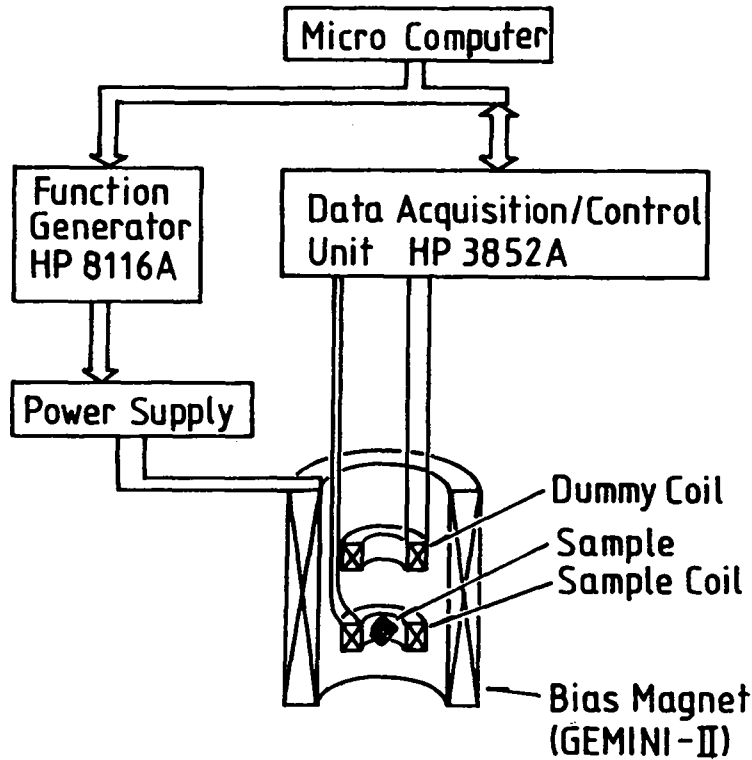


図 2. 3 - 2 磁化測定装置の概略図

となる。ここで I は線材を流れる電流値、 d は線径、 l は接続長さである。求められる電流密度はハンダの J_c を超えてはならない。従って、 J_c が高くなれば、線材に大きな電流を流すことができず、長い l が必要となる。このことから使用するハンダ材には高い J_c も必要となる。

2. 3. 2 PbBi および PbBiSn 合金の超伝導特性

PbBi および PbBiSn 合金の接合材料としての使用可能性を調べるため、これらの超伝導特性を測定した。試料は Pb、Bi、または Sn を空气中で 400°C 、10 分加熱し、熔融した後、急冷して製作した。測定項目は J_c 、 B_{c2} 、 T_c である。まず、 J_c は磁化測定法を用いて測定した。図 2. 3 - 2 は、測定系の概略図である。試料には、超伝導パルス電磁石 (略称 GEMINI-II) を用いて、最大 1 T、周波数 0.05 Hz の \sin 波状の磁場が印加された。試料に巻かれた試料コイル、および印加磁場打ち消し用のダミーコイルからの電圧をデジタルボルトメータで測定し、マイクロコンピュータで磁化を計算した。試料の形状は、厚さ約 1 mm、幅 5 mm の短冊状である。長手方向に磁場が印加されるように配置した。磁化から、 J_c への換算は、次式を用いた。

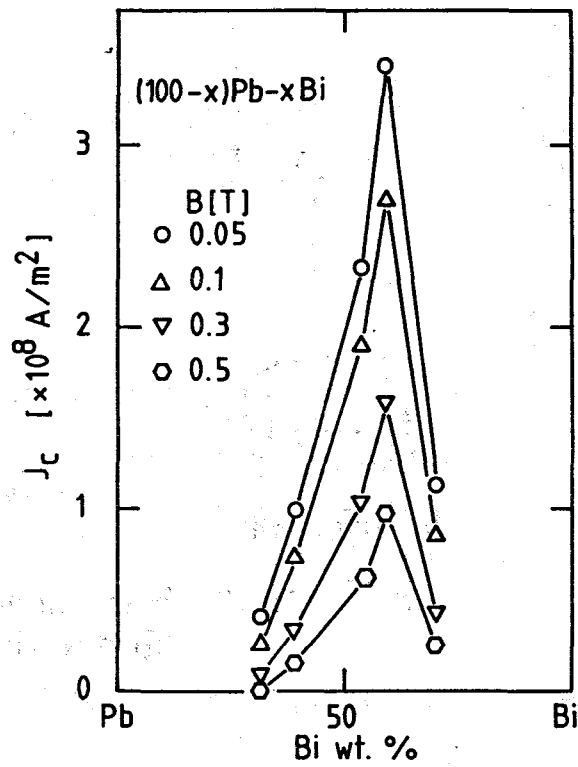


図 2. 3-3 PbBi 合金の Bi 含有率と J_c の関係

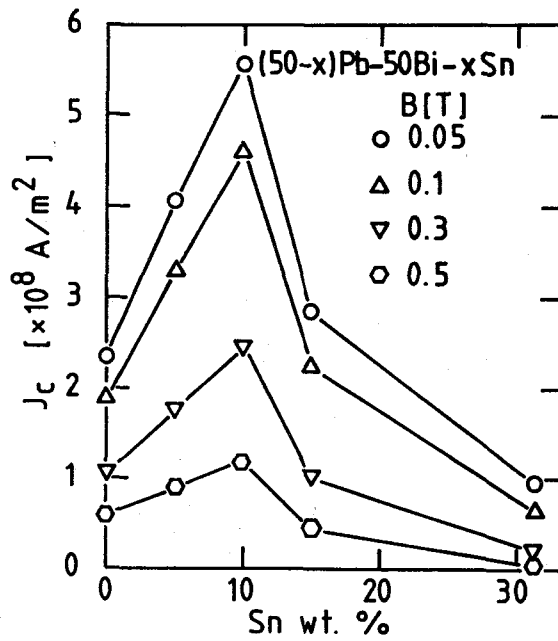


図 2. 3-4 Bi 含有率 50% の PbBiSn 合金についての Sn 含有率と J_c の関係

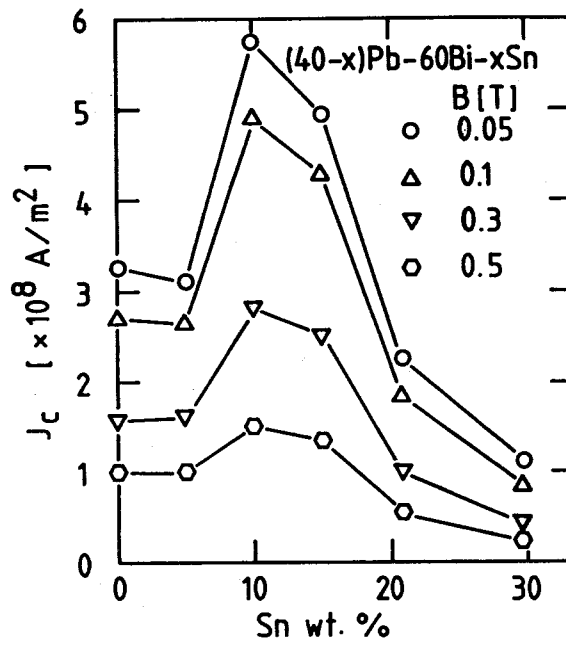


図 2. 3 - 5 Bi 含有率 60% の PbBiSn 合金についての Sn 含有率と J_c の関係

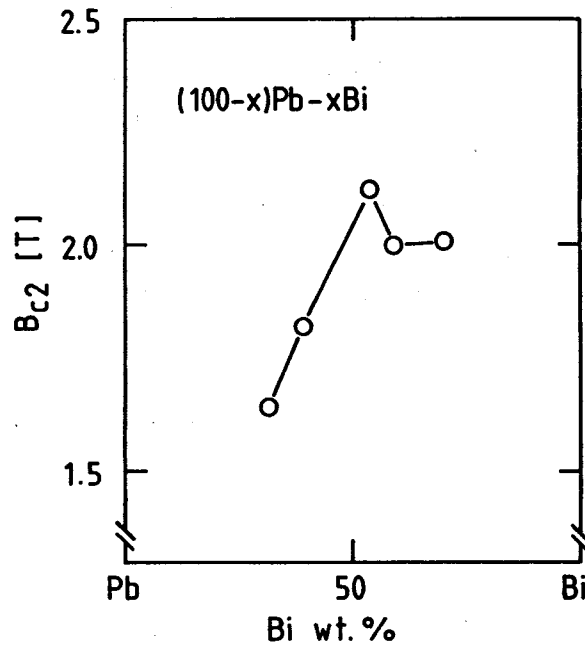


図 2. 3 - 6 PbBi 合金の Bi 含有率と B_{c2} の関係

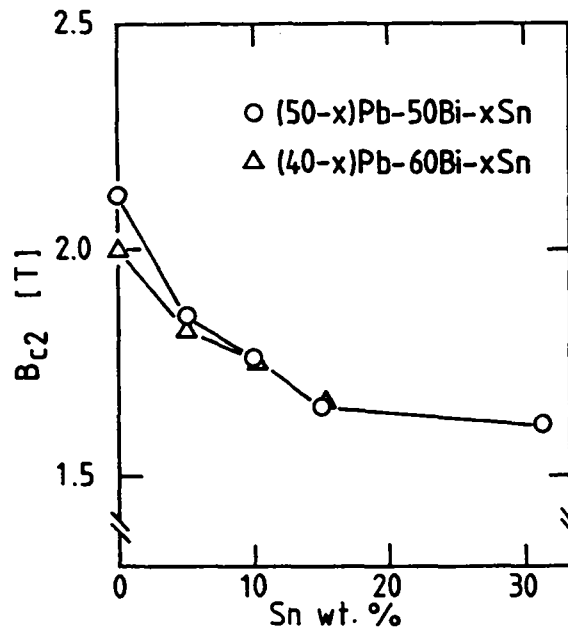


図2. 3-7 Bi含有率50%および60%のPbBiSn合金についてのSn含有率と B_{c2} の関係

$$J_c = 4M / \mu_0 d \quad (2.3-2)$$

ここで、 M は測定された磁化、 d は試料の厚さである。この式では、試料内部に磁場勾配がなく、 J_c が分布を持たないことを前提にしている。得られた測定結果を図2.3-3から図2.3-5に示す。まず図2.3-3は、PbBiについてのBi含有量と J_c の関係である。0.5 Tの磁場までで、60wt%Biで最も高い J_c を観測した。真空蒸着により作製した試料で、27-32wt%Biの組成で単一の超伝導相ができることが知られており⁽¹⁹⁾、60wt%Biは、Biが析出した状態である。この常伝導析出物がピン止め点となり^(20,21)、高い J_c の原因となっていると考えられる。また55.5wt%Biが共晶組成であり⁽¹⁹⁾、結晶粒が小さいことも J_c の増加に寄与していると考えられる。次に、Biの含有率を50%、または60%に固定し、Snを添加した時の J_c の変化を図2.3-4と図2.3-5にそれぞれ示した。Snの添加により、 J_c が一端増加し、ピークを持つことがわかる。測定した試料の中では、40Pb-50Bi-10Sn、30Pb-60Bi-10Snがほぼ同じ程度の高い J_c を示した。Pb-Bi-Sn系の共晶組成は、32Pb-53Bi-15Snであり、 J_c の高い組成に近いことがわかる。以上の測定結果から、Pb-BiおよびPb-Bi-Sn合金を用いて $1 \times 10^{18} \text{ A/m}^2$ 以上の J_c が0.5 Tの磁場において得られることが明らかとなった。(2.3-1)式より、500 Aが流れる0.5 mm径の超伝導線材を超伝導

接続するために必要な接続長さを計算すると10 mmとなり、線材を超伝導接続することが、工学的に可能であることが確認された。

Bc2 は、4端子法によって測定した。試料は、幅5 mmのブロンズの短冊に塗り付けた厚さ約0.1 mmの厚膜である。試料に予め、 $1 \times 10^4 \text{ A/m}^2$ の電流を流し、超伝導スプリット電磁石（略称SMART-II）により、膜面に垂直な磁場を印加した。試料には、間隔20 mmで2本の電圧端子が取り付けられており、抵抗が発生し5 μV 発生した時の磁場をBc2と定義した。図2. 3-6、図2. 3-7はそれぞれPb-BiおよびPb-Bi-Sn合金のBc2の測定結果である。いずれの試料もBc2が1.5 T以上で、本研究で要求される特性を持つことが確認された。

2. 3. 3 ウッドメタルの使用

以上の測定結果から、接合材料として高いJcを持つPb-Bi-Sn合金を選択することが望ましいと考えられる。しかし、本研究で試作するテストシールドには市販されているウッドメタル（25Pb-50Bi-12.5Sn-12.5Cd）を使用した。これは、現在容易に均一な材料が手に入ること、また融点が低く接合が容易であるという理由からである。図2. 3-8は、ウッドメタルと最もJcの高かった30Pb-60Bi-10SnのJcを比較したものである。0.5 TでのJcは、ウッドメタルの方が1/3.5小さいことがわかる。しかし、磁場依存性はほぼ同じ傾向を示しており、将来ウッドメタルを30Pb-60Bi-10Snに置き換えた時の性能の向上は容易に推測できる。Bc2は、ウッドメタルが1.65 Tであるのに対し、30Pb-60Bi-10Snが

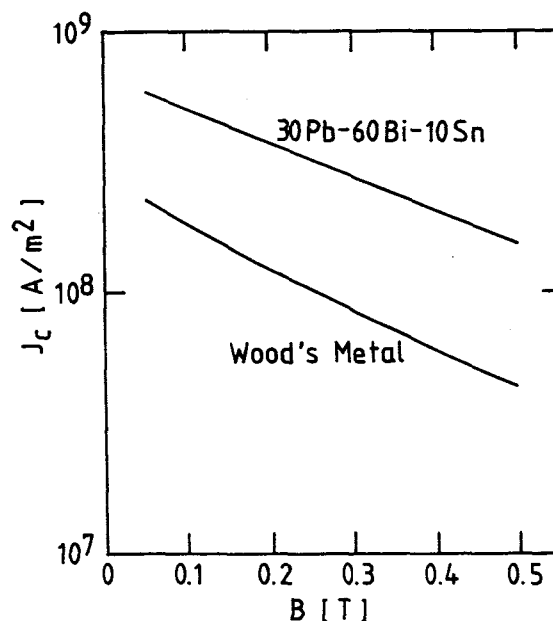


図2. 3-8 ウッドメタルと30Pb-60Bi-10Sn合金のJcの比較

1.76 Tと大きな違いはなかった。従って、本研究では、次の段階でより高い J_c を持つ接合材料を使用できることを留意しながら、ウッドメタルの使用を選択した。ウッドメタルの T_c はインダクタンス法によって測定し、on-set 温度が9.8 K、off-set 温度が9.0 Kであることがわかった。このためウッドメタルは、NbTiと同程度の T_c を持ち、4.2 Kで十分安定であると考えられる。ウッドメタルの融点は約73℃であり、沸騰水を用いて容易に溶融することができる。線材の表面にあるCuとの濡れ性に関しても、十分確保できることを確認した。

2.4 結言

本章では、超伝導磁気シールドを製作するための構成材料を超伝導材料、安定化材料、接合材料に分類し、これら材料に要求される性能に検討を加えた。さらに本研究で試作されるテストシールドの構成材料を選択した。本章の結論を総括すると以下のようなになる。

- (1) 超伝導磁気シールドの性能は、磁気不安定性によって制限される可能性が高い。これに対する安定化法として、断熱安定化法を用いることはできず、動的安定化法を使用しなければならない。
- (2) 動的な安定性を確保するためには、極細多心線材の使用が望まれる。テストシールドには、現在実用化されている極細多心線材からNbTiとCuの複合材を選択した。
- (3) 線材を磁気シールドに組み立てるためには、電気的な接合材料が必要である。電気抵抗の低い接合材料として、超伝導性を示すハンダ材料の使用可能性を検討した。その結果、Pb-Bi-Sn低融点合金が有望であることを明らかにした。この合金は、4.2 Kで超伝導性を示し、1.5 T以上の上部臨界磁場を持つ。テストシールドには、接合材料として、ウッドメタル (25Pb-50Bi-12.5Sn-12.5Cd) を選択した。

参考文献

- (1) G. Ries: IEEE Trans. on Magn., MAG-13, 524 (1977)
- (2) D. Ito: Proc. ICEC 9, 531 (1982)
- (3) 宮本郁生他: 低温工学, VOL. 21, 9 (1986)

- (4) Y. B. Kim, et al.: Phys. Rev., Vol. 139, A1163 (1965)
- (5) 大西利只: 「パルス超電導マグネットの安定性に関する研究」 博士論文 (1980)
- (6) M. N. Wilson: "Superconducting Magnets", Clarendon Press Oxford, 133-135, (1983)
- (7) P. S. Swartz and C. P. Bean: J. Appl. Phys., Vol. 39, 4991 (1968)
- (8) S. L. Wipf and M. S. Lubell: Phys. Lett., Vol. 16, 103 (1965)
- (9) K. Shiiki and M. Kudo: J. Appl. Phys., Vol. 45, 4071 (1974)
- (10) F. Irie, et al.: IEEE Trans. on Magn., MAG-13, 530 (1977)
- (11) R. Hancox: Phys. Lett., Vol. 16, 208 (1965)
- (12) K. Yamafuji, et al.: J. Phys. Soc. Japan, Vol. 26, 315 (1969)
- (13) M. N. Wilson: "Superconducting Magnets", Clarendon Press Oxford, 143-156, (1983)
- (14) 荻原宏康: 「応用超電導」 日刊工業新聞社 (1986) 3.2.1項
- (15) 福本将彦: 「超電導導体における応力/歪効果と安定性」 博士論文 (1986)
- (16) M. N. Wilson: "Superconducting Magnets", Clarendon Press Oxford, 314-315, (1983)
- (17) 「低温工学ハンドブック」 内田老鶴圃新社 617 (1982)
- (18) 「大学課程 電気材料」 オーム社 215-217 (1981)
- (19) 「超伝導材料データブック」 日本電子工業振興協会 85-104 (1984)
- (20) 松下照男他: 低温工学 Vol. 20, 136 (1985)
- (21) 松下照男他: 低温工学 Vol. 20, 311 (1985)

第3章 円筒状磁気シールドによる 縦磁場遮蔽

3.1 緒言

第2章において、極細多心線材を超伝導性を示すハンダ材料で電氣的に接合することで磁氣的な安定性の高い磁気シールドの製作が可能であることを示唆した。以下ではこのことを実証するために模擬試料（テストシールド）を製作し、実用のための問題点を抽出する。現在まで超伝導線材を用いた磁気シールドが製作された例は数件しかない^(1,2)。そのため、まだ多くの問題点が残されていることは否めない。予想される最も重大な課題は、線材の配向である。単一の超伝導体で製作された磁気シールドは遮蔽電流を任意の方向に流すことができる。しかし、線材には遮蔽電流の流れが長手方向に限定されるため、シールドの形状、磁場の方向に従って、遮蔽電流の流れを模擬し、線材を配向させることが必要となる。これは、磁場の方向が定まっていない環境で使用する場合は大きな障害となるが、加速器への応用を考えた場合は、予め決められた磁場環境で使用されるため、線材の最適配向が決定できる。本研究では、形状（円筒状または板状）、磁場の方向（縦磁場または横磁場）によって分類し、それぞれの場合について線材の配向方法を検討する。まず本章で取り扱うのは、円筒状のシールドに軸に平行の磁場（縦磁場）を印加した場合である。この時に誘起される遮蔽電流はその面が軸に垂直な円形電流である。従って線材を円筒にソレノイド巻きすると遮蔽電流の経路を模擬できる。線材の電氣的接合は、このコイル全体をハンダ材で含浸することにより、確保できるであろう。この考えに基づき、TLタイプ（Tube in Longitudinal field）と呼ばれる小型のテストシールドを試作し、実験、解析により、次の点について検討を加えた。

- (1) 遮蔽空間が得られるか。
- (2) 動的安定化が有効に働いているか。
- (3) 線材の電氣的接続を確保でき、遮蔽電流の減衰が抑えられるか。
- (4) 大型化が可能か。

試作したテストシールドは合計4個であり、まず3.2節ではPbSnハンダを接合材料としたテストシールドTL-1により、線材を用いて磁気シールドの製作が可能であることを実証すると共に、低抵抗の接合材料の必要性を指摘した。3.3節では、接合材料を超伝導性を示すウッドメタルに置き換えたテストシールド

TL-2およびTL-3を試作し、遮蔽電流減衰の抑制が可能であることを確認した。さらに、3.4節では、テストシールドTL-4に超伝導破壊を観測するまで磁場を印加し、2Tの定常磁場遮蔽が可能であることを確認した。また実験結果をもとに解析を行い、磁気シールドの大型化の可能性、最適設計の方法を検討する。

3.2 PbSnハンダ含浸磁気シールド (テストシールドTL-1)

3.2.1 はじめに

超伝導線材を用いて磁気シールドの製作が可能であることを立証するため、ソレノイドコイルを最も一般的なハンダ材料であるPbSn合金で含浸した構造のシールド(テストシールドTL-1)を試作し、縦磁場を印加した。遮蔽性能と伴に超伝導線材を用いた主たる目的である磁気安定性の改善を確認する。また接合材料の抵抗が遮蔽性能に与える影響を調べた。まず先にPbSnハンダを使用した理由は、抵抗と電流減衰の関係を明確にするためである。

3.2.2 テストシールド製作と実験方法

超伝導線材には、0.5mm径のNb-Ti-Zr-Ta複合多心線材線を用いた。試料として製作した円筒状シールド(テストシールドTL-1)の模式図を図3.2-1に示す。このシールドは、3層からなり、内径14.5mm、長さ32mmのベークライトのボビンに内側から1層目と3層目は、50層ずつ螺旋に線材を巻き、2層目の中間層には、軸に平行に配置した。この平行に配置された線材は横磁場に対してもシールド効果が得られることを期待して取り付けしたが第4章で述べるように結果的には効果を示さなかった。巻き付けられた線材を40Pb-60Snハンダで完全に含浸した。

超伝導パルス電磁石(GEMINI-II)の上部にシールドを軸が同じになるように取り付け、実験を行なった。シールドと電磁石の位置関係を図3.2-2に示す。超伝導パルス電磁石は、表3.2-1に示す仕様を持つ。内径20mmのボアを持ち、中心で6.5Tを1秒で励磁、減磁することができる。しかし、本研究では電源の容量(300A, 40V)から、3Tまでの磁場で使用した。実験では、4.2Kの液体He中での電磁石軸上の磁場分布を、磁気センサーを用いて測定した。磁気センサーは50 μ m角のホール素子を持ち、測定範囲が

表 3. 2 - 1 超伝導パルスマグネット (GEMINI-II) の仕様

Coil		Conductor	
Inner diameter (mm)	30	Conductor size (mm)	1.0x1.6
Outer Diameter (mm)	75.5	Number of filaments	180
Length (mm)	60	Filament diameter (μm)	57
Number of turns	662	Copper/SC ratio	1.8
Coil constant (T/A)	1.045×10^{-2}		
Inductance (mH)	10.8		

4. 2 Kで1 m Tから7 T、測定精度が2%のものである。電磁石、およびシールドの作る磁場は、軸上では、その対称性から軸方向成分しか持たない。従ってホール素子の向きは固定とし、磁場の軸方向成分のみを測定した。以下の実験結果に関しても、特に言及しなければ軸方向成分の磁場を意味するものである。図3. 2 - 3に印加磁場の時間変化を示す。定常磁場印加時には、10秒で最大磁場に達し、その後 T_h の時間保持された。またパルス磁場は、三角波状であり、掃引時間は T_r である。試料にはマンガン線線のヒーターが巻かれており、強制的に試料の超伝導性を破壊させるときに用いた。印加磁場は、試料を常伝導に転移させた状態で測定し、計算結果と等しいことを確かめた。

3. 2. 3 シールドおよびトラップ特性

図3. 2 - 4は、シールドの軸上の磁場分布を示す。3. 2. 5項で述べるように、このシールドは後で述べるように電流減衰による磁場変化があるため、測定は10秒の掃引時間で最大磁場に達した直後に行った。横軸は電磁石中心からの距離を示す。破線は、電磁石自身の発生する磁場分布である。中心で約3 T、試料には最大1 Tの磁場が印加される。○印は、磁場印加時にシールドが動作している時の分布である。シールド内部(以下、中空部を内部と呼ぶ)に、低磁場(磁場測定器の測定範囲以下の磁場)を有する領域(横軸5~6 cm)が観測された。これにより、超伝導線材を用いて磁気シールドの製作が可能であることが確認された。断熱安定化理論ではNbTiの B_{fj} は4. 2 Kで約0. 27 Tと計算さ

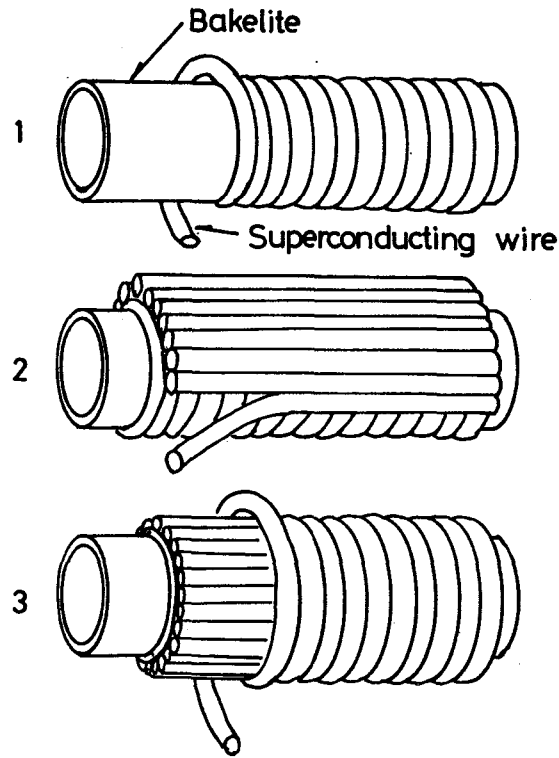


図3. 2-1 テストシールドTL-1の模式図

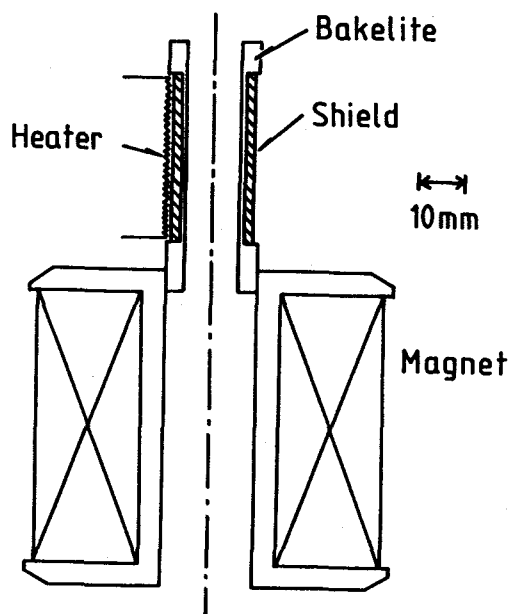


図3. 2-2 実験配置 (テストシールド TL-1 と超伝導電磁石)

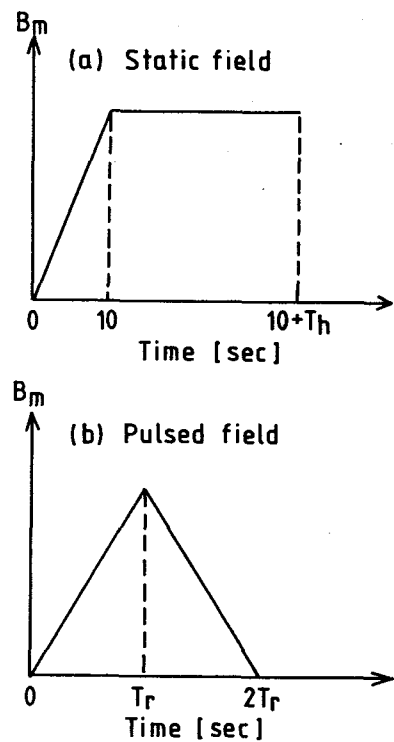


図3. 2-3 印加磁場の形状
(a) 定常磁場
(b) パルス磁場

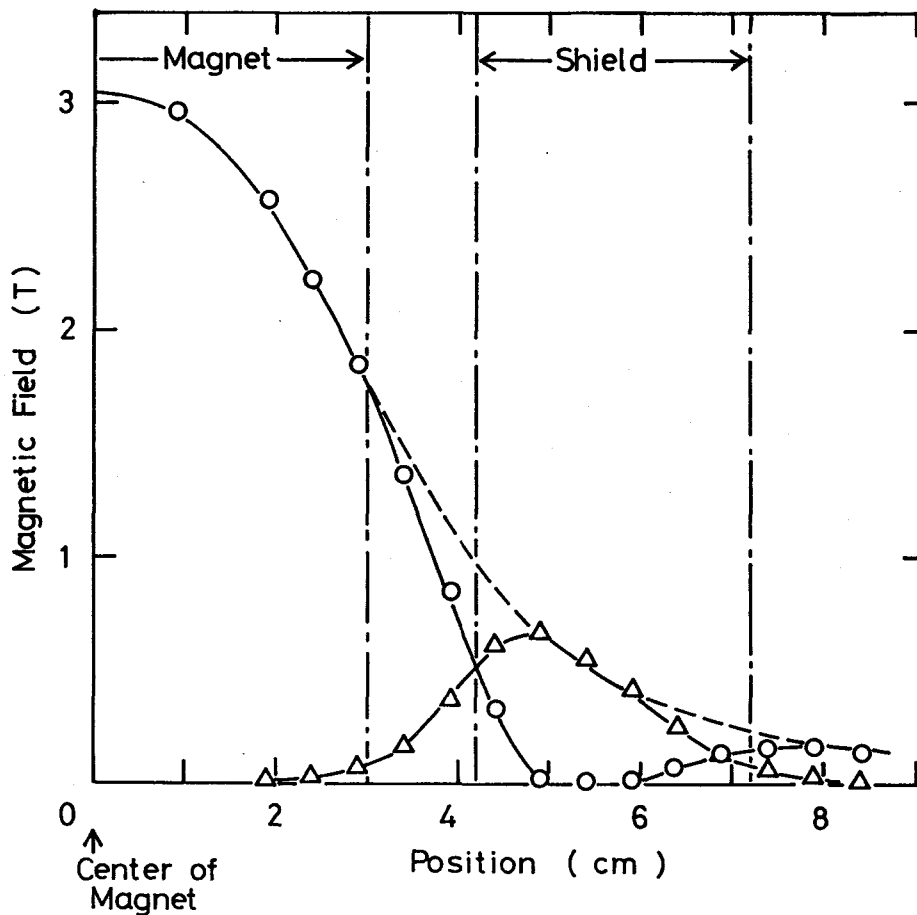


図3. 2-4 軸上の磁場分布 (破線: マグネットの作る磁場 ○印: シールド時 △: トラップ時)

れた (図2. 2-2)。この実験ではこの値以上の磁場が磁束跳躍を起こすことなく遮蔽されており、動的安定化の効果が確認されたことになる。△印は、シールドに磁場を印加し、ヒーターによって超伝導を破壊した後、減磁した時の分布を示している。上記の遮蔽空間に相当する領域では、減磁した後でも印加した磁場分布を保持しており、磁気トラップの性能も有することが分かった。

これらの結果より、ソレノイドコイルをハンダで含浸した磁気シールドが良好なシールド性能を有すること確認できた。さらには、磁場印加時にシールドの超伝導性を破壊した後、減磁することにより、シールド内部に磁場を保持 (トラップ) できることが確認された。また印加磁場に勾配があるにもかかわらず、シールド動作時の内部での磁場分布は負の値を示さず、トラップ時には、印加磁場を模写した分布になっている。このような性能は、両端を接続しただけのエンドレスコイルでは得られず、このシールド内部のシールド電流が印加磁場の分布に追随して流れていることを意味する⁽²⁾。つまりシールド電流はハンダおよび線材中の

安定化銅といった常伝導体を介して超伝導体から超伝導体へと分流し、最適な電流分布を形成していると考えられる。PbSnハンダは、この実験条件では常伝導体と考えてよい。一方、抵抗体を電流が流れているとなると、これらの部分ではジュール発熱が起こっているはずである。この発熱によりシールドが常伝導転移することが予想されるが、実験では常伝導転移による磁束の侵入は観測されなかった。オーミックな発熱は安定性に影響ないほど小さいことが予想される。これについては次項で考察する。シールドされた磁場（図中○印）とトラップされた磁場（図中△印）を比較すると、この2種類の磁場の和が印加磁場に良く一致していることが分かる。シールド性能とトラップ性能は個別に独立したものでなく、一方を有すればもう一方も同時に有すると考えて良いと言える。以後の研究では、トラップ性能についても実験を行っていったが、シールド特性から予想されない特別な結果が得られない限り、シールド性能についてのみ検討してゆく。

3. 2. 4 常伝導材料におけるジュール発熱と温度上昇

実験結果より、常伝導領域での発熱が安定性に影響ないほど小さいことが示唆された。ここではこの領域でのジュール熱を概算し、このことを確認する。ジュール発熱が起こるのは、線材中の銅と線材間のハンダである。銅の比抵抗が液体He中で $3 \times 10^{-10} \Omega \cdot m^{(3)}$ であるのに対し、40Pb-60Snは $3 \times 10^{-9} \Omega \cdot m^{(4)}$ と一桁大きい。従ってここでは銅部での発熱を無視する。電流の収支からハンダを流れる電流密度は近似的に(2. 3-1)式の接続長さをコイル1ターン間の長さとして得られる。つまり、線径、コイル径をそれぞれd、Dとすると

$$J = I / \pi d D \quad (3. 2-1)$$

となる。TL-1に使用した線材の臨界電流値は、1 Tにおいて600 Aである。従って(3. 2-1)式より、Jを求めると $3.8 \times 10^7 A/m^2$ となり、発熱密度 ρJ^2 は $4.3 \times 10^6 W/m^3$ と概算される。定常状態での試料の温度は、温度勾配が小さいと仮定すると、冷媒である液体Heへの熱伝達で決定される。液体への熱流束は(発熱密度) × (ハンダ部の体積) / (冷却面積)で計算され、 $1.9 \times 10^3 W/m^2$ となった。液体Heの沸騰熱伝達曲線より、これは約0.2 Kの温度上昇に相当する。この温度上昇に ΔT による J_c の減少率を $\Delta T / (T_c - 4. 2)$ で求めると、4%程度の小さな値となる。一方安定性に関しては、ジュール発熱が定常的な発熱であれば、試料の温度を上昇させるだけで直接磁束跳躍の原因にはならないであろう。さらに断熱安定化理論では図2. 2-2に示さ

れるように、この温度範囲では、温度上昇に伴って B_{fj} が増加し、磁束跳躍が起き難くなる。このように TL-1 についてジュール発熱が与える影響を考えると、実験結果同様、安定性に影響を与えるほど大きなものでないことが分かった。しかし、より大型のシールドを考えると、ハンダ部の体積に対し、冷却面積が小さくなる可能性が高く、巻線部の温度勾配も考慮しなければならない。液体 He の限界熱流速が $1 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ 以下⁽⁵⁾であることを考えると、熱流束にさほど余裕のないことは明白である。大型のシールドではより低抵抗の接合材料を用いるのが望ましい。

3. 2. 5 定常磁場下での遮蔽電流減衰と磁場侵入

遮蔽電流は抵抗を持つハンダを介して流れているため、時間と共に指数関数的に減衰すると考えられる。図 3. 2-5 は、シールド内部に磁場をトラップ（中心で 0.237 T ）した状態で磁場を印加した時の中心位置での磁場の時間変化である。初めに 0.06 T 印加したところ、トラップされた磁場が減少した。これは明らかに抵抗成分によりシールド電流が減衰していることを示している。次

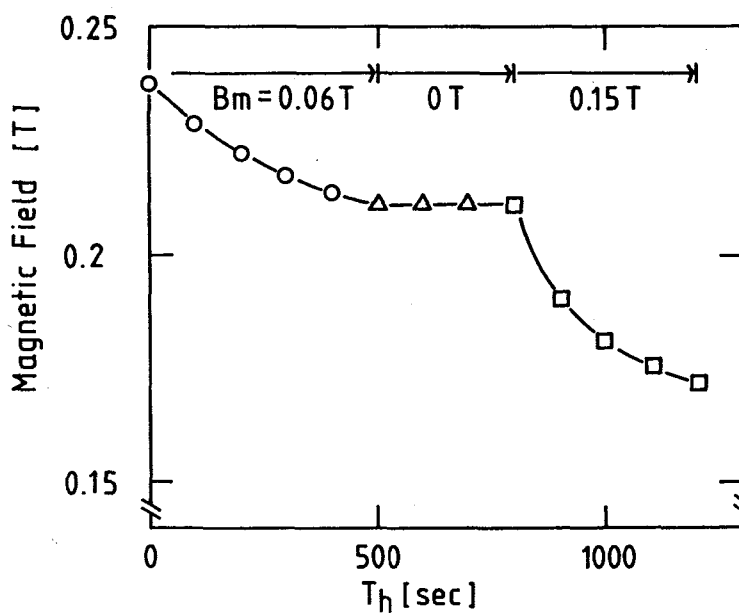


図 3. 2-5 0.24 T トラップ後の中心磁場の時間変化

に印加磁場を0にすると、減衰が止まった。これはハンダが超伝導に転移したためであろう。更に0.15 T印加したが、0.06 T印加時より急速に減衰した。PbSnの B_{c2} が0.3 T⁽⁴⁾であるため、0.06 T印加時にはまだ一部のハンダが超伝導であり、0.15 T印加で大部分のハンダが常伝導に転移したものと考えられる。電流が0にまで減衰した時の内部磁場は印加磁場とほぼ等しくなるはずであるから、電流減衰の時定数は、内部磁場と印加磁場の差の減衰から求めることができる。0.15 T印加時の時定数は 4.3×10^2 秒であった。電流減衰の時定数はその磁気シールドの使用条件にもよるが、1週間の連続使用を考えると 1×10^6 秒以上の値が必要となる。抵抗成分をさらに $1/10^4$ に減少させるためには、接合材料が超伝導性を示すことが不可欠である。

3. 2. 6 パルス磁場下での安定性

動的な安定化が作用していることを確認するためには変動磁場下での安定性を調べる必要がある。TL-1にパルス磁場（シールド中心で最大0.45 T）を印加したところ、磁場の掃引時間が1秒であっても磁束跳躍が起こらなかった。従って、このシールドは、パルス磁場に対しても高い安定性を持つと言える。そこで、強制的に安定性を減少させるためシールドをヒーターで常伝導転移しない程度に過熱した状態（試料の温度上昇は表面で約1 K）で、パルス磁場に対する安定性を調べた。図3.2-6および図3.2-7は、磁場掃引時間（ T_r ）を変えたときの実験データである。試料中心における印加磁場と測定磁場の関係を示した。図3.2-6からは、印加磁場上昇時に磁束跳躍が起こり、磁場がシールド内部に急激に侵入する現象が観測された。掃引速度を増すと、磁束跳躍の起こる印加磁場は減少した。安定性は、印加磁場の変化の方向にも依存した。この効果は、図3.2-7の実験結果から分かる。また磁場をヒーターによる常伝導転移によって、あらかじめシールド内にトラップした。これは図3.2-4の△印で示された状態である。磁場上昇時には磁束跳躍は観測されなかったが、下降時に観測された。このような不安定性の特徴は、流れている電流量が磁場掃引の方向に関係無いとすると、ハンダ等の常伝導材におけるジュール熱によるものでは説明できない^(6,7)。それゆえこの磁束跳躍は明らかに磁氣的な不安定性によるものと考えらる。また掃引速度に依存することから、明らかに複合多心線材を用いたことによる動的な安定化が作用していることを示している⁽⁸⁾。

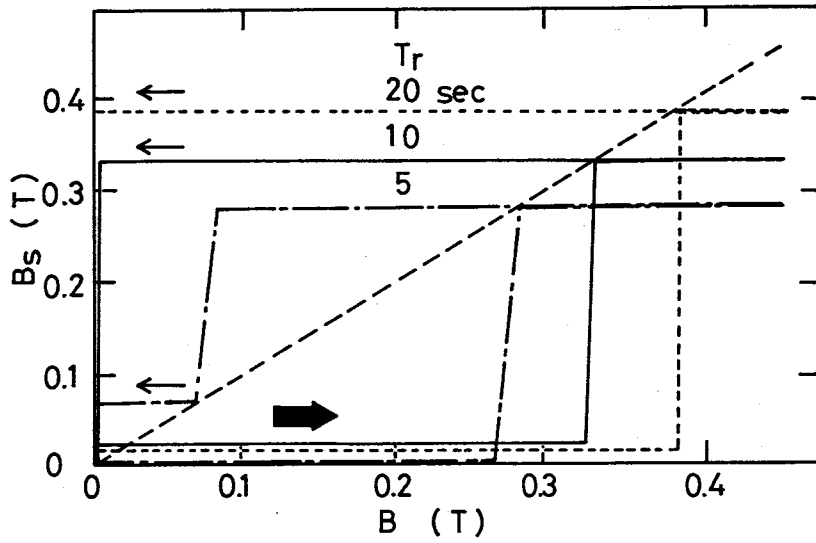


図 3. 2 - 6 パルス磁場印加時の印加磁場と測定磁場の関係 (安定性を劣化させるためにヒーターで加熱している。)

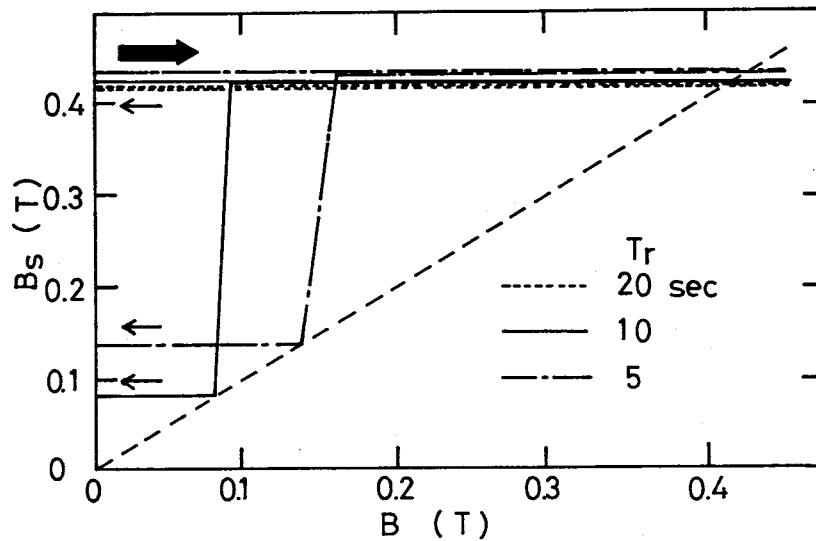


図 3. 2 - 7 パルス磁場印加時の印加磁場と測定磁場の関係 (安定性を劣化させるためにヒーターで加熱している。実験は予め磁場をトラップした状態から開始した。)

3. 2. 7 まとめ

本節の結論としては次の4点となる。

(1) 超伝導線材をソレノイド巻し、PbSnハンダで含浸した構造の円筒状シールドを試作し、勾配を持つ縦磁場の遮蔽に成功した。この時シールドに印加された最大磁場は1 Tであった。

(2) このシールドは一度与えた磁場をトラップすることも可能である。さらに印加磁場の形状を模写することにも成功した。

(3) このシールドはパルス磁場に対して高い安定性を持つことを確認した。これは複合多心線材を用いたことにより、動的な安定性に優れていることを意味する。

(4) 定常磁場を遮蔽するためには、線材間を超伝導的に接続する必要がある。

3. 3 ウッドメタル含浸磁気シールド (テストシールド TL-2, TL-3)

3. 3. 1 はじめに

3. 2節でPbSnハンダを接合材料としたシールドを試作し、定常磁場での電流減衰を抑えるためには超伝導性を示す接合材料が不可欠であることを確認した。そこで本節では、既に2章の構造材料の選択で超伝導性が確認されているウッドメタルを接合材料に使用し、シールド TL-1 とほぼ同じ形状のシールド (TL-2、TL-3) を試作した。また実験条件も同一とし、定常及びパルス磁場下での性能を比較検討する。

3. 3. 2 試料および実験

超伝導線材には、0.5 mm径のNbTiZrTa複合多心線材を用いた。線材を、内径16.8 mm、長さ28 mmのベークライトのボビンに2層 (TL-2) または4層 (TL-3)、螺旋状に巻き付けた。各層は、それぞれ50ターンから成る。巻き付けられた線材をウッドメタルで完全に含浸した。できあがった試料は、超伝導パルス電磁石 (GEMINI-II) の上部にシールド試料を軸が同じになるように取り付け、実験を行なった。シールドと電磁石の位置関係を図3.3-1に示す。実験方法は、テストシールド TL-1 を用いた実験 (3.

2 節参照) とほぼ同じであるが、特に定常磁場での磁場侵入は、30 分以上磁場を保持して測定した。

3. 3. 3 定常磁場下での電流減衰と磁場侵入

図 3. 3 - 2 にシールド TL - 2 に定常磁場を印加した時の中心で測定された磁場の時間変化を示す。0. 1 T の印加に対しては 2000 秒間、1 m T 以上の磁場侵入は観測されなかった。これは、ウッドメタルが超伝導性を示し、シールドの時定数が増大していることを示している。時定数を正確に計算することは出来ないが、最低でも 2.0×10^5 秒あることになる。つまり 1 週間の使用も不可能でないことが分かった。しかし、0. 17 T 以上の磁場を印加した場合は、時間と共に磁場が侵入した。これは、印加磁場が増加するにつれ、シールド電流が増加し、ウッドメタルを流れる電流密度が、その臨界値を超えたためと考えられる。それぞれの実験について時定数を計算した結果が表 3. 3 - 1 である。印加磁場の増加に伴い、時定数が減少し、0. 48 T の印加ではシールド TL - 1 の時定数に近い値となった。さらに 0. 48 T トラップした状態での時定数も求めたが、シールド時の値とほぼ同じであった。ここでもトラップとシールドが同じ性質を持つことが分かった。

図 3. 3 - 3 には、シールド TL - 3 についての磁束侵入の様子を示す。このシールドについては、0. 48 T の磁場印加に対しても、1800 秒間、1 m T 以上の磁場侵入は観測されなかった (遮蔽効率は 99. 8% 以上)。またこれは 8.6×10^5 秒以上の時定数を持つことに相当する。層数の増加により、ウッドメタルを流れる電流密度が減ったため高磁場においても超伝導性が破壊しなかったものと考えられる。このように層数を増すことにより、より高い磁場 (定常磁場) が遮蔽できるものと期待される。

図 3. 3 - 4 には、TL - 3 に中心で 0. 48 T 印加した時の Z 軸上の磁場分布を示す。横軸 z が -14 から +14 の間は、シールドの内部にある。破線は

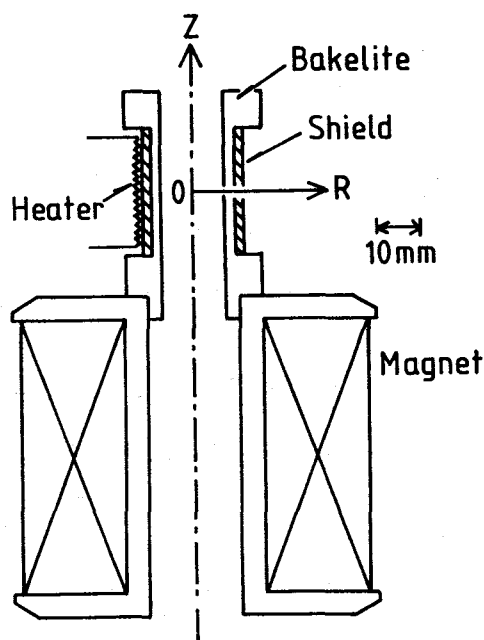


図 3. 3 - 1 実験配置 (テストシールド TL - 2、TL - 3 と超伝導パルス電磁石)

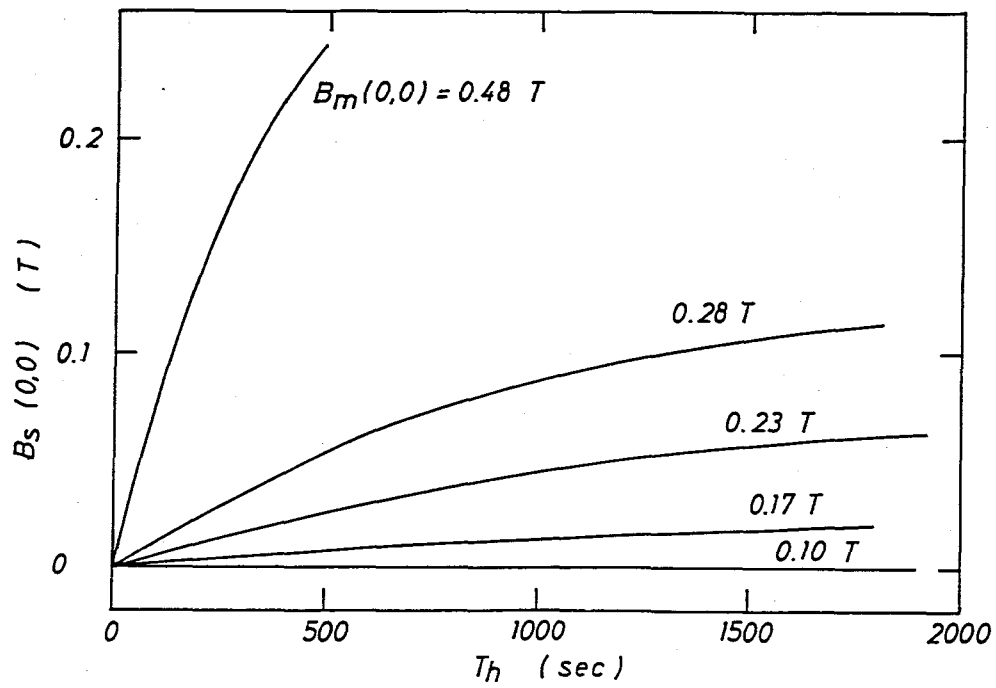


図 3. 3 - 2 定常磁場印加時の中心磁場の時間変化 (TL - 2)

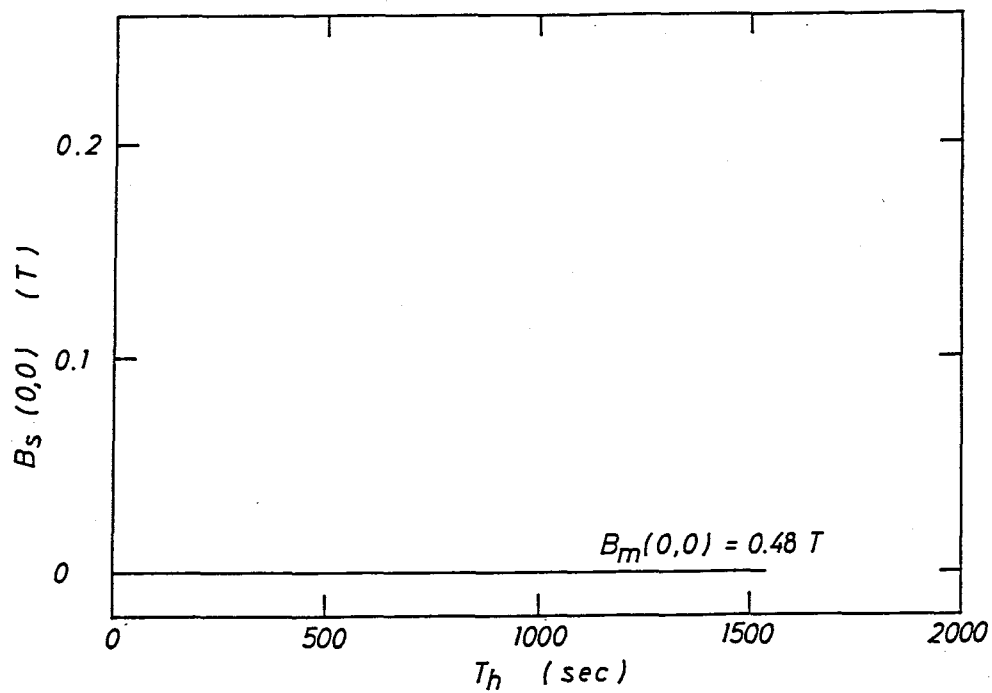


図 3. 3 - 3 定常磁場印加時の中心磁場の時間変化 (TL - 3)

表 3. 3 - 1 テストシールド TL - 3 の印加磁場と電流減衰時定数との関係

シールド (S) トラップ (T)	印加磁場 (T)	電流減衰時定数 (秒)
S	0. 1 0	$2. 0 \times 10^5$ 以上
S	0. 1 7	$1. 6 \times 10^4$
S	0. 2 3	$5. 2 \times 10^3$
S	0. 2 8	$3. 4 \times 10^3$
S	0. 4 8	$8. 4 \times 10^2$
T	0. 4 8	$8. 9 \times 10^2$

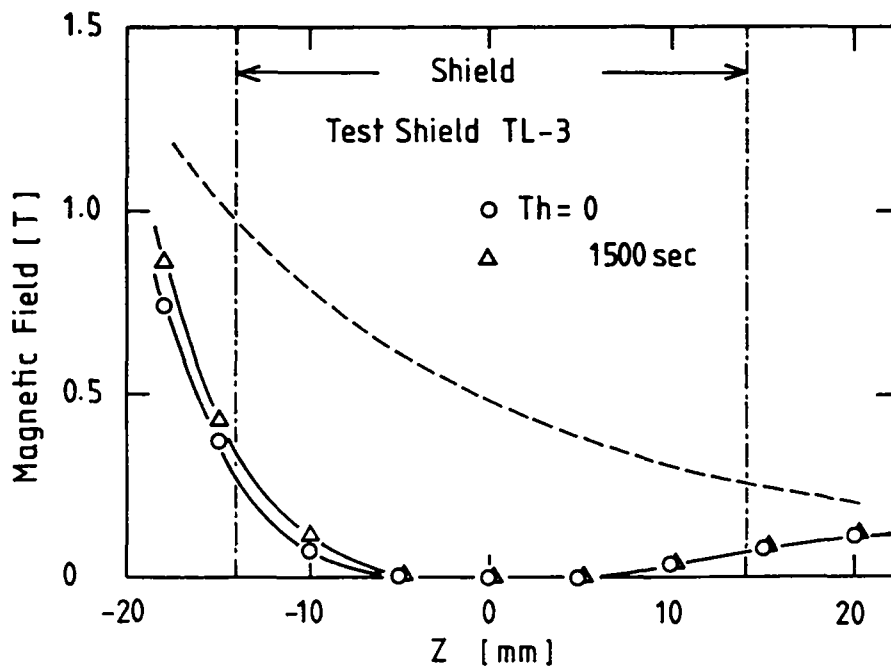


図 3. 3 - 4 Z 軸上の磁場分布 (破線は印加磁場、○印は磁場印加直後、△印は 1 5 0 0 秒経過後の分布を示す。)

シールドがない時の磁場分布である。TL-1の結果同様、シールド内部には磁場が有効に遮蔽されている空間が存在することを確認できる。1500秒間磁場を保持した後にも同様に磁場分布を測定した。図3.3-4にその結果を同時に示したが、高磁場側の端部で若干の磁場侵入が見られる。従ってウッドメタルの超伝導性は完全ではなく、磁束の集中する端部ではやはり常伝導転移している領域が存在することを示唆している。ウッドメタルが常伝導転移した領域では、遮蔽電流が減衰し、内部への磁束侵入を許す。しかし、一定量の磁束が侵入すると、端部での磁束侵入が緩和され、全体が超伝導状態に復帰することが予想される。次項では、この端部でのウッドメタルの常伝導転移と、巻線部の遮蔽電流の振舞いを解析により、明確にしてゆく。

3.3.4 シールド巻線部の電流分布及び磁場分布計算

超伝導体を流れる遮蔽電流は、磁場印加に対し、外周から流れ始める。またその電流密度は超伝導体の臨界電流密度である。実験で使用した試料についても、同様の現象でシールド電流が流れていると考えられる。ここでは、この仮定に基づき、TL-3について遮蔽電流の分布とシールド中心軸（Z軸）上の磁場分布の計算を試み、実験結果との比較を行なった。

まず遮蔽電流の密度が一定であり、電流がシールド全体に均一に流れていると仮定した場合のZ軸上の磁場分布を求める。印加磁場をシールド中心で0.48 Tの時の分布（図3.3-4破線）とし、遮蔽電流の密度を中心の磁場が零になるように電流密度を決定した。計算結果を図3.3-5に実験結果と伴に示す。◇印（仮定1）が計算の結果、○印が実験結果（図3.3-4における $T_r = 1500$ 秒のデータ）である。計算で求められた分布では、磁場が零の領域が存在せず、低磁場側では、逆に負の磁場が作られた。このことから明らかにシールド巻線部の電流密度分布が一様でないことが分かる。コイルの両端を接続しただけのエンドレス型の磁気シールドでは、この計算結果に近い挙動を示している(2)。

次にシールド電流が外周から流れ始め、その電流密度がシールドの臨界電流密度であると仮定し、計算を行なった。電流が流れる領域は、Z軸上の磁場が、どの場所でも最も小さくなるように決定された。ここでシールドの臨界電流密度、 J_c はNbTiの臨界電流密度、 $J_{c,NbTi}$ で決定され、NbTiの断面占積率を α とすると、

$$J_c = \alpha J_{c,NbTi} \quad (3.3-1)$$

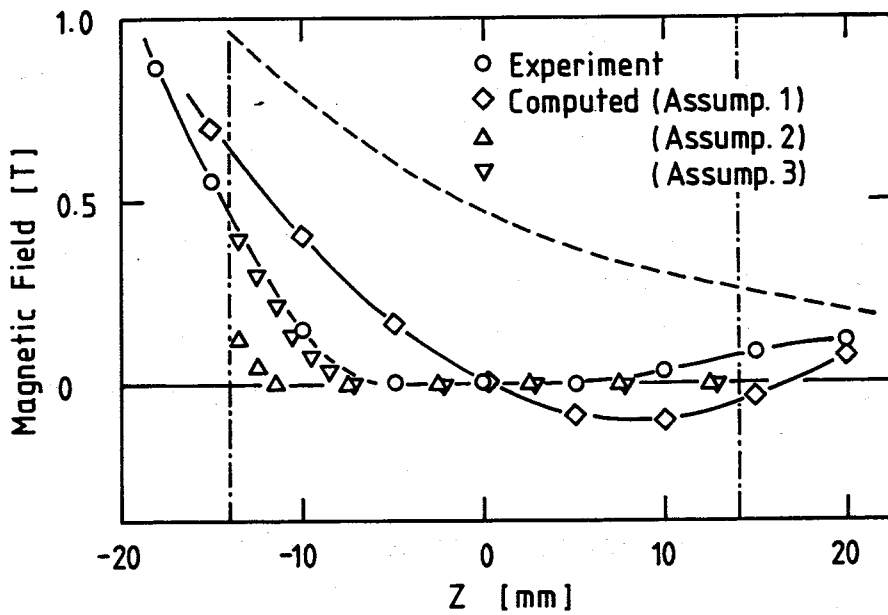


図 3. 3 - 5 Z 軸上の磁場分布についての実験結果と計算結果の比較

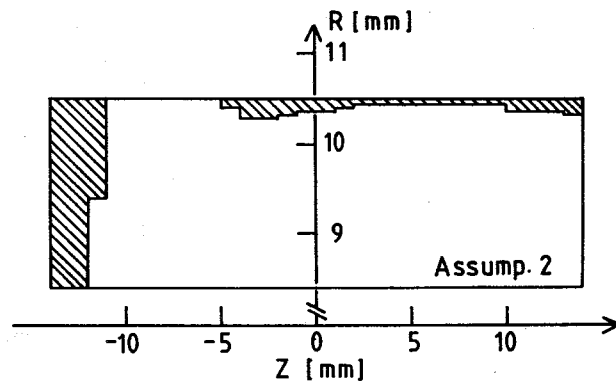


図 3. 3 - 6 巻線部において遮蔽電流の流れている領域 (仮定 2 を用いて計算)

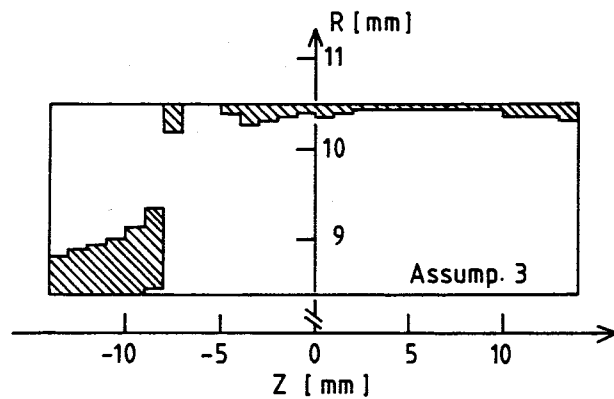


図 3. 3 - 7 巻線部において遮蔽電流の流れている領域 (仮定 3 を用いて計算)

であるとした。つまり、分流してウッドメタルを流れる電流の密度は、臨界値に達していないという仮定が含まれる。 $J_{c, NbTi}$ は磁場の関数であり、シールド巻線部の磁場分布（印加磁場とシールド自身の作る磁場の和）に応じて、実際には分布を持つが、計算では印加磁場での $J_{c, NbTi}$ の値を用いた。つまり、Z方向には印加磁場の勾配により分布を持つが、径方向には一様な電流密度とした。得られた結果を図3. 3-5の△印（仮定2）として示す。前の計算と異なり、負の磁場ができないことが分かる。また磁場が0の領域ができ、実験結果と同様の傾向が得られた。しかし、この領域の大きさが異なり、まだ用いた仮定が実際と一致しないことが分かる。これは、ウッドメタルを流れる電流を考慮しなかったためと考えられる。シールド巻線部の磁場を計算すると最高で2.5 Tを越えることが分かった。この磁場では、ウッドメタルの超伝導性は破壊しており、電流の減衰を考えなければならない。図3. 3-6には、シールド巻線部で電流の流れている領域を図示した。電流の流れている領域は、ほとんどが試料の端部に集中しており、全体をみても試料の1/20程度しか電流が流れていないことが分かる。

次に行った計算では、ウッドメタルの超伝導破壊に伴う電流の減衰を模擬するため、シールド巻線部の磁場を計算し、ウッドメタルの B_{c2} （ここでは1.6 Tとした）を超える領域の電流密度を0とした。（仮定2）において最も磁場の集中する領域は、磁石に近い側の端部（ $Z = -14$ mmの位置）のうち、最も外層側である。この部分では、2.5 Tを越える磁場が巻線部に印加される。遮蔽電流の減衰の効果を導入すると、電流分布は図3. 3-7に示すように変化した。Z軸上の磁場分布は図3. 3-5の▽印（仮定3）で示した。磁場分布は実験結果とよく一致しており、この仮定が一見妥当であるように思われる。しかし、この仮定だけでは、次節のテストシールドTL-4を用いた実験結果を説明することができなくなる。これについては次節で詳細に述べるが、ウッドメタルの超伝導性がシールド全体にわたって完全でないことは明かであり、ウッドメタルの B_{c2} がより高ければ、実験結果は（仮定2）の計算結果に近いものになると予想される。

以上の計算結果から、超伝導性を示す低融点合金で含浸したシールドでは、印加磁場が含浸材の B_{c2} に至らなくても端部での磁場の増幅により含浸材が超伝導破壊を起こし、シールド性能に影響を及ぼすことが分かった。逆に磁場増幅率が円筒状の試料では最も大きい場所で2~3であるため、印加磁場が含浸材の B_{c2} の1/2~1/3ならば含浸材の影響を受けないと考えられる。更に高磁場の遮蔽を行うためには、 B_{c2} のより高い低融点合金の開発が望まれる。一方、電流分布の計算からは、シールド巻線部での電流の流れている領域がごく一部である

ことが分かった。これは実験で使用した試料は厚さが一定の円筒状であったが、形状を工夫すればさらに軽量化が計れることを示唆している。またその最適化を計る上で電流分布の計算手法が重要な課題であるとも言える。

3. 3. 5 パルス磁場下での安定性

図3. 3-8、図3. 3-9はそれぞれシールドTL-2、TL-3にパルス磁場（シールド中心で最大0.48 T）を印加した時の試料中心における印加磁場と測定磁場の関係である。TL-2は掃引時間が9秒以下で、TL-3は6秒以下で磁束跳躍が観測された。3. 2. 6項で述べたようにTL-1は掃引時間1秒においても磁束跳躍が観測されなかった。含浸材が超伝導性を示すことにより、安定性が劣化したことになる。ここでジュール発熱が磁束跳躍の直接の原因であるとする、含浸材が超伝導であることによる安定性の劣化は説明できない。従ってこの磁束跳躍に磁氣的な不安定性が関係している可能性が高い。含浸材が超伝導になることにより、全体として一体の超伝導体に近くなるため不安定性が増すと考えると矛盾なく説明できる。第2の可能性としては、含浸材の熱伝導率の違いが考えられる。4 KにおけるPbSnの熱伝導率が $0.2 \text{ W/cm}\cdot\text{K}$ であるのに対し、ウッドメタルは $0.04 \text{ W/cm}\cdot\text{K}$ と $1/5$ である。このため熱の逃げが悪化していると考えられるが、PbSnの方が発熱量が大きいことを考慮すると、このことが安定性を大きく劣化させる原因となる可能性は小さい。一方、TL-2とTL-3を比較すると、TL-3の方が安定である。この違いは定常磁場での実験でも明らかのように、TL-2の方がウッドメタルの超伝導破壊している度合いが大きく、ジュール発熱が大きいためと考えられる。従って、パルス磁場下での磁束跳躍は、主に磁氣的不安定性によるものと考えられるが、ジュール発熱の影響についても無視できないことが分かった。

TL-3は、端部における印加磁場掃引速度が 0.2 T/sec 以上で磁束跳躍を起こした。過去の研究でこのような速い掃引速度で安定性を調べた例が無く、線材を用いたことによる有利性は議論できない。しかし工学的に見ると、加速器でこの程度のパルス磁場を使用することは少なく、問題は無いと考えられる。

3. 3. 6 まとめ

本節の結論としては次の3点となる。

(1) 超伝導性を示す低融点金属を用いて線材を接続することにより、定常磁場

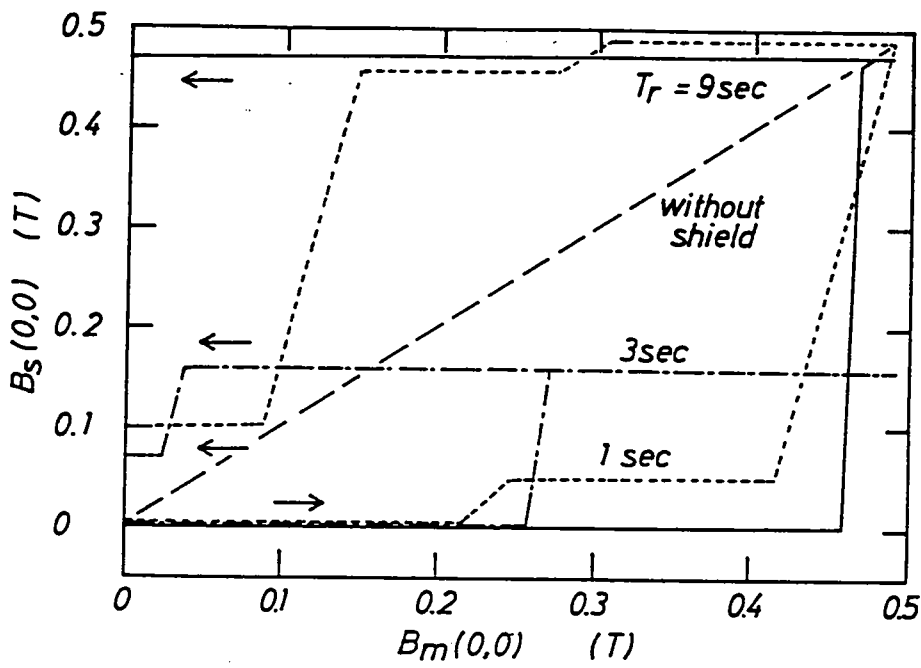


図 3. 3 - 8 パルス磁場印加時の印加磁場と測定磁場の関係 (T L - 2)

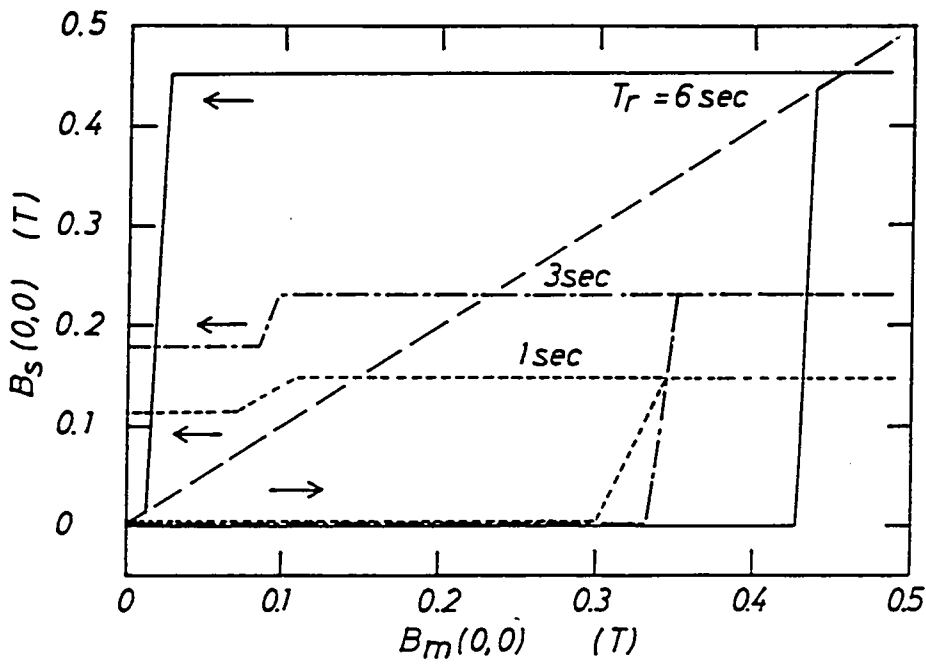


図 3. 3 - 9 パルス磁場印加時の印加磁場と測定磁場の関係 (T L - 3)

が遮蔽可能であることが示唆された。この方法により、1週間以上連続使用可能なシールドの製作が可能と予想される。

(2) 円筒状磁気シールドに縦磁場を印加すると、端部に外部磁場の2～3倍の磁場が印加される。これにより、含浸材の超伝導性が予想以上に低い外部磁場より破壊を起こした。今後さらに高磁場の遮蔽を行うためには、より B_{c2} の高い含浸材を用いる必要がある。

(3) シールド巻線部で電流の流れている領域は限られている。従って、シールド巻線部の電流分布を知ることにより、さらに軽量化を計ることができる。

(4) 超伝導含浸材を用いたため、パルス磁場に対する安定性が減少した。しかしこれは実用上、問題の無い程度であった。

3. 4 高磁場の遮蔽と大型化

3. 4. 1 はじめに

3. 3節の実験では、外部電磁石(GEMINI-II)の性能限界から、シールドが、定常に近い磁場変化で磁束跳躍を起こすほどの高磁場を印加することができなかった。本章では内径110mmのボアを有する超伝導電磁石(MASA)の中心にシールドを固定し、2Tを超える高磁場におけるシールドの挙動を調べた。テストシールド(TL-4)はTL-3よりさらに層数を増し、8層とした。

3. 4. 2 試料(テストシールドTL-4)と実験方法

0.5mm径のNbTiZrTa線材を内径17mmのベークライトボビンに8層巻き付け、ウッドメタルで完全に含浸した。最終寸法は外径26mm、長さ46mmとした。シールドを超伝導電磁石(MASA)の中心に取り付け、長手方向にほぼ均一な磁場を印加した。シールドと電磁石の位置関係を図3.4-1に示す。印加磁場の実際の分布は図3.4-3に破線で示した通りである。超伝導電磁石(MASA)は表3.4-1に示す仕様を持つ。磁気センサーはZ軸上を移動することができ、軸上の磁場分布(Z方向成分)を測定した。測定した磁場は、z成分のみである。また定常磁場中での磁束侵入をシールド中心で5時間測定した。

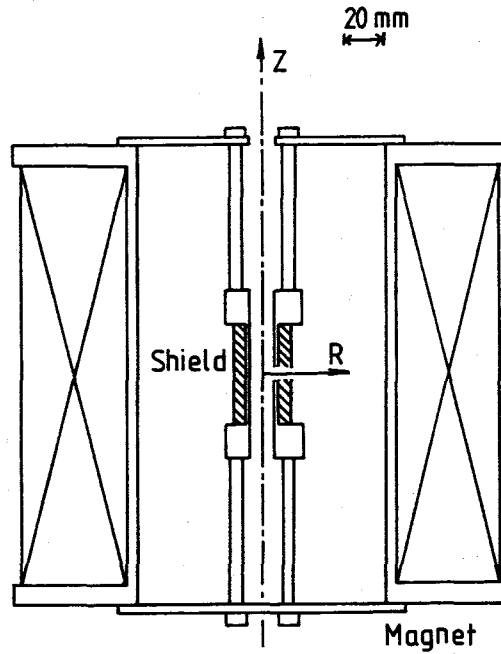


図 3. 4 - 1 実験配置 (テストシールド TL-4 と超伝導マグネット (MASA))

表 3. 4 - 1 超伝導マグネット (MASA) の仕様

Coil	Inner layer	Middle layer	Outer layer
Inner diam. (mm)	130	150.9	179.6
Outer diam. (mm)	150.9	179.6	232.6
Length (mm)	200	200	200
Number of layers	8	14	26
Number of turns	1072	2380	4420
Coil constant	7T/192.32A (Total)		
Inductance (H)	5.8 (Total)		
Conductor			
Conductor size (mm ϕ)	1.48	1.17	1.17
Copper/SC ratio	1.1	1.5	3.0

3. 4. 3 実験結果および考察

試料に $1\text{ T} / 200\text{ 秒}$ の掃引速度で磁場を印加した結果、 2.55 T で磁束跳躍を起こした。 2.0 T までの印加に対しては、 1 mT 以上の磁場の侵入は観測されなかった。次に、掃引速度を変え、 $1\text{ T} / 160\text{ 秒}$ で電磁石を励磁した結果、シールドは 1.97 T で磁束跳躍を起こした。このように掃引速度の小さい領域においても磁束跳躍を起こす条件に掃引速度が寄与していることが明かとなった。この現象は、断熱状態を仮定した磁束跳躍を起こす条件を用いては説明ができず、動的な安定化が磁束跳躍を起こす条件に寄与していることを示唆している。さらに断熱状態では 0.2 T の磁場で磁束跳躍を起こすことが予想されており（図 2.2-2 参照）、この実験で 2 T を越える磁場に対しても磁束跳躍を起こさなかったことは、極細多心線材を用いて磁気シールドを製作する方法が動的安定化に対して有効であることを明確にしている。

次に定常磁場中での磁束侵入を測定した。 2.0 T の磁場を印加し、磁場を保持した場合、 2000 秒間 、 1 mT 以上の磁場侵入は観測されなかった（遮蔽効率は 99.95% 以上）。更に 5 時間 ($1.8 \times 10^4\text{ 秒}$) 磁場を保持した結果、測定磁場は、 $\pm 2\text{ mT}$ の間を 4 時間周期 で変動し、単調な磁場侵入は見られなかった（図 3.4-2）。この微小な変動は、シールドの特性とは考え難く、磁場測定器の 0 点ドリフトによるものと考えらる。ここでも 5 時間 で 2 mT の侵入

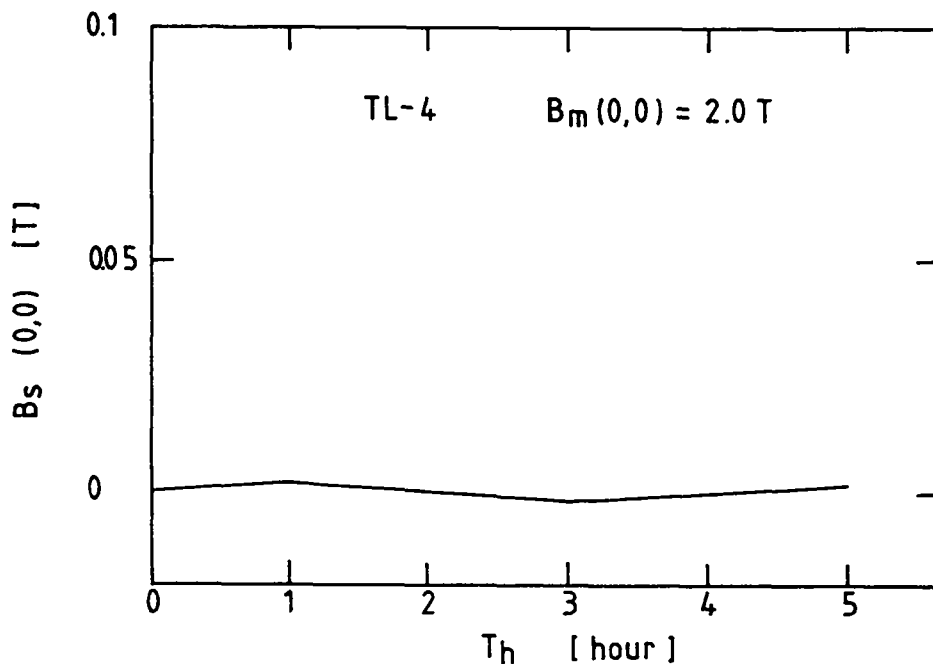


図 3. 4 - 2 2 T 定常磁場印加時の中心磁場の時間変化 (TL-4)

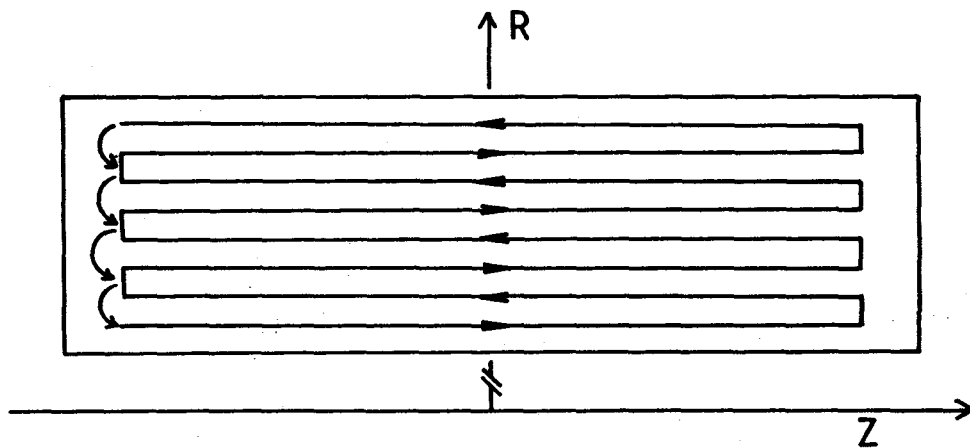


図3. 4-3 巻線部断面での電流の流れ (TL-4がエンドレスコイルを模擬した振舞いをした場合の模式図。図は断面での電流の流れを模式的に示しており、実際電流は螺旋に流れている。)

があったと仮定すると電流減衰の時定数は 1.8×10^8 秒となる。この値は、1週間 (6×10^5 秒) 連続で、このシールドが充分使用可能であることを示している。しかし、3.3.4項で指摘したように、2 Tの磁場を印加した場合はウッドメタルが常伝導転移し、電流が減衰し、磁束が侵入するはずである。電流分布の再配列を考えた(仮定3)を考慮しても、2 Tの定常磁場が遮蔽できることは説明できない。従って、(仮定3)とも異なったモデルを用意する必要がある。

TL型のテストシールドはいずれも1本の超伝導線を連続巻きし、製作している。従って超伝導線材間がシールドの内部全体にわたってすべて接合されておらずとも、一部でよい可能性がある。最も極端な場合が線材の両端のみを接合したエンドレスコイル型のシールド⁽²⁾である。TL型のシールドに関しても完全に含浸していることから、同様の振舞いをすることは可能である。仮にTL-4がエンドレスコイルのような振舞いをしたときのコイル断面における電流の流れを示すと図3.4-3のようになる。線材の両端は最内層と最外層に離れて存在するため、コイル端部で接合材を介し4回の層間渡りを必要とする。このような電流の流れに対し、自己インダクタンス、 L と両端接合抵抗、 R_j を求め、電流減衰の時定数、 L/R_j を概算した。層間の渡り部は接合材が常伝導転移し、 $3 \times 10^{-9} \Omega \text{ m}$ の比抵抗、 ρ を持つとした。円筒コイルの自己インダクタンスは

$$L = N^2 \times D \times \Phi \times 10^{-7} \quad (3.4-1)$$

で求められる⁽⁹⁾。ここで N はコイルの巻き数、 D は平均直径、 Φ はコイルの形状

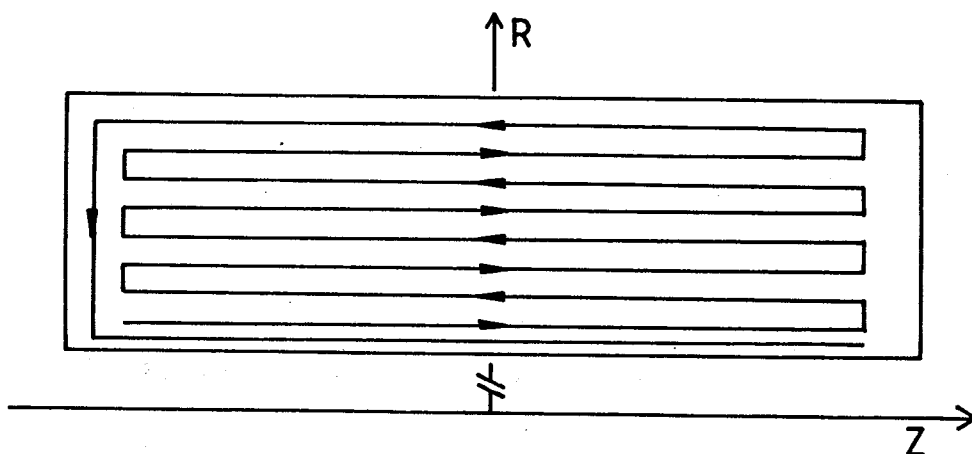


図3. 4-4 線材両端の接合抵抗を超伝導的にする巻回し法の一例

で決まる係数である。これより、TL-4のインダクタンスは3.2mHと求められた。一方、2本の線材を図2.3-1のように接合した時の接合抵抗は接合長さを l とした場合、近似的に

$$R_j = 0.2 \times \rho / l \quad (3.4-2)$$

で計算できる⁽⁴⁾。ここで接合長さを1ターンの長さとし、4層の渡りを考慮して R_j を求めると $3.6 \times 10^{-8} \Omega$ となった。従って、この場合の電流減衰時定数は、約 1×10^5 秒(1日程度)と比較的大きな値となる。このことから、接合材が超伝導性を持たない場合でも L を大きくすると実用的な電流減衰時定数が得られる可能性が示された。式(3.4-1)は、同一形状のコイルでも線材の径を減少し、巻き数を増加させることにより、 L を増加できることを示している。また接合材料にウッドメタルを使用した場合は、次のような工夫で R_j を零に近くすることができる。図3.4-4のように最外層に巻かれた線材をさらに最内層に沿わせて再度巻き付ける。この巻回し方法により、接合長さが長くなるだけでなく、高磁場を印加した場合でも、磁場の低い最内層に接続部を持つため、ウッドメタルによる超伝導接合が可能となる。

TL-4がエンドレスコイル的な振舞いをしたとすると、すでに3.3.4項で議論したようにシールド中心に有効な遮蔽空間を得られない。しかし実験結果では、図3.4-5に示すようなZ軸の磁場分布が得られた。中心に磁場の遮蔽された空間が存在し、巻線部に電流の分布が形成されていることを示している。ここで3.3.4項で定義した(仮定2)を用いて、巻線部で電流の流れている領域を計算したのが図3.4-6である。中央部に電流の流れていない領域が現われる。部分的な線材間接合でこのような電流分布を得ることは可能であり、そ

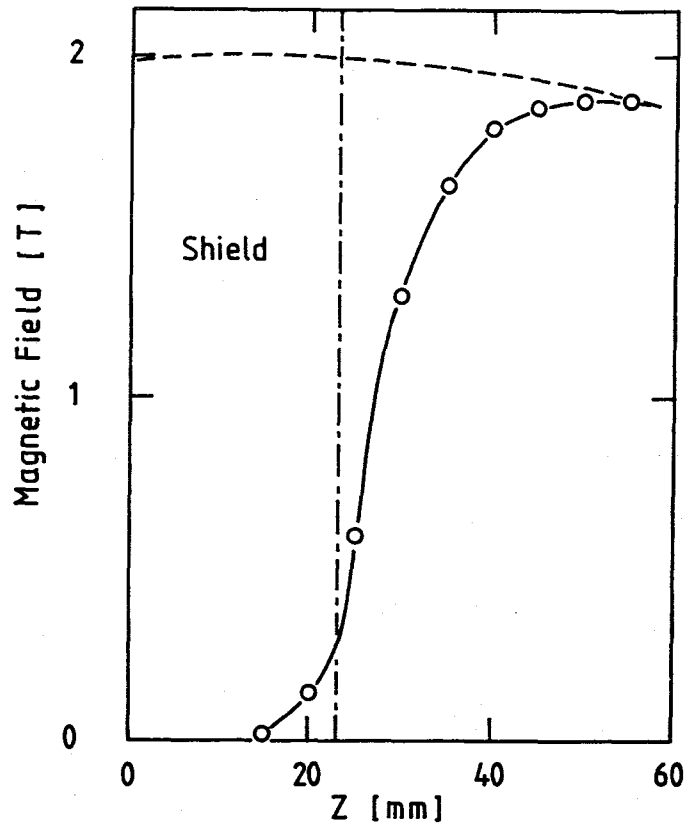


図 3. 4 - 5 Z 軸上の磁場分布 (破線は印加磁場、○印は測定磁場を示す。)

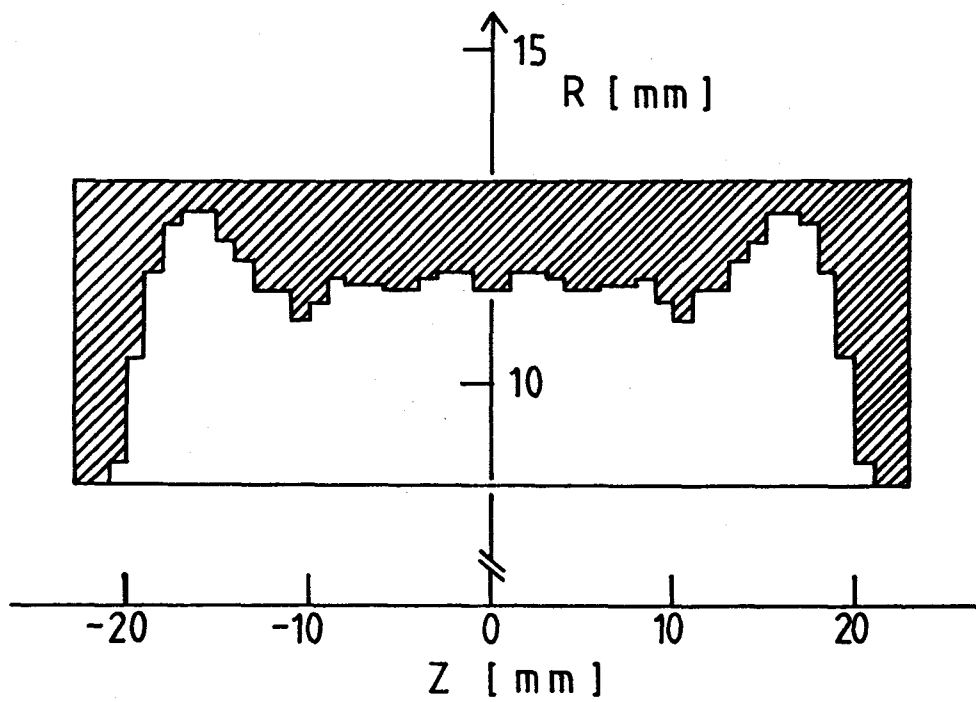


図 3. 4 - 6 TL-4 巻線部において遮蔽電流の流れている領域 (仮定 2 を用いた場合)

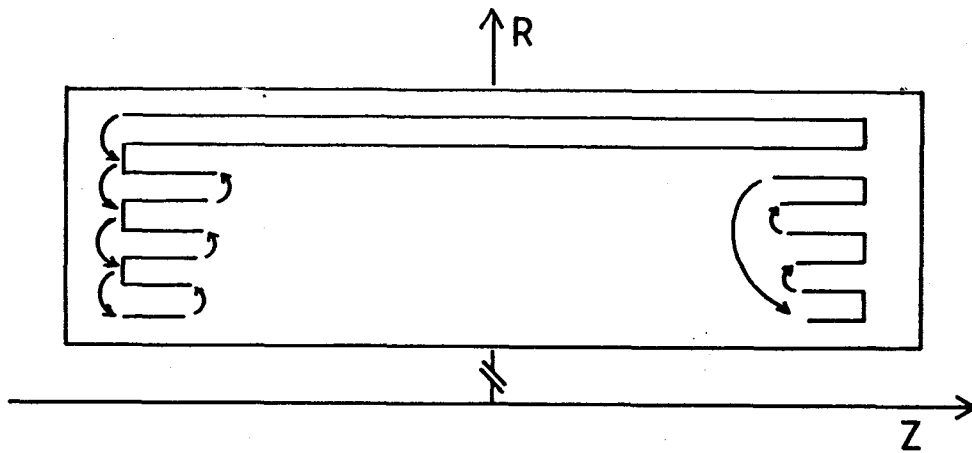


図3. 5-7 巻線部断面での電流の流れ（図3. 5-5で示した電流分布を作るための接合材における電流渡りの一例を示した模式図）

の一例を巻線部断面での電流の流れで模式的に示すと図3. 4-7のようになる。ここで注目しなければならないのは、電流分布を形成している内層側の電流の層間渡りの部分は低磁場（計算では0.5 T以下の磁場である）になっており、この部分のウッドメタルは超伝導状態である。従って遮蔽空間を作るための電流分布は、接合抵抗を増加させることなく形成されることが分かった。

TL-4を用いた実験では、接合材料の臨界磁場を越える磁場を印加したにもかかわらず、実用的な遮蔽時間と空間を得ることができた。これはTL型のシールドが連続した線材でできているため、部分的に接合部ができれば良いことに起因している。TL-4では、この接合部に抵抗が発生していると考えてよいが、自己インダクタンスがこれに対し大きいため、電流減衰の時定数が大きくなったものと考えられる。TL-4をさらに改良し、図3. 4-4のような巻回しとするとさらに接合抵抗が減少し、電流減衰時定数は増加するであろう。

以上、TL-1からTL-4までの実験を通して、問題点を抽出してきたわけであるが、明らかとなった問題点（磁束跳躍、磁束侵入等）は、すべて含浸材（接続材料）に起因したものであった。従って、接続材料の研究を進めることにより、更に高性能化の可能性が残されている。本研究では、この可能性を認めた上で、次の構造設計の研究に進むことにする。

3. 4. 4 シールドの大型化、最適化に関する検討

本項ではTL-4の構造を基にして、縦磁場用円筒状シールドの大型化、最適化に関して検討を加える。ただし、ここでは接合材料に関する問題点が解決した、

つまり臨界磁場の高い接合材料が開発されたものとし、2 Tを印加した際のシールド特性について議論を進める。

まず無限長の円筒を想定した場合、この時の電流分布、磁場分布は簡単な計算で求めることができ、図3. 4-8のように表わされる。磁場は外壁から減少し、ある厚さの所で0となる。この厚さを磁場侵入厚さ、 t_p と呼ぶことにする。遮蔽電流も同時に外壁から t_p の厚さだけ流れる。一方、この遮蔽電流の密度は、シールドの全断面積に対する臨界電流密度と等しく、磁場の関数でもある。臨界電流密度、 J_c と磁場、 B の関係は B_{c2} に比べ低い磁場では次のKimのモデルが多く用いられる⁽¹⁰⁾。

$$J_c = J_o \cdot B_o / (B + B_o) \quad (3.4-1)$$

ここで J_o 、 B_o は定数で実験に用いたNbTiでは

$$\begin{aligned} J_o &= 1.06 \times 10^{10} \text{ A/m}^2 \\ B_o &= 1.82 \text{ T} \end{aligned} \quad (3.4-2)$$

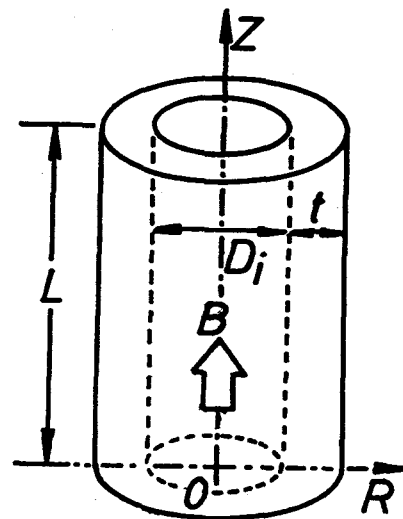
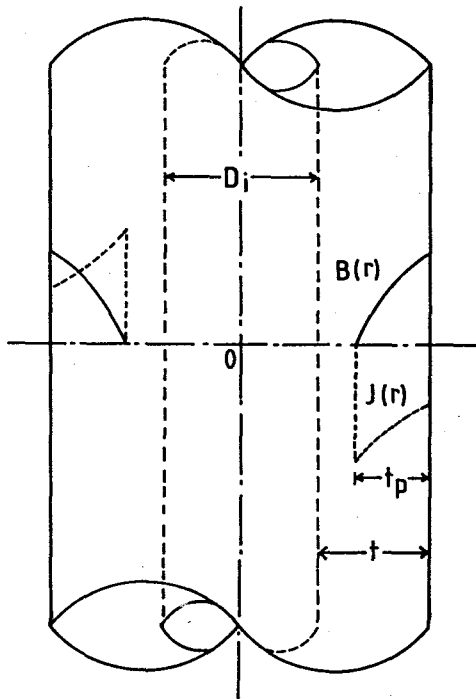


図3. 4-8 無限長円筒状シールドを想定した計算体系 図3. 4-9 有限長円筒状シールドを想定した計算体系

であった。BとJの関係は、A m p e r eの法則から、

$$\text{rot } B = \mu_0 J \quad (3.4-3)$$

であり、 t_p は次のように計算される。

$$t_p = (2 B_0 + B) \cdot B / 2 \mu_0 J_0 B_0 \quad (3.4-4)$$

シールドの肉厚、 t が t_p より小さければ、中空部に磁場が侵入する。従って肉厚が t_p 以上必要であるという意味では、この t_p を臨界厚さと言うことができる。テストシールドTL-4について t_p を(3.4-4)式を用いて計算すると0.9 mmであった。TL-4の肉厚が4.5 mmであることから、2 Tを遮蔽するためには十分な厚さを持つことが分かる。

以上の無限長の円筒状シールドでは、シールド特性が肉厚のみに依存する。次に実際のシールドに近い長さLの円筒状シールドについて計算を行う。計算体系を図3.4-9に示す。ここでは端部での磁場侵入を明確にするため、Z軸の原点を中心でなく端部に置いた。計算手法は、3.3.4項で述べた(仮定2)とほぼ同じであるが、シールド巻線部の磁場分布も計算し、これに対応する電流分布を入力した。図3.4-10には内径を17 mm、長さを46 mmとTL-4と同じにし、肉厚を変えた場合のZ軸上の磁場分布を示す。肉厚の増加に伴い、端部での磁場侵入量が増し、 $t = 1$ mmでは、中心にまで磁場が侵入した。この場合の臨界厚さが、0.5 mm以上、1 mm以下であると考え、無限長円筒における結果と良く一致している。TL-4の肉厚は4.5 mmであるが、計算より磁場侵入量が増加している。これは含浸材の超伝導破壊によるものと考えて良い。同様に、図3.4-11は $t = 2.5$ mm、 $L = 46$ mmの時の内径と磁場分布との関係である。内径の増加に伴い、磁場の侵入が起こっている。最後に $D_i = 17$ mm、 $t = 1.25$ mmで長さを変えた場合の端部における磁束侵入の様子が図3.4-12である。長さを変えても磁束侵入の様子は変化しない。このことは長いシールドにおいては、より短いものに比べ、全長に対する磁場侵入が起こっている長さの割合が減少していることを意味し、長いシールドほど有利であることを示唆している。また本研究に関しては、短いシールドでより長いシールドを模擬出来ているという点で重要な意味を持つ。図3.4-13はシールド巻線部で電流の流れている領域を侵入長さ、 t_p で表わし、Z方向の分布を見たものである。外周部の t_p 以下の厚さの領域に電流が流れていることを示す。円筒状に流れる遮蔽電流はいずれも次のような特徴を示した。

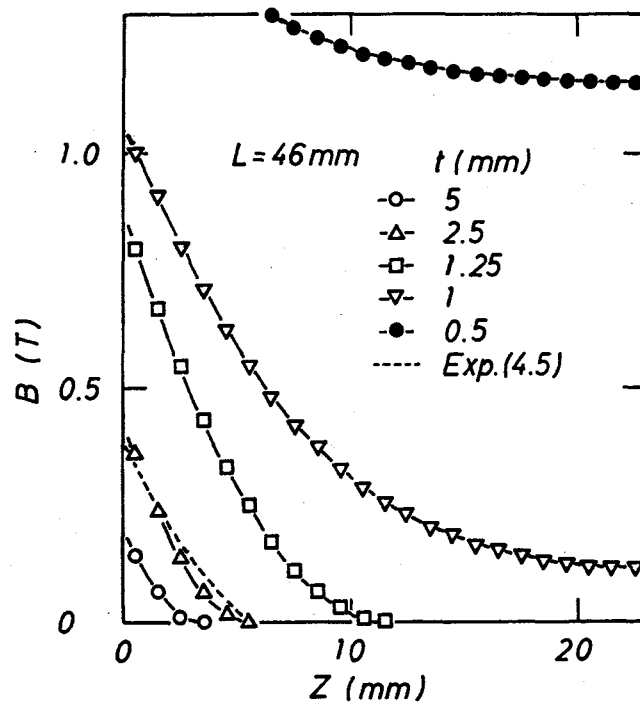


図3. 4-10 肉厚 t と Z 軸上磁場分布との関係 (長さは 46 mm、内径は 17 mm と一定とした。破線は TL-4 についての実験結果である。)

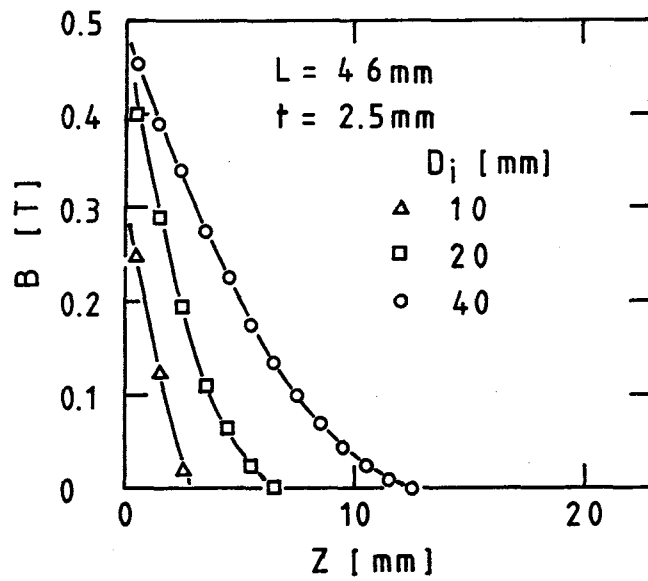


図3. 4-11 内径 D_i と Z 軸上磁場分布との関係 (長さは 46 mm、肉厚は 2.5 mm と一定とした。)

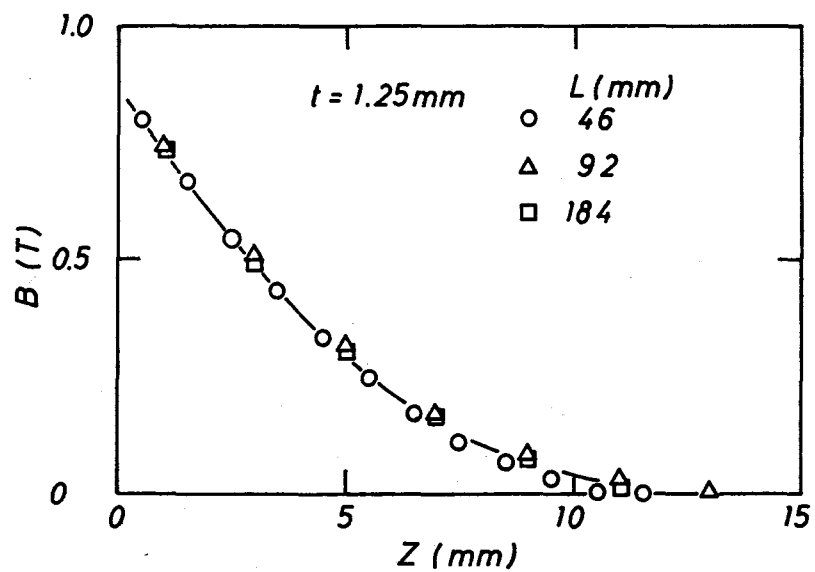


図3. 4-12 長さ L と Z 軸上磁場分布との関係 (内径は17 mm、肉厚は1.25 mmと一定とした。)

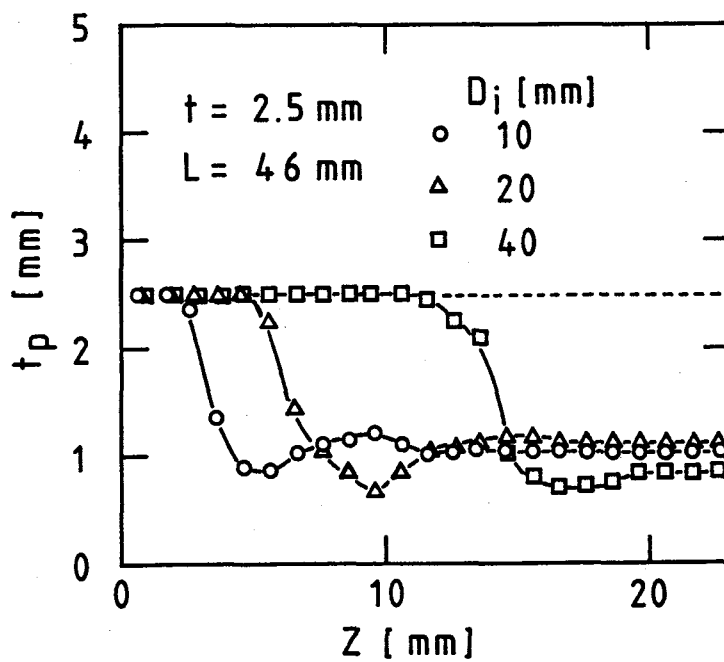


図3. 4-13 磁場侵入厚さの Z 方向分布 (長さ46 mm、肉厚2.5 mmと一定とし、内径を変化させた。)

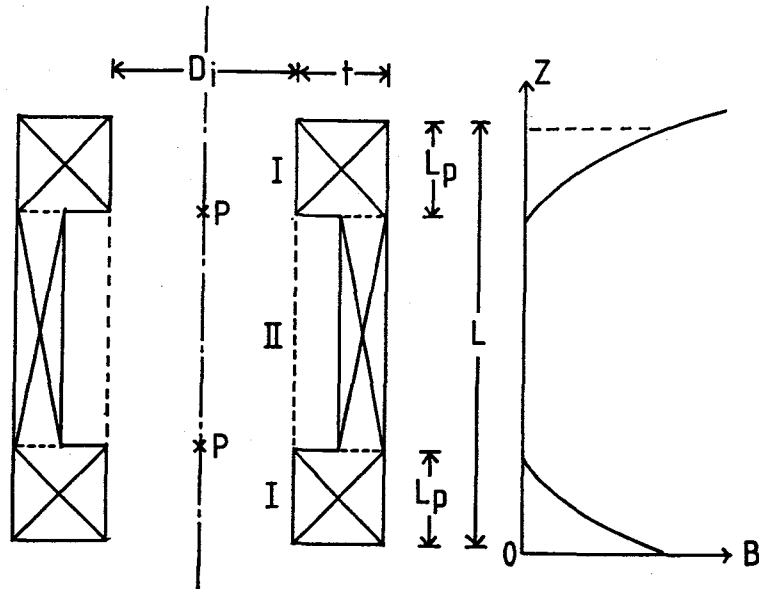


図3. 4-14 ノッチ付コイルを想定した場合の計算体系

(1) 中央部の侵入長さは、1 mmであり、これは無限長円筒の侵入厚さにほぼ等しい。

(2) 端部では全領域に電流が流れる。つまり、侵入厚さは肉厚に等しい。

(3) (2) で端部と呼ぶ領域では、Z軸上において磁場の侵入が見られる。

これらの特徴を次に述べる近似計算法に応用した。

以上の計算法は、多くの要素を使用しているため、計算時間を要し、また一般的でない。そこで3個の要素で計算を行う近似計算法を考えた。3個の要素とは、先に述べた端部に相当する2個の要素と、中央部の要素である。各要素は、それぞれソレノイドコイルとなっており、一定の密度で電流が流れる。ただし、その肉厚が異なる点で、3. 3. 4項の(仮定1)とは異なる。断面を模式化すると図3. 4-14のようになる。端部コイル(I)の肉厚は円筒の肉厚 t であり、長さは、磁場の侵入する長さ L_p とする。中央のコイル(II)の肉厚は、無限長円筒により求められる侵入厚さと等しい。コイル内の電流密度は、 $K_i m$ モデルを用いて平均化した値で、

$$J = 2 J_0 B_0 / (2 B_0 + B) \quad (3. 4 - 5)$$

より、計算した。この体系において肉厚が分かれば、未知の値である磁場侵入長さ L_p が求められる。図3. 4-15の実線は、このようにして求めた L_p と肉厚との関係である。先の計算結果(図中○印)と良く一致しており、 L_p を求める手段として有望であることが分かる。 L_p が求められると、ある遮蔽空間を得るため

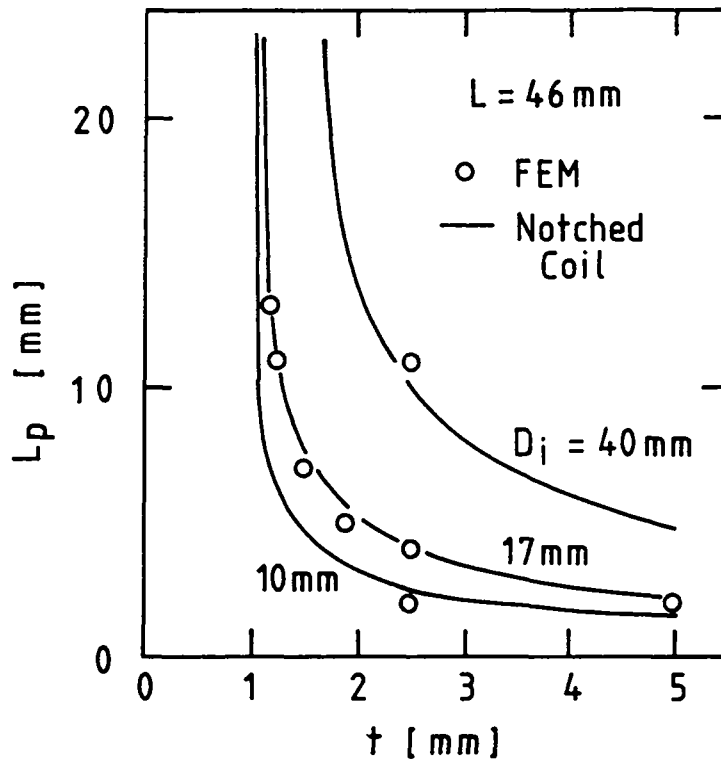


図3. 4-15 端部での磁場侵入長さ L_p の肉厚 t 依存性。有限要素での計算とノッチ付きコイルを想定した計算でよい一致が見られる。

に必要な円筒の長さが分かる。図3. 4-16、図3. 4-17はそれぞれ長さ10mm、1mを遮蔽可能な内径10mmの円筒状シールドの肉厚と長さ及び体積との関係である。長さ10mmを遮蔽するシールドは、肉厚の増加に伴い、長さが単調に減少するにもかかわらず、体積は最小を持った。体積が最小になる最適形状を有することになる。1mを遮蔽するシールドに関しては、長さの減少は無視できるほど小さくなり、体積が単調に増加している。以上の結果より、肉厚が、無限長円筒シールドを想定した侵入厚さより大きいことが必要であるが、それ以上の肉厚とすることは、体積の増加、つまり重量の増加を引き起こすことが分かる。従って、一般にシールドを設計する際、複雑な計算は必要無く、無限長円筒を用いた解析、つまり式(3. 4-4)のみが重要であることがここで明確となった。

3. 4. 5 まとめ

本節の結論としては次の6点となる。

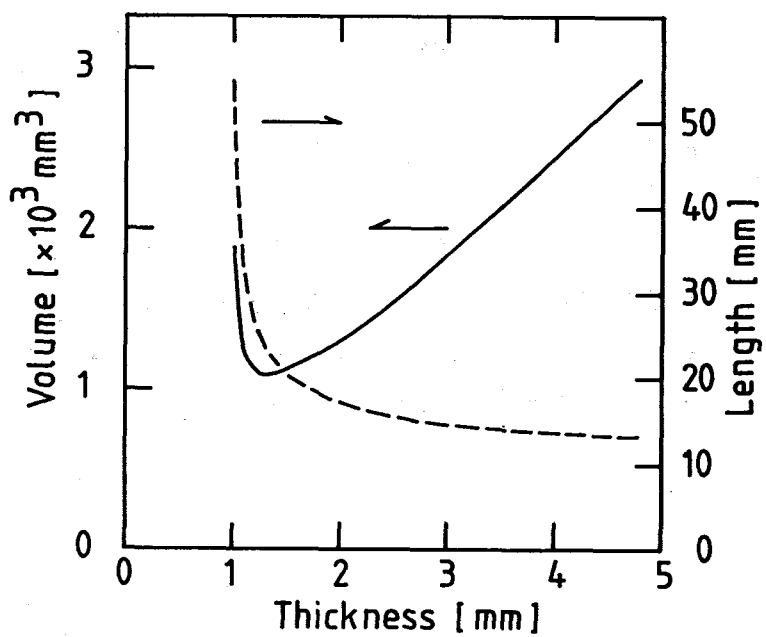


図 3. 4 - 1 6 長さ 1 0 mm の遮蔽空間を有するシールドの長さ、体積の肉厚依存性

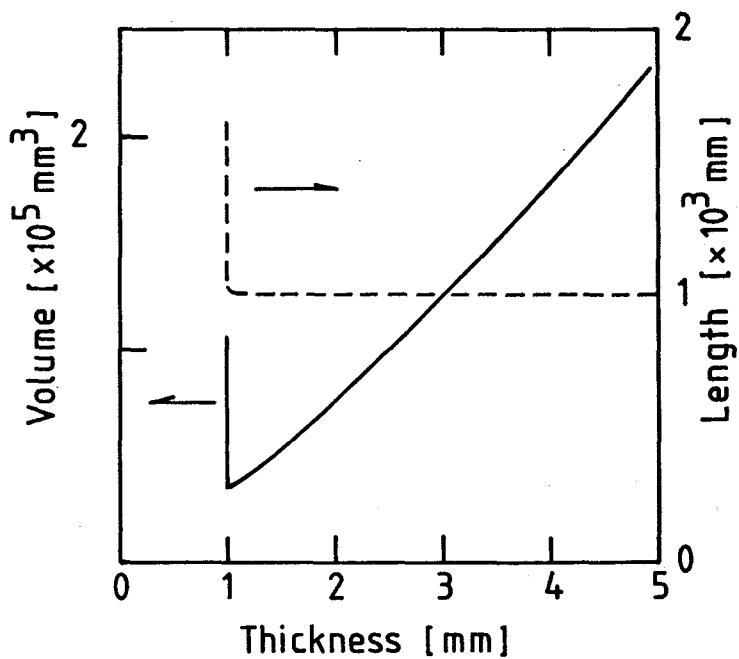


図 3. 4 - 1 7 長さ 1 m の遮蔽空間を有するシールドの長さ、体積の肉厚依存性

(1) 内径 17 mm、長さ 46 mm の円筒状遮蔽体により、2 T の定常磁場を 5 時間、2 m T 以下に遮蔽することができた。これにより、超伝導線材を用いた磁気シールドが、動的な安定性に優れ、工学的にも充分応用可能であることが確認された。また接合材料の臨界磁場を越えた磁場の遮蔽も可能であることを明らかにし、応用範囲が広いことを示唆した。

(2) シールドの肉厚は、少なくとも無限円筒で近似した磁場侵入厚さ以上必要である。

(3) シールド設計のための遮蔽電流分布計算手法が提案された。

(4) シールドを最も軽量に設計するためには、最適な肉厚を選ぶ必要がある。

(5) シールドが長くなっても端部での磁束侵入の様子は変わらない。従って、長尺のシールドほど空間的な遮蔽効率が良くなる。

3. 5 結言

本章では、超伝導極細多心線材をソレノイド巻きし、ウッドメタルで含浸した構造の円筒状磁気シールドを試作し、縦磁場に対する遮蔽性能を調べた。その結果、超伝導線材および接合材料に超伝導性を示す低融点合金を使用することにより、安定性の高い磁気シールドの製作が可能であることを確認し、加えて次のような知見を得ることができた。

(1) 極細多心線材を使用することにより、予想された動的な安定化が作用し、パルス磁場に対しても高い安定性を示した。

(2) 定常磁場下での電流減衰を抑えるためには、接合材料として超伝導性を示すものを用いる必要がある。

(3) 接合材料にウッドメタルを使用し、2 T の定常磁場を 2 m T 以下に 5 時間遮蔽することに成功した。これにより、接続部に多少の抵抗を残すものの一週間の連続使用も不可能ではないことが確認された。

(4) 大型の円筒状磁気シールドを設計する際、その肉厚が最も重要な寸法となる。また最適な肉厚を選ぶことにより、軽量化を計ることが可能である。また長尺のシールドほど空間的な遮蔽効率では有利になる。

Appendix 3. 1 磁気シールド内部の磁場計算手順

磁場計算は、基本的には磁気シールドを円形電流ループの集合体として行った。

半径 a の電流ループについて r 方向および z 方向の磁場成分は次の式で計算される⁽¹¹⁾。ここで I はループを流れる電流値、 μ_0 は真空の透磁率である。

$$B_r = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{z}{r} \frac{1}{\{(a+r)^2+z^2\}^{3/2}} \left\{ -K(k) + \frac{a^2+r^2+z^2}{(a-r)^2+z^2} E(k) \right\} \quad (\text{A 3. 1-1})$$

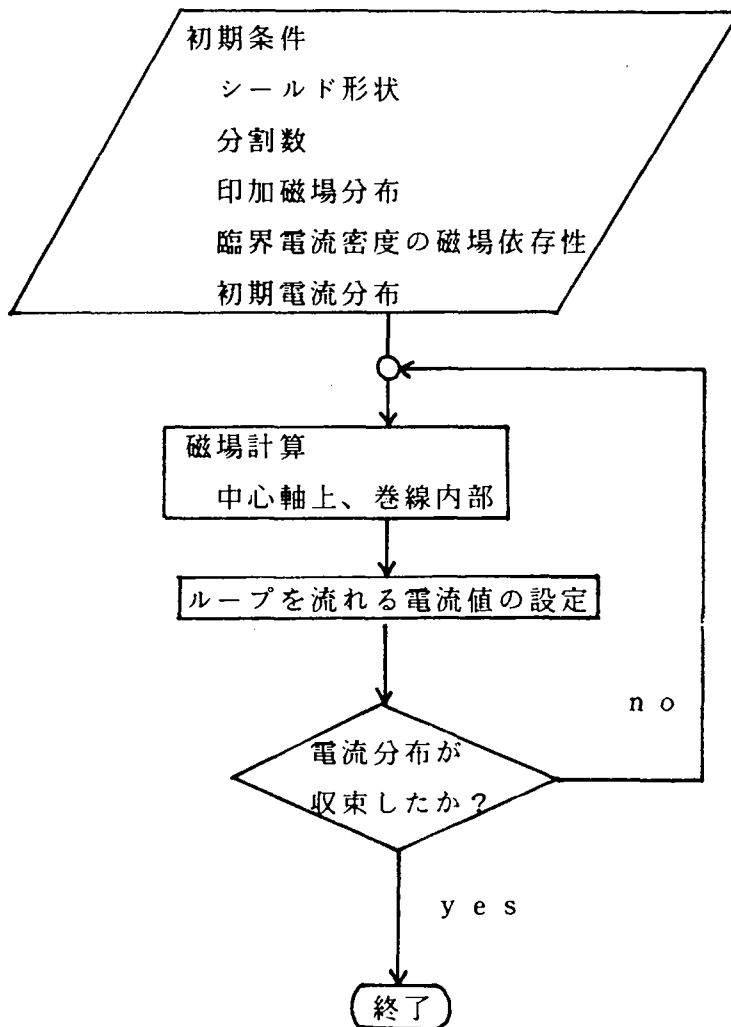
$$B_z = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{\{(a+r)^2+z^2\}^{3/2}} \left\{ K(k) + \frac{a^2-r^2-z^2}{(a-r)^2+z^2} E(k) \right\} \quad (\text{A 3. 1-2})$$

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{(1-k^2 \sin^2\theta)^{1/2}} \quad (\text{A 3. 1-3})$$

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} (1-k^2 \sin^2\theta)^{1/2} d\theta \quad (\text{A 3. 1-4})$$

シールドは、 r 方向、 z 方向に等分割され、各要素の中心に電流ループを配置した。分割数は、例えば TL-3 については、 r 方向に 100、 z 方向に 28 とし、TL-4 では r 方向に 90、 z 方向に 46 とした。巻線部に一樣な電流が流れる場合（仮定 1）と異なり、電流分布を持つ場合は r 方向の分割数を z 方向に比べて大きく取らなければならない。今回の計算では、1 個の電流ループが中心に作る磁場を TL-3 については、0.02 T 以下、TL-4 では、0.05 T 以下となるよう分割数を設定した。

図 A 3. 1-1 は、計算手順の流れである。初期条件として、シールドの形状、分割数、臨界電流密度の磁場依存性、初期電流分布を与えた。臨界電流密度の磁場依存性は、式 (3. 3-1) に従い、NbTi の臨界電流密度を用いた。この磁場依存性は式 (3. 4-1)、(3. 4-2) で与えられる。初期電流分布の与え方に関係なく、電流分布が 1 つの解に収束することはいくつかの計算から確かめられた。従って、計算時間を短縮するため、予め予想される電流分布の形状を初期条件として与えた。磁場計算では、中心軸上の磁場分布を計算した。また 3. 4. 5 項で述べた計算では、巻線内部の磁場分布も考慮した。この場合、計算点をループ直下とし、このループの電流値を一時的にゼロとした。これにより計算結果の発散を避けることができる。しかし、厳密にはこの結果は過小評価となっている。磁場計算の結果を基に、電流の流れる領域とループを流れる電流値の再設定を行った。電流の流れる領域設定では、各々の計算仮定に従い各ループごとに電流の ON-OFF を行う。ON 状態のループには、印加磁場に対応した電流を流す。この一連の計算を繰り返すことにより、電流分布が収束し、一定の磁場分布が得られる。



図A3. 1-1 シールド内部磁場分布の計算手順

参考文献

- (1) 宮本郁生他： 低温工学, Vol. 21, 9 (1986)
- (2) 宮本郁生他： 低温工学, Vol. 21, 14 (1986)
- (3) 「低温工学ハンドブック」 内田老鶴圃新社 627 (1982)
- (4) M. N. Wilson: "Superconducting Magnets", Clarendon Press Oxford, 314-315, (1983)
- (5) 「低温工学ハンドブック」 内田老鶴圃新社 559 (1982)

- (6) D. Ito: Proc. ICEC 9, 531 (1982)
- (7) K. Yamafuji: J. Phys. Soc. Japan, Vol. 26, 315 (1969)
- (8) M. Takeo: J. Phys. Soc. Japan, Vol. 30, 697 (1971)
- (9) 電気学会大学講座：「超電導工学」 電気学会 (1988) 5.2節
- (10) Y. B. Kim, et al.: Phys. Rev., Vol. 129, 528 (1963)
- (11) M. N. Wilson: "Superconducting Magnets", Clarendon Press Oxford, 37-37, (1983)

第4章 円筒状磁気シールドによる 横磁場遮蔽

4.1 緒言

縦磁場遮蔽の研究を通して、接合材料の工夫により、市販の超伝導線材を用いて、磁気シールドの製作が可能であることが明らかとなった。しかし、加速器への応用を考えた場合、円筒状遮蔽体は横磁場中で使用される場合が多いと予想される。これまでの研究を見ても横磁場遮蔽を扱ったものが大半である。本章では、前章で述べた縦磁場遮蔽の研究を引き継いで、横磁場の遮蔽できる円筒状シールドの研究を行う。ここでの主な研究内容は、線材の配置方法である。一体の円筒状超伝導体に横磁場を印加した時の遮蔽電流の形状は、図4.1-1(a)のようになる⁽¹⁾。一体の超伝導体でシールドを製作した場合は、電流の形状は印加された磁場に応答し、受動的に最適化される。しかし線材を用いた場合は、遮蔽電流が線材の長手方向に優先的に流れると考えられ、組み立て(巻線)形状に留意する必要がある。4.2節で述べられるように、縦磁場用のテストシールドTL-4に横磁場を印加した場合は、遮蔽性能を持たないことを確認している。線材を使用する方法は、遮蔽電流の誘起に対しては受動的であるが、その形状に対しては能動的である点で今までにないものと言える。そこで横磁場を遮蔽できる線材の組立方法を研究するため、本章では、横磁場用テストシールド、TTタイプ(Tube in Transverse field)を試作し、最も有効な線材配置を検討する。4.3節では、円筒の軸方向に線材に沿わせたシールドTT-1について述べる。TT-1タイプでは軸方向から周方向への電流の分岐が不十分であったため、遮蔽

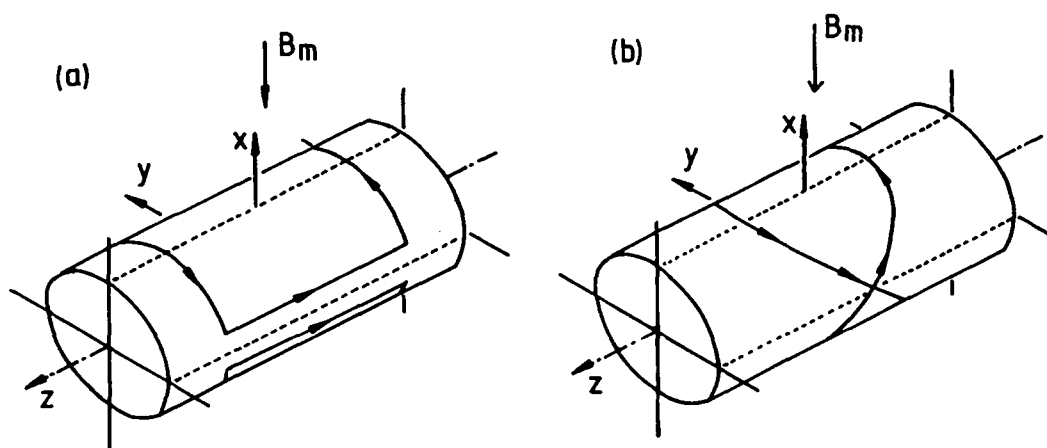


図4.1-1 横磁場印加時のシールド電流の形状

(a) 一体の超伝導円管 (b) 斜巻コイル型磁気シールド

性能が得られなかった。4. 4節で議論するテストシールドTT-2およびTT-3は、線材を $\pm 45^\circ$ 傾けてソレノイド巻したものである。線材で作られるリングは、傾けたことにより、径方向から見たときにも面積を持つ。従って、横磁場を印加したときの遮蔽電流は図4. 1-1 (b)で示されるような楕円形となるであろう。このことを利用し、横磁場の遮蔽を試みた結果、高い遮蔽性能が得られた。4. 5節では、斜め巻ソレノイドコイルから作られたシールドの横磁場遮蔽性能が異方性を持つことを、テストシールドTT-4、TT-5を用いて確認した。図4. 1-1 (b)からも分かるように、x方向の磁場は遮蔽できるが、y方向の磁場は線材の作るリングを磁束が通過しないため、遮蔽効果を示さないことが容易に想像される。一体の超伝導体でシールドを製作すると、横磁場遮蔽性能には異方性が現われないことは従来から知られており⁽²⁾、線材を用いたシールドの特徴と言える。ここではこの特徴を利用し、回転により磁場を遮断、再生する装置を提案する。4. 6節は本章のまとめである。

4. 2 テストシールドTL-4の横磁場遮蔽性能

4. 2. 1 はじめに

線材をソレノイド巻し、ウッドメタルで含浸した構造であるテストシールドTL-4は2 Tという比較的高い縦磁場を遮蔽した(3. 5節参照)。しかし、このシールドが横磁場に対して遮蔽性能を持つ可能性は少ないと予想される。図4. 1-1から分かるように、横磁場を印加したときの遮蔽電流は周方向だけでなく軸方向にも流れる必要がある。しかしTL-4には軸方向に線材が配向しておらず、遮蔽電流は大きく抑制されるであろう。ここではこのことを実際に確認するため、TL-4に横磁場を印加し、内部の磁場測定を行なった。

4. 2. 2 実験方法

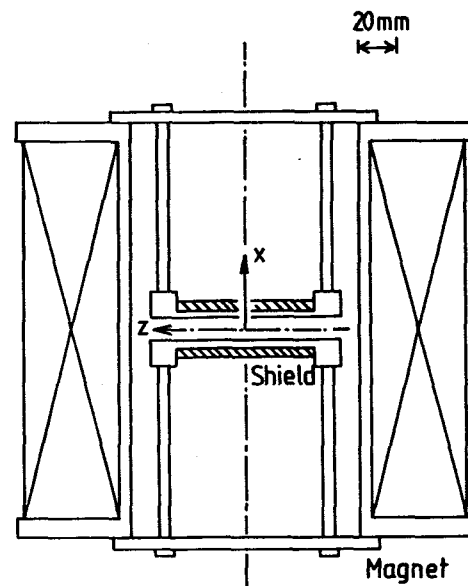


図4. 2-1 横磁場を印加するための実験配置

試料の製作については、3. 4. 2項で述べた通りである。磁場を印加するための電磁石にはMASAを使用した。試料と電磁石の位置関係を図4. 2-1に示す。横磁場遮蔽の場合は軸の定義の仕方をこれまでと変えた。シールドの中心軸をz軸とし、電磁石の中心軸をx軸と定義した。磁場はx軸方向から印加されることになる。磁場センサーは試料中心（電磁石中心）に置き、x方向の磁場のみを測定した。印加磁場は試料をヒーターにより常伝導転移させることにより測定した。

4. 2. 3 実験結果及び考察

図4. 2-2に印加磁場と測定磁場の関係を示す。0. 012 T印加した時から磁場が侵入し始めた。このシールドは2 Tの縦磁場が遮蔽できており、遮蔽性能が大きな異方性を持つことが確認された。当初の推測通り、軸方向に沿った線材が存在しなかったため、遮蔽電流が流れなかったと考えられる。実際はウッドメタルが超伝導性を示すため、軸方向にも超伝導電流が流れるはずである。しかし、ウッドメタルの臨界電流密度はNbTiに比べて数桁も小さいため、遮蔽電流は無視できるほど小さなものとなるであろう。以上から横磁場遮蔽を遮蔽するためには、線材の配向に特別な工夫が必要なことが明かとなった。

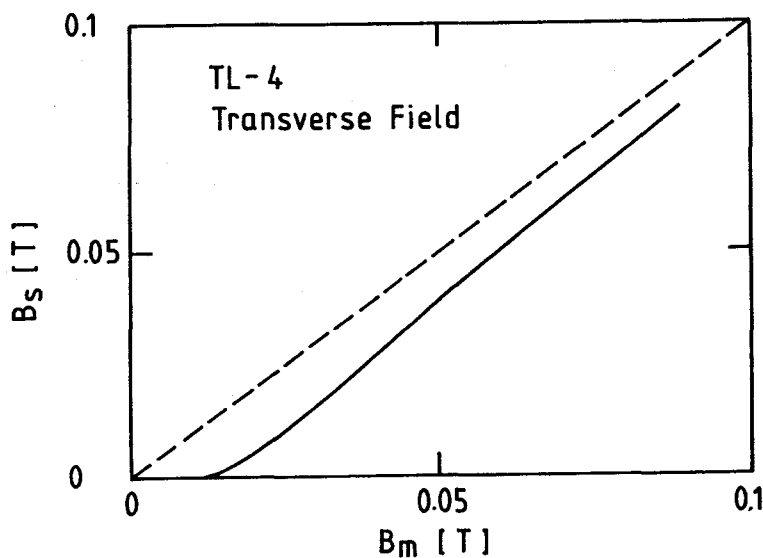


図4. 2-2 TL-4に横磁場を印加したときの印加磁場と測定磁場の関係

4. 3 線材の軸方向配向と横磁場遮蔽

4. 3. 1 はじめに

前節で TL-4 の横磁場遮蔽性能を調べ、軸方向に沿った線材が必要であることが示唆された。ここでは軸方向の電流を流すために線材を軸方向に配向したシールドを試作し、横磁場の遮蔽を試みた。また端部では電流が周方向に流れることから、螺旋巻きした線材も同時に配置することにした。この2種類に配向した線材により、図4. 1-1と同形状の電流分布が得られると期待される。テストシールド(TT-1)は、TL-4と同じく8層で、内4層を線材を軸方向に配向した構造を持つ。

4. 3. 2 試料と実験方法

0.5 mm径のNbTiZrTa線材を内径20 mmのベークライトボビンに8層巻き付け、ウッドメタルで含浸した。内側から、1、3、5、7層は線材を軸に平行に配置し、2、4、6、8層は螺旋巻きした。この構造はテストシールドTL-1と似たもので、模式的に表わすと図3. 2-1の様になる。最終寸法は、外径31 mm、長さが44 mmとテストシールドTL-4とほぼ同じ大きさである。実験方法は4. 2節でのべたTL-4の実験と同じである。

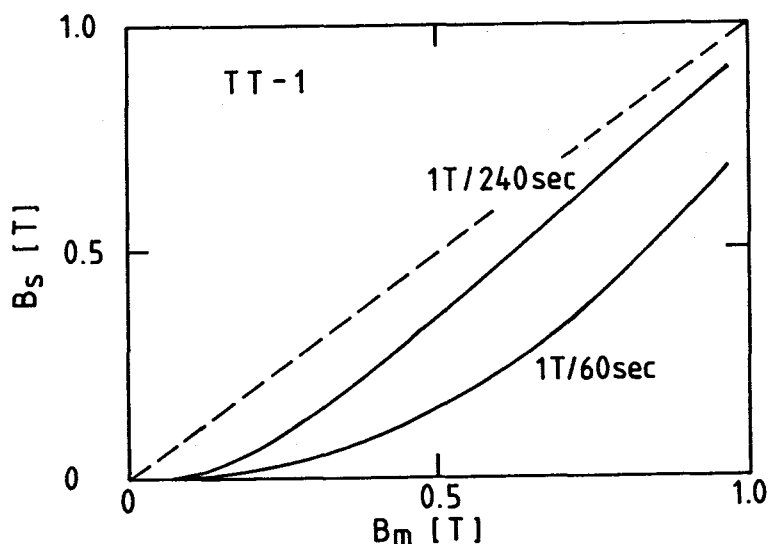


図4. 3-1 印加磁場と測定磁場の関係 (TT-1)

4. 3. 3 実験結果及び考察

図4. 3 - 1は、印加磁場と測定磁場の関係である。TL - 4に横磁場を印加した場合と同様、0. 1 T以下の低い磁場より、磁束の侵入が観測された。軸と平行に線材を配置したことが大きな効果を持たなかったことが分かる。また図には1 T / 240秒と1 T / 60秒の2種類の掃引速度のデータを示したが、曲線に違いが見られる。これは電流経路に抵抗が存在することを明確にする現象である。

軸と平行に流れる電流と、周方向に流れる電流とは、この構造の場合ウッドメタルを介して接続されている。この時、2種類の線材は直交しているため、ウッドメタルに高密度の電流が流れ常伝導に転移したものと考えられる。2本の線材が直交している場合について電流の流れを考えると、交点ではウッドメタルに線材部分と同程度の密度で電流が流れなければならない。しかし、ウッドメタルの臨界電流密度は線材に比べ、数桁小さいため、この場合常伝導転移は避けられない。

以上の結果より、テストシールドTT - 1では接合の不備より、横磁場を遮蔽する能力がないことが明らかとなった。問題の接合部を消滅させるためには、連続した線材で遮蔽電流の形状を模擬する必要がある。つまり鞍型コイルが図4. 1 - 1 (a)の遮蔽電流に最も形状に近いことがわかる。しかし、遮蔽体としては軸方向に不均一、勾配を持つ磁場に対しても有効な遮蔽空間を作る必要があり、そのための鞍型コイルを設計することは非常に困難を要する。また一方鞍型コイルを巻くためには特殊な技術を要する⁽³⁾。次節では、図4. 1 - 1 (a)に示したような遮蔽電流の形状に固執することなく、この問題の解決を試みた。

4. 4 斜巻コイル型磁気シールド (TT - 2、TT - 3)

4. 4. 1 はじめに

今、超伝導のリングを考え、その面を磁場の方向(x方向)から θ だけz方向に傾けた場合を想定する(図4. 4 - 1参照)。縦磁場用として製作したテストシールド(TLタイプ)は、リングの集合体と考えて良い。これに縦磁場を印加した状態では、リングは $\theta = \pi / 2$ の配置となる。リングに磁場を印加すると鎖交磁束数が減少するように遮蔽電流が流れるが、これにより作られる磁場は、中心では面に対して法線方向である。このリングが $\theta = \pi / 2$ において磁場を零に

する能力を有すると仮定した場合、図4. 4-1 (a) のような配置では、 B_m の磁場印加に対し、リングは磁場 B_o を作り、その結果中心磁場は B_s となる。 x 方向の磁場のみを考えると、

$$B_{sx} = B_m (1 - \sin^2 \theta) \quad (4. 4 - 1)$$

という関係が得られる。さらに、 θ 傾けたリングと同時に、 $-\theta$ 傾けたリングを配置した場合を想定した (図4. 4-1 (b) 参照)。この時、先と同様の考えを用いると、

$$B_{sx} = B_m (1 - 2 \sin^2 \theta) \quad (4. 4 - 2)$$

となり、 z 方向の磁場は双方のリングが打ち消しあい零となる。特に、 $\theta = \pi/4$ とすると (4. 4-2) 式より、 $B_{sx} = 0$ 、つまり x 方向の磁場も零となる。

この節では、以上のモデルを応用し、横磁場を遮蔽できる円筒状磁気シールドを製作し、遮蔽性能を調べた。テストシールドは、線材を45度傾けて螺旋巻き (斜巻) し、ウッドメタルで含浸したものである。この構造は、縦磁場用テスト

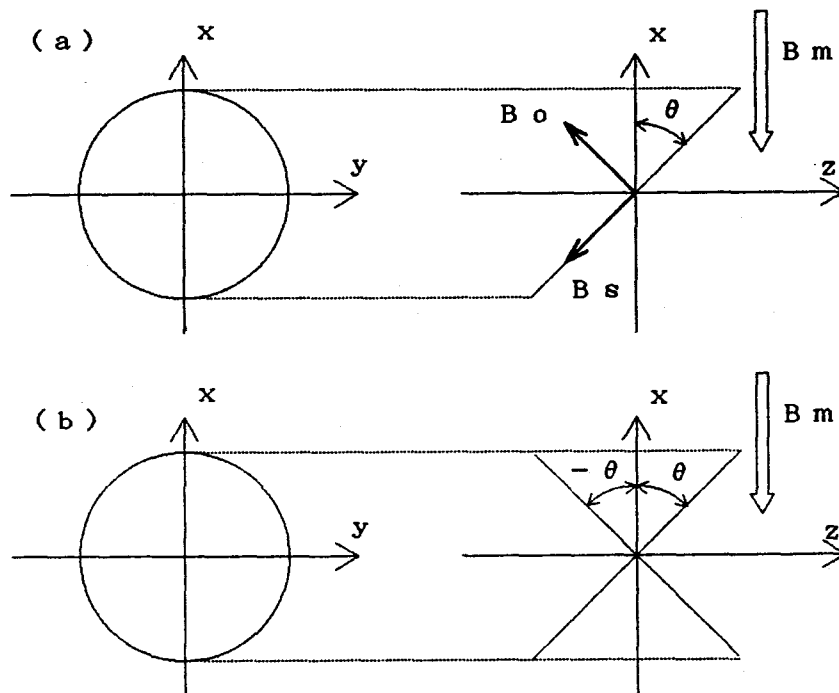


図4. 4-1 斜巻コイル型磁気シールドの原理

シールド（TLタイプ）と基本的には変わるところがなく、線材間の電氣的接続、勾配を持つ磁場の遮蔽に関しての問題はすでに解決されていると考えて良い。また線材の巻き付け作業も特別な技術を要しないため、大型化には有利である。一体の超伝導体で製作した磁気シールドとは流れる遮蔽電流の形状が異なるため、単位体積当たりの性能は劣るものの、大型の磁気シールドの製作が容易な点で、この構造の応用可能性は高いと考えられる。

4. 4. 2 試料と実験方法

テストシールドとしてTT-2、TT-3の2種類を製作した。TT-2は4層、TT-3は6層からなる。0.5mm径のNbTiZrTa線材を内径22mmのベークライ

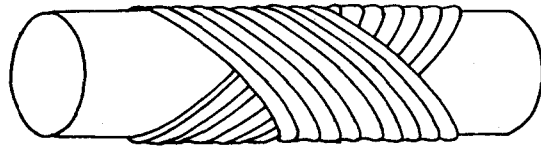


図4. 4-2 斜巻コイル型磁気シールドの模式図

トボピンに、交互に45度、-45度傾け、螺旋に巻き付けた。2層の巻線を模式的に表わすと図4. 4-2の様になる。巻線は、最終的にウッドメタルで含浸した。外径は、TT-2が27mm、TT-3が29mm、長さはいずれも73mmであった。実験方法は4. 2. 2で述べた通りである。

4. 4. 3 実験結果

図4. 4-3、図4. 4-4はそれぞれTT-2、TT-3に磁場を印加した際の印加磁場と測定磁場の関係である。図4. 4-3はTT-2に1T/191秒の掃引速度で磁場を印加したデータで、0.80T印加時に磁束跳躍を引き起こし、磁場が瞬時に侵入した。1T/43秒の掃引速度においても、このシールドは0.80Tで磁束跳躍を起こし、掃引速度依存性は見られなかった。磁束跳躍以前においても磁場が侵入する点は、TLタイプの実験結果と異なる。TT-2においては、0.80Tで磁束跳躍を起こす直前に20mT（遮蔽効率は97.5%）の磁場侵入が観測された。この磁場侵入のこれまでの実験に見られない特徴は、磁場印加直後から起こり、その量が印加磁場に比例することである。また掃引速度にもほとんど依存しなかった。これらの特徴から、磁場侵入にTLタイプで問題にしたような含浸材の超伝導性が関与しているとは考え難い。構造そのものに問題があると予想される。

図4. 4-4はTT-3に磁場を印加した時のデータであるが、1.10T印

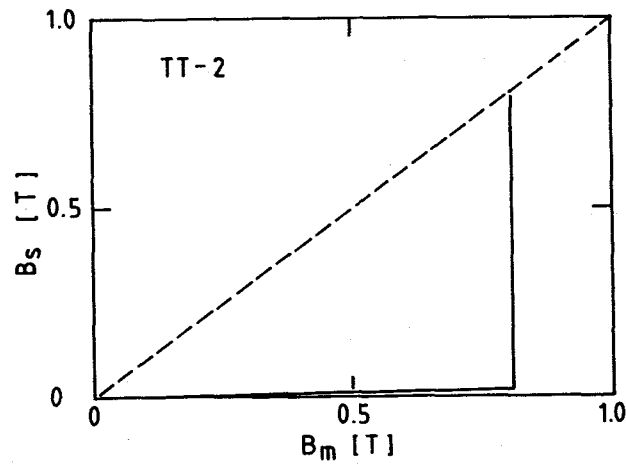


図 4. 4 - 3 印加磁場と測定磁場の関係 (4 層斜巻コイル型シールド TT-2)

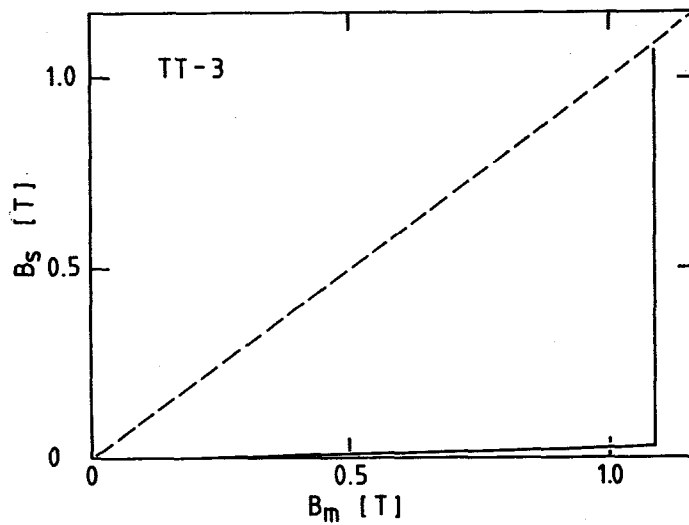


図 4. 4 - 4 印加磁場と測定磁場の関係 (6 層斜巻コイル型シールド TT-3)

加時に TT-2 同様、磁束跳躍が起こった。層数増加により、性能が多少向上したことになる。しかし、磁束跳躍以前の磁場侵入は減少せず、TT-2 と同じ程度であった。磁束跳躍直前の測定磁場は 33 mT (遮蔽効率は 97%) であった。

定常磁場を印加した場合、いずれのシールドも時間と共に、単調に磁場が侵入した。表 4. 4 - 1 には、TT-2、TT-3 にそれぞれ 0.75 T、1.0 T を印加した後、1500 秒間の磁場侵入量を列記した。またこのデータから推測される電流減衰の時定数も同時に示した。層数の増加により侵入速度が減少し、時定数が増加していることが分かる。

以上の実験結果は、TL-4 に縦磁場を印加した実験結果より劣るものであり、

表 4. 4 - 1 1500 秒間の磁束侵入量と電流減衰時定数

テストシールド	1500 秒間の 磁束侵入量 (mT)	電流減衰時定数 (秒)
TT-2	15	7.4×10^4
TT-3	5	3.0×10^5

表 4. 4 - 2 TL-4 (縦磁場遮蔽用) と TT-2, 3 (横磁場遮蔽用) の性能の相違

項目	TL-4	TT-2, 3
最大遮蔽可能磁場	2 T 以上 速度依存性有り	1 T 程度 速度依存性無し 層数依存性有り
磁場印加時の 磁束侵入	観測されず	印加磁場に比例して 侵入した 速度依存性無し 層数依存性無し
電流減衰時定数	1×10^8 秒以上	$1 \times 10^4 \sim 10^5$ 秒

いくつかの新たな問題点が指摘された。表 4. 4 - 2 は、TL-4 に縦磁場を印加した実験結果と、今回の実験結果の相違点を項目別にまとめたものである。次にこれら問題点の原因と解決法を議論する。

4. 4. 4 実験結果の考察

まず初めに、1 個の電流ループについて、TLタイプとTTタイプの相違点を

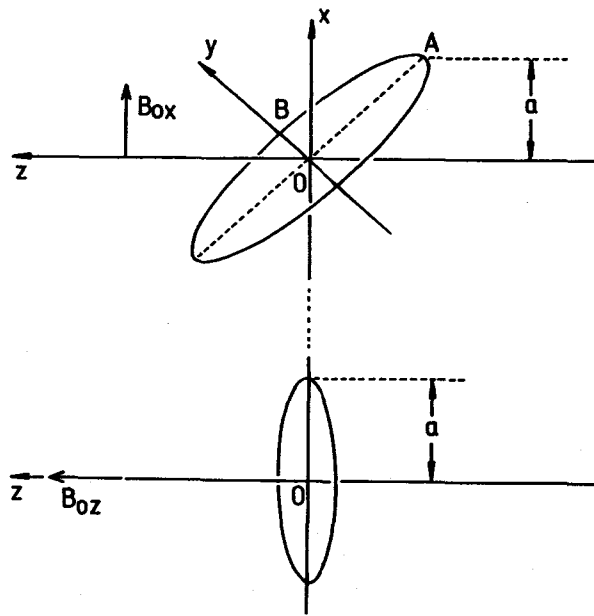


図4. 4-5 斜巻コイル (a) と通常のコイル (b) の磁場発生の比較を行うためのモデル

検討する。内径 a のボビンに -45 度斜巻した場合、電流ループは図4. 4-5 (a) に示されるように、長軸 $\sqrt{2}a$ (OA)、短軸 a (OB) の楕円形となる。 z 軸は円筒の中心軸、 x 軸方向は磁場が印加される方向である。ここでの磁場計算においては、簡単のため、ループの短軸を $\sqrt{2}a$ に変更し、半径 $\sqrt{2}a$ の円形として計算を行った。つまり、ボビンの断面が楕円であると仮定した。このループの z 軸上に作る磁場について、 x 方向成分 (B_{ox}) のみを計算する。 z 方向成分は 45 度傾けたループを同時に置くことにより、打ち消されるからである。中心 (原点) における B_{ox} は、電流を I とすると、

$$\begin{aligned} B_{ox}(0) &= \mu_0 I / 2 \sqrt{2} a \times \cos(\pi/4) \\ &= \mu_0 I / 4 a \end{aligned} \quad (4.4-3)$$

となる。一方、縦磁場用 TL タイプシールドの電流ループは、図4. 4-5 (b) に示されるように、面に垂直方向 (z 方向) の磁場 (B_{oz}) を作る。ループの半径は a であるため、中心での B_{oz} は、

$$B_{oz}(0) = \mu_0 I / 2 a$$

である。つまり、 $B_{oz}(0)$ は $B_{ox}(0)$ の 2 倍となり、TT タイプのシールド

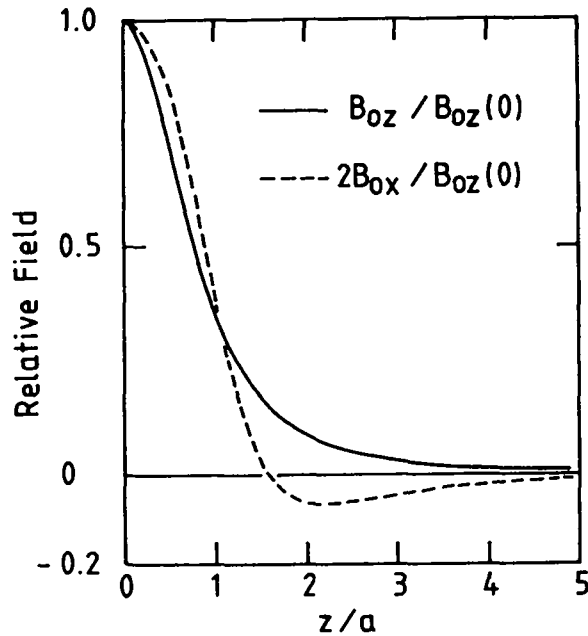


図4. 4-6 斜巻コイルと通常のコイルが軸上に作る磁場分布の比較

がTLタイプのシールドに対して性能が劣ることを示唆している。実験においてもTL-4が2Tの磁場を遮蔽したのに対し、TT-3は約1Tと層数の差あるものの遮蔽性能が1/2になっている。遮蔽電流の最適形状は鞍型であるのに対し、斜巻コイルは性能として約1/2となることが分かった。しかし、大型のシールドを考えたときの製作の容易さを考えると斜巻コイル型の応用可能性は高いと考えられる。

図4. 4-6は、 $2 \cdot B_{ox}$ と B_{oz} のz軸上の分布を $B_{oz}(0)$ で規格化して示したものである。 B_{ox} は、ループの半径より遠いところでは、負の値であり、印加磁場を強める方向に磁場を作ることが分かる。印加磁場が強くなった位置のループは、遮蔽電流の量を増し、内部磁場を減少させる。しかし、この遮蔽電流の増加は逆に元のループの位置の磁場を強めるため、互いに磁場を強め合う結果となり、遮蔽性能を完全に失ってしまうことも考えられる。実験結果は大きな遮蔽性能の劣化を示しおらず、ループの集合としては遮蔽性能を示す電流分布となっていることが分かる。

実験では印加磁場に比例して磁場の侵入が観測された。侵入量は掃引速度に依存しなかったことから、抵抗成分による電流減衰が原因でないことが分かる。ここで考えられる最も可能性のある原因は、斜巻する角度の精度である。式(4.4-2)からも分かるように θ が $\pi/4$ でなければ磁場を完全に打ち消せないことが分かる。第1に製作時において角度が乱れたことが磁場侵入につながった可

能性が考えられる。第2には一方、式(4.4-2)はループが円形であると仮定しているが、円管に45度斜巻した場合、ループの形状は長軸が短軸の $\sqrt{2}$ 倍となる楕円となる。さらにループ面内の鎖交磁束を考慮するとより複雑な角度依存性を示すであろう。これらのことから、磁場を遮蔽できる最適な斜巻角度は $\pi/4$ から若干ずれると予想される。応用する場合は設計仕様に応じた詳細な磁場計算を要する。

定常磁場において数mTの磁場が侵入したのは、磁場の集中によるウッドメタルの常電導転移が原因であろう。斜巻コイル型で遮蔽された磁束が最も集中するのは、 $X=0$ 、 $Y=\pm a$ の直線上である。縦磁場遮蔽では両端部ループのみに磁束が集中するのに対し、この横磁場遮蔽では全てのループに磁束が集中する領域ができる。従って含浸材のウッドメタルに対しては非常に厳しい条件であると言える。縦磁場遮蔽では磁場の集中する両端部のみの厚さを増すことにより、侵入を抑制できたが、この横磁場遮蔽では全体の厚さを増す必要がある。

以上考察した通り、超伝導線材を使用した場合、横磁場遮蔽は縦磁場遮蔽に比べいくつかの問題が生じる。今後応用に際して許容できる磁場侵入量によっては、数mTまでの粗い遮蔽に超伝導線材を用い、その内側にNb、Pbなどの超伝導体を置き、より細かい遮蔽を行なう2重構造も考えてゆくべきであろう。

4.4.5 まとめ

本節の結論としては次の4点となる。

- (1) 超伝導線材を±45度斜巻したソレノイドコイルをウッドメタルで含浸した円筒状テストシールドを製作し、1.1Tの横磁場を遮蔽することに成功した。
- (2) 印加磁場に比例して磁場の侵入が観測された。これは斜巻の角度を最適化することにより減少させることができるであろう。
- (3) 定常磁場下での磁束侵入が観測された。横磁場遮蔽では磁場の集中する領域が長手方向に沿って存在するため、全体の層数を増加させる必要がある。

4.5 シールドの回転による磁場の遮断、再生

4.5.1 はじめに

斜巻コイル型磁気シールドが横磁場に対して遮蔽性能を持つことを前節で述べ

たが、図4. 4-1 (b) を見て分かるようにy方向から来る磁場に対しては、線材の作るリングの中を磁束が鎖交しないため、遮蔽電流が誘起されないことが予想される。このように磁場の方向によって遮蔽性能が異方性を持つことは、向きが変化する磁場の遮蔽を困難にする。従って、このシールドは磁場の方向が定まった環境下で使用するのが望ましい。加速器への応用を考えた場合、環境磁場の形状は通常あらかじめ決定されたものであり、この遮蔽性能の異方性はシールドの製作上さほど問題とならないであろう。ここでは、斜巻コイル型シールドが実際に遮蔽性能に異方性を持つことを実験によって確認し、計算との比較から、遮蔽電流経路が図4. 4-1 (b) で示される形状になっていることを実証する。さらに、遮蔽性能の異方性を逆に利用し、シールドの回転によって磁場の消去、再生ができることを提案し、実験によって確かめる。

4. 5. 2 試料と実験方法

ここで製作したテストシールドTT-4およびTT-5は前節で述べたTT-2、3を相対的に縮小した構造となっている。超伝導線材には、径0.35mmのNbTiZrTa線材(表2.2-1参照)を用いた。線材は内径17mmのベークライトボビンに±45度傾けて2層(TT-4)および4層(TT-5)巻いた。出来上がったコイルは最終的にウッドメタルで含浸した。最終寸法は長さが50mm、外径がTT-4が19mm、TT-5が21mmであった。テストシールドを有効ボア70×24mmを持つ超伝導スプリット電磁石(SMART-II)の中心に挿入し、均一な横磁場を印加した。表4.5-1はスプリット電磁石SMART-IIの諸元である。シールドは常温空間に導かれたロッドによって軸を中心に回転できるようになっている。図4.5-1は実験

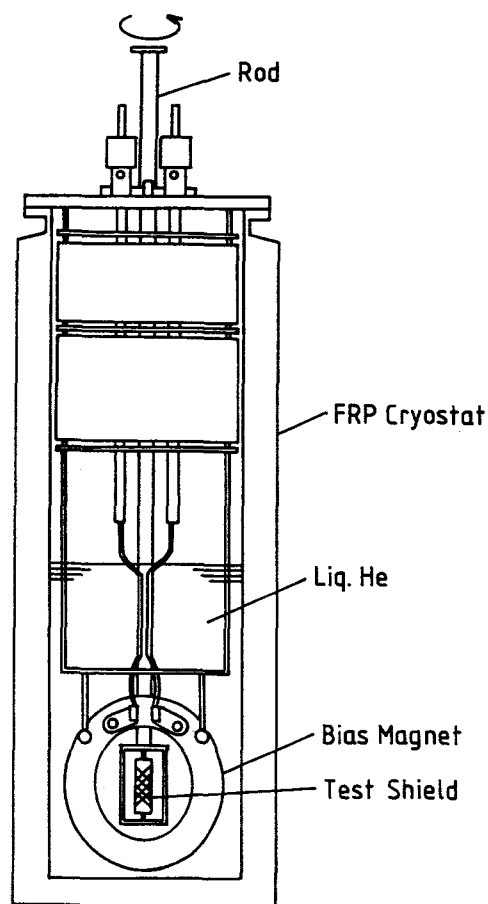


図4. 5-1 横磁場中でテストシールド4, 5を回転する装置

表4. 5-1 超伝導スプリットマグネットSMART-IIの諸元

Coil	Inner Coil		Outer Coil
	Inner layer	Outer layer	
Bore (mm)	40 X 60		122 X 142
Inner diam. of minor axis (mm)	49.8	81.8	130.8
Outer diam. of minor axis (mm)	73.8	111.2	191.4
Length (mm)	51.4 X 2	51.4 X 2	52.1 X 2
Number of layers	10	16	32
Number of turns	390 X 2	732 X 2	1550 X 2
Coil constant (T/A)	0.0042	0.0086	0.0162
Conductor	Nb3Sn f.m.	Nb3Sn f.m.	NbTiZrTa
Conductor size (mm ϕ)	1.2	1.0	1.02
Filament diameter (μ m)	6	5	31
Number of filaments	8305	8305	397
Copper/non copper	0.41	0.41	1.7
Insulation	E-glass	E-glass	Formver

装置を示したものである。

ここでテストシールドの回転角 ϕ についてあらかじめ定義しておく。図4. 5-2は磁場の方向(x方向)から見たテストシールドの外観を模式的に表わしたものである。角度0から90度まで回転することにより、外観は(a)のように変化する。ここで $\phi=0$ の状態を遮蔽性能を持たないであろうと予想される配置とした。前節で行ってきたTT-2、3を用いた実験は、従って $\phi=90$ 度の状態である。全体を含浸しているため、各ターンは独立した超伝導のリングと見なすことができ、シールドはこのリングの集合体と考えられる。(b)は ± 45 度傾けたリングから1個ずつを抜きだして示したものである。 $\phi=0$ のときはリング内に磁束が鎖交しないことがこの図からも分かる。 $\phi=90$ 度るとき、磁場の方向から見たリングの形は円形である。

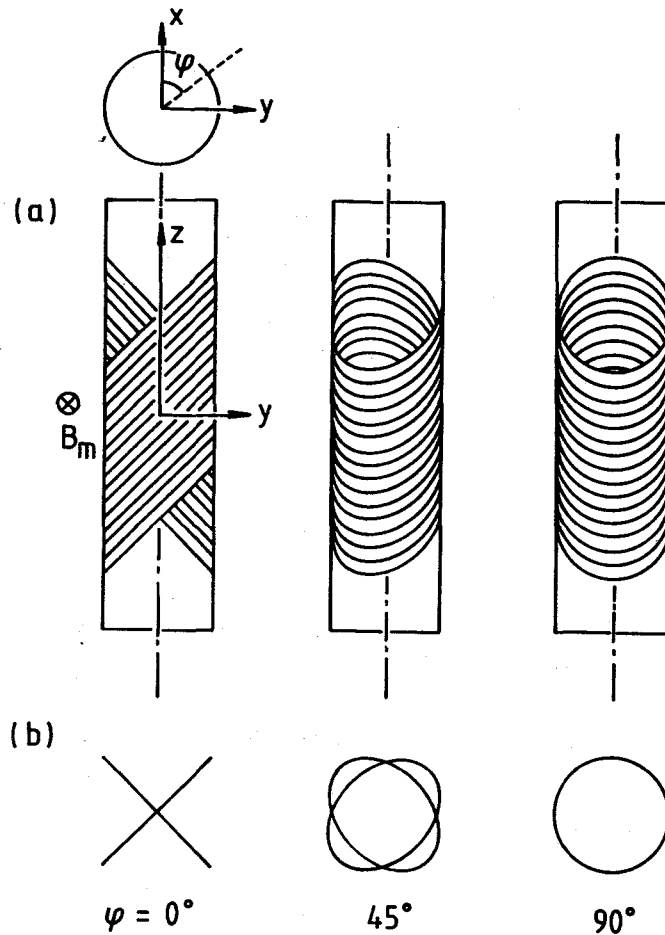


図4. 5 - 2 斜巻コイル型シールドを回転したときの磁場の方向から見た外観変化：(a) シールド全体、(b) シールドから抽出した2個のリング

遮蔽性能の異方性は2種の方法で調べた。方法Iでは回転角をあらかじめ固定しておき、磁場をシールドが磁束跳躍を起こすまで印加した。これはこれまでの実験と同様の方法である。これに対し、方法IIでは $\phi = 0$ の状態であらかじめ一定の磁場を印加しておき、 $\phi = 90$ 度の状態までシールドを回転した。さらにその後、 $\phi = 0$ の状態に戻した。遮蔽性能はシールドの中心に回転しないように固定したホール素子によって測定した磁場のx方向成分 B_{sx} で表現する。 $\phi = 0$ 、 90 度以外ではy方向の磁場も出来ると予想されるが、ここでは ϕ を0から 90 度に回転したときの磁場のスイッチングに注目しているためここでは特にx方向成分のみを測定した。

4. 5. 3 実験結果と考察

図4. 5-3、4. 5-4にTT-4、TT-5にそれぞれ磁場を印加したときの印加磁場 B_m と測定磁場 B_{sx} の関係を示した。破線はシールドがないときの測定磁場である。このときの磁場の掃引速度は $6 \times 10^{-3} \text{T} / \text{sec}$ であった。図4. 5-3を見ると $\phi = 0$ のときほとんど遮蔽性能を持たないことが分かる。一方 ϕ の増加に伴い、遮蔽性能が増加し、 $\phi = 90$ 度の場合、 0.4T で磁束跳躍を起こしたものの、磁束跳躍直前の遮蔽効率は 96% であった。これらの結果は当初予想した通り、斜巻コイル型シールドが磁場の方向に対し性能異方性を持つことを明確にしている。TT-5については $\phi = 90$ 度のデータしかないが、 0.79T まで磁束跳躍を起こさず、このときの遮蔽性能は 97% であった。層数の増加によって最大遮蔽可能磁場が増すことは前節の実験結果と同様である。

図4. 5-5、4. 5-6は磁場を固定し、シールドを回転する方法IIによって得られた結果である。横軸回転角 ϕ に対して、縦軸測定磁場 B_{sx} を示す。印加磁場は先の実験での $\phi = 90$ 度における磁束跳躍を起こす直前の磁場を選び、TT-4には 0.74T 、TT-5には 0.40T とした。実際はこれ以上の磁場を印加し、回転を試みたが途中で磁束跳躍を起こした。図中の○印は 0 から 90 度に回転したときの、●印は 90 度から 0 に戻したときの測定磁場である。図4. 5-5中の△印は先の実験での 0.40T 印加時の測定磁場である。結果は $\phi = 0$ から 90 度に回転することにより磁場を遮断でき、 90 度から 0 に再び戻すことにより、遮断した磁場を再生できることを明確にしている。方法IとIIを比較しても同等の異方性を示すことが分かった。

図4. 5-2から分かるように超伝導リングを鎖交する磁束は $\sin \phi$ に比例している。この磁束を排除するためにリングにはシールド電流が流れ、中心では法線方向に磁場を作る。この磁場は単純には $\eta B_m \sin \phi$ と表わせる。ここで η は遮蔽効率を意味する。さらにこの磁場のx方向成分は $\eta B_m \sin^2 \phi$ となる。従って測定される B_{sx} は

$$B_{sx} = B_m (1 - \eta \sin^2 \phi) \quad (4. 5 - 1)$$

と表わされる。図4. 5-5、4. 5-6には(4. 5-1)式に $\phi = 90$ 度における η の実測値を代入したときの B_{sx} の計算値を実線で示した。測定値とよい一致が見られ、シールド電流が図4. 4-1と同等の形状であることを証明する結果が得られた。

高速の遮断再生の可能性を調べるため、回転角を台形波状に変化させ、 B_{sx} を測定した。図4. 5-7はTT-4に 0.31T の外部磁場を印加し、3秒間で 0 から 90 度、1秒間保持した後、再び3秒間で 90 度から 0 に戻した時の実験

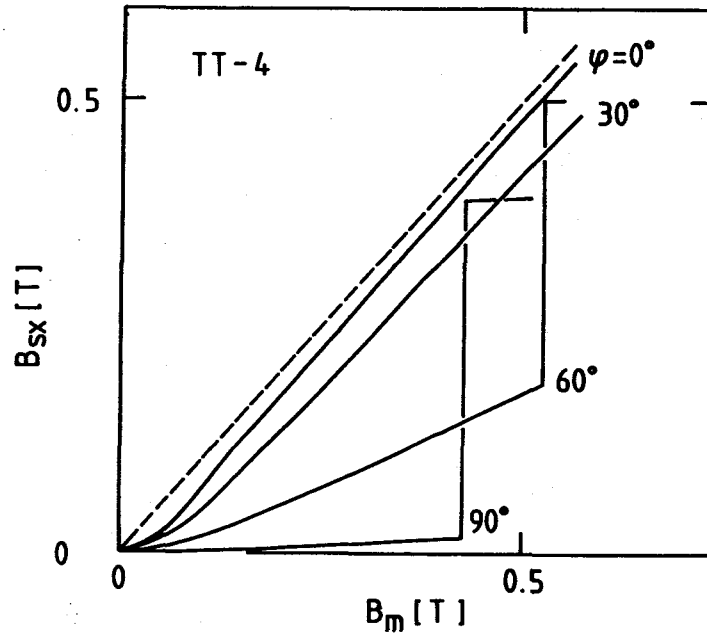


図 4. 5 - 3 印加磁場と測定磁場の関係。TT-4 に異なる方向から磁場を印加した結果を示す。

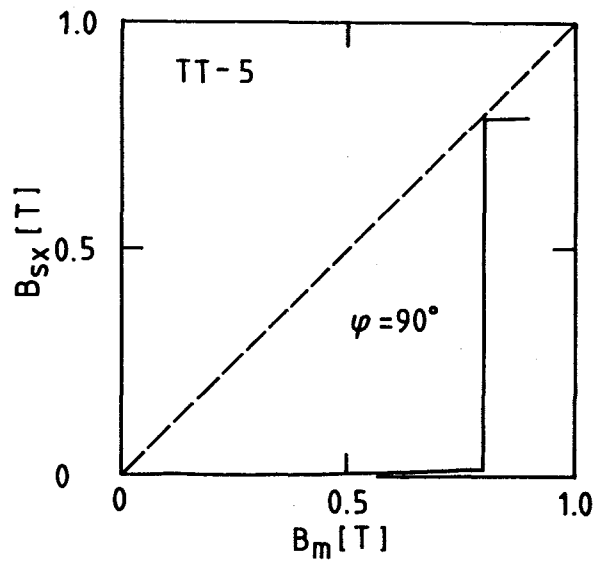


図 4. 5 - 4 印加磁場と測定磁場の関係 (TT-5)。回転角 ϕ は 90° に固定した。

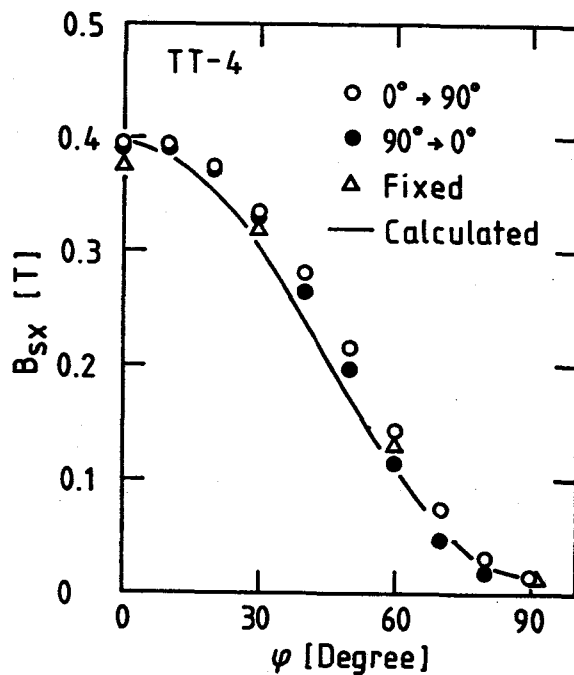


図 4. 5 - 5 0. 4 0 T の磁場印加中で T T - 4 を回転した時の測定磁場の変化。 ϕ を 0 から 9 0 度に変化させた時を \circ 印で、 9 0 度から 0 に戻した時を \bullet 印で示した。 Δ 印は図 4. 5 - 3 の結果における 0. 4 0 T 印加時の測定磁場をプロットした。実線は計算の結果である。

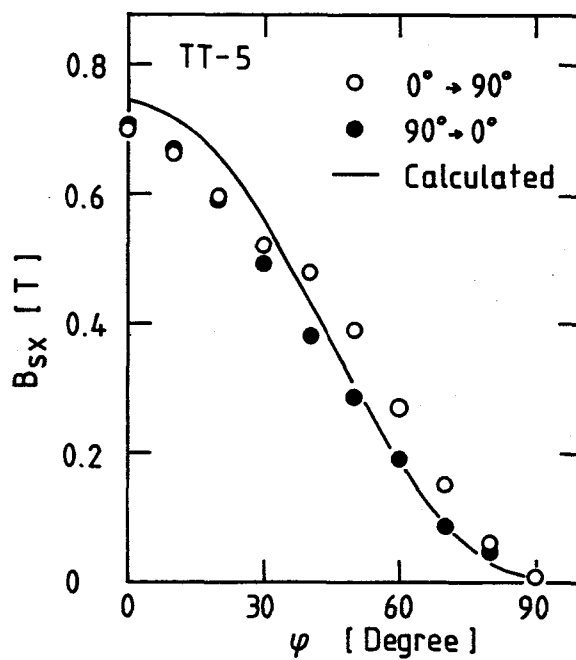


図 4. 5 - 6 0. 7 4 T の横磁場下で T T - 5 を回転した時の測定磁場の変化

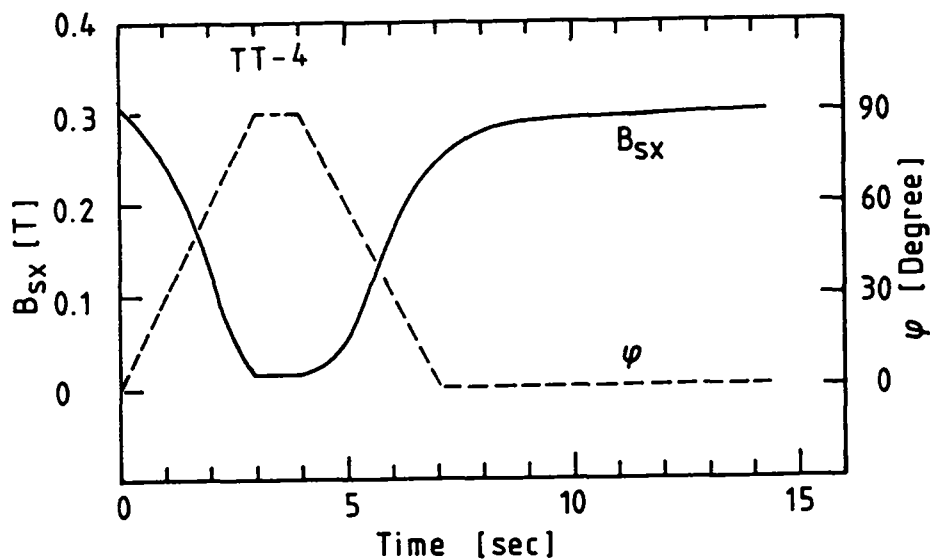


図 4. 5 - 7 0.34 T の横磁場下で TT-4 を台形波状に回転したときの回転角 ψ と測定磁場の時間変化

データである。磁場遮断時は応答が早く 3 秒の磁場の遮断に成功した。しかし再生時の応答は遅く初期の磁場に復帰するのに 30 秒以上を要した。この実験では 2 秒の遮断も試みたが回転途中でシールドの磁束跳躍が起こった。これらの結果から、シールドの回転により数秒のオーダーで磁場の遮断が可能であることが分かった。しかしその後の再生には時間を要するといった問題点が残された。 $\psi = 0$ に戻しても遮蔽効果を有していることは、いくつかのリングが電気的に結合しており、見かけ上大きな電流ループが形成していることを意味する。このときのウッドメタルは常電導転移しているにもかかわらず、その抵抗が比較的低いため、電流減衰に時間を要しているものと考えられる。遮断時にも同様にリングの結合が起こっていると考えられるが遮蔽効果を増長する結果となるため、見かけ上応答が遅くなることはない。逆に回転途中は応答が早くなっている可能性がある。この様なリング間の電気的結合を切断するためには、異方性を増長すれば良く、常電導転移したときの含浸材の抵抗を増加させることが最も効果的である。

4. 5. 4 まとめ

斜巻コイル型磁気シールドを横磁場中で軸を中心に回転する実験を行い、以下の知見を得た。

- (1) 斜巻コイル型磁気シールドが横磁場の方向に対し遮蔽性能に異方性を持つ

ことを確認した。この異方性は、シールド電流のほとんどが線材の方向に沿って流れることによって引き起こされる。

(2) この異方性を逆利用し、シールドを回転することによる磁場の遮断、再生装置を提案した。

(3) この方法で磁場を数秒で遮断できることを確認した。これは超伝導線材を用いたことにより、非常に高い安定性を有していることを示す。これに対し、再生時は回転に対し、磁場の再生に時間遅れが発生した。これは、含浸材の常電導抵抗を増加させることにより解決できるであろう。

4. 6 結言

本章では、横磁場を遮蔽できる円筒状磁気シールドを超伝導極細多心線材を用いて製作する方法について研究を行った。低融点金属を用いて超伝導線材を電気的に接合した構造の磁気シールドでは、任意の方向に電流を流すことが出来ず、線材の配向に留意する必要性が生じた。一体の超伝導円管に横磁場を印加した際に形成される鞍形状のシールド電流を超伝導線材を用いて模擬することは製作上困難であることが分かり、線材を軸から傾けてソレノイド巻き横磁場を遮蔽する方法を提案した。これを斜巻コイル型磁気シールドと名づけ、数個のテストシールドを製作、試験し、応用の可能性を調べた。本章で得られた結果をまとめると次のようになる。

(1) 超伝導線材を±45度傾けソレノイド巻き、ウッドメタルで含浸したテストシールドにより、1.1 Tの横磁場を安定に遮蔽することに成功した。但しこのときの遮蔽効率は97%であった。

(2) シールド電流は、線材の配向に沿って流れており、ウッドメタルは線材の接合にのみ寄与している。このことは磁場の方向により、遮蔽性能に異方性を持つことから確認された。

(3) 長尺のシールドを製作する場合、超伝導線材の巻き付けのみで製作できるこの方法が有望である。但し、遮蔽性能に異方性を持つため、あらかじめ決められた磁場形状に対してのみシールドを設計できる。

(4) 遮蔽性能に異方性を持つことを逆に利用し、シールドを回転することにより、内部磁場を変動させる装置を提案した。磁場を電源以外で制御出来るこの装置は非常に応用範囲が広い。特に電源から切り放し、永久電流モードで運転されている超伝導電磁石の作る磁場を制御できる可能性を見いだした。

参考文献

- (1) M. Frankel: IEEE Trans. on Magn., MAG-15, 1349 (1979)
- (2) F. Martin and S. J. St. Lorant: J. Appl. Phys., Vol. 44, 460 (1973)
- (3) M. N. Wilson: "Superconducting Magnets", Clarendon Press Oxford, 318-322 (1983)

第5章 板状磁気シールドによる 電磁石漏洩磁場の遮蔽

5.1 緒言

これまでの研究は高磁場中において一定空間の磁束をシールドまたはトラップし、磁場の制御を行うことを目的としたものであった。また特に長尺の円筒状のシールドの開発を目標としてきた。これは加速器への応用を考えた際、ビームラインに沿った円筒状のシールドが最も応用分野が広いためである。本章ではこれに対し比較的広い空間の磁気遮蔽を目的とした板状の磁気シールドを研究する。電磁石周辺には数多くの装置、計測機器が配置される。これら装置、機器の中には電磁石の漏洩磁場の影響を受けるものが多い。許容される磁場は装置によって異なるが、 $1 \sim 10 \text{ mT}$ が大まかな基準となっている⁽¹⁾。医療用として普及しているMRIについては 0.5 mT ラインと呼ばれる厳しい基準が設けられている⁽²⁾。この漏洩磁場を低減し、周辺装置を電磁石に近づけることが出来れば、装置全体の規模が小型化する利点が生まれる。これから研究する磁気シールド板は、電磁石の外部に設置し、周辺磁場を低減できる性能を有するものである。

超伝導磁気シールドで広い空間を遮蔽することは容易ではない。磁束線はたとえ超伝導の磁気シールドに遮られたとしても消滅することはなく端部に回り込み反対側に通過する。そのため磁気シールドの端部では磁束が集中し、高い磁場が出来る。遮蔽空間を広くしようとすれば、より端部に集中する磁場は増長される。この集中磁場が超伝導性を劣化させ、遮蔽性能に影響を与えることは、3章、4章の研究でも明かとなっている。円筒状、球状のシールドは全体がなめらかな面で形成されており、磁束の集中を緩和する性質を持っているため、磁気シールドの中では最も容易に製作できる形状と言える。ところが逆に板状のシールドは最も磁束集中が起こり易い形状である。このような磁束集中による性能劣化は超伝導磁気シールドに限らず、強磁性磁気シールドにも見られるものである。しかし、超伝導磁気シールドではさらに磁気的不安定性の問題が加わる。2.2.1節で議論したように、磁場の方向から見て厚さの大きな超伝導体は磁気的に不安定になり、磁束跳躍を起こし易い。第2に、磁束の集中を受けると、超伝導体が真に受ける磁場が増し、磁束跳躍を起こす印加磁場が減少する。この意味で板状の磁気シールドは、その面積に比例して不安定性を増していることになる。このような困難さから、板状の超伝導磁気シールドが研究された例はほとんどないのが現

状である。

2. 2. 1 節の議論から、磁束跳躍を回避するには、動的安定化を施すことが第1であるが、本研究では磁束の集中を避けるため、超伝導体を細かく分割する方法を用いた板状磁気シールドを検討した。超伝導体としては、これまでの研究結果を踏まえ、超伝導線材を低融点金属（ウッドメタル）で接続したリングを用い、これを多数配置し板状にした構造のシールド（マルチリング型磁気シールド）を検討した。これにより、シールドは細かく分割された超伝導リングの集合体と見なすことができ、高い安定性を持つことが期待される。磁束の集中を避けるためには磁束の透過をいくらか許容しなければならないが、磁束跳躍を回避することより高い磁場で使用可能となれば、応用の範囲は広いと考えられる。例えば、電磁石の近傍に超伝導シールドを置き強磁場を減衰させ、その外側に強磁性シールドを置けば、効率的な遮蔽が可能となるであろう。3. 2 節では、マルチリング型磁気シールドについてリングの形状と遮蔽性能の関係を調べ、最適なリングの配置を研究する。ここではテストシールドとしてPPタイプ（Plate in Perpendicular Field）を製作し、マルチリング型磁気シールドの応用可能性を調べた。磁束跳躍を回避する第2の方法として、臨界温度 T_c の高い超伝導体を使用することが考えられる。5. 3 節では、臨界温度が90 Kクラスの酸化物超伝導体を使用し、板形状での磁気遮蔽性能を調べた。これにより、酸化物超伝導体の磁気シールドとしての使用可能性を探る。5. 4 節は、本章のまとめである。

5. 2 マルチリング型板状磁気シールド

5. 2. 1 はじめに

第3、4章において超伝導線材をソレノイド巻し、低融点金属で含浸した円筒状磁気シールドを研究してきた。この構造が、超伝導リングの集合体と見なすことが出来ることはこれまでに述べた通りである。ここでは、この超伝導リングを集合し、板状にした構造のシールド（マルチリング型磁気シールド）に注目し、磁気遮蔽性能を調べる。一つの超伝導リングには、線材の両端を低融点金属で接続した円形のリングを考える。これを平面上に多数配置することにより、リングの集合体である磁気シールドを製作する。線材を接続し、超伝導リングを作る方法については、既に多くの知見が得られている。ここでの研究の目的は、リングを平面に配置し集合体とする際の最適なリングの寸法を調べることである。リングの寸法を大きくすることは、磁束の集中を助長し、安定性を劣化させる。逆に、

リングの寸法を小さくすると遮蔽性能を劣化させる可能性がある。最適なリングの寸法を決定するために、磁場解析および小型シールドを用いた実験を行った。シールドの形状は遮蔽性能の評価を容易にするため対称性の良いディスク状とした。

5. 2. 2 磁場解析によるリング寸法の最適化

直径 b のディスク状のシールドを考え、その中に直径 a の超伝導リングを無作為に配置したとき、シールドの外観は図 5. 2-1 のようになる。いずれもリングの個数は 20 であり、 a/b が 1、0.7、0.5、0.4 と異なる 4 種類を示した。 a/b が 1 の場合は、全てが重なり 1 個のリングとなる。 a/b が 0.5 より大きい場合は、中心に線材の存在しない空間が出来る。磁場解析にお

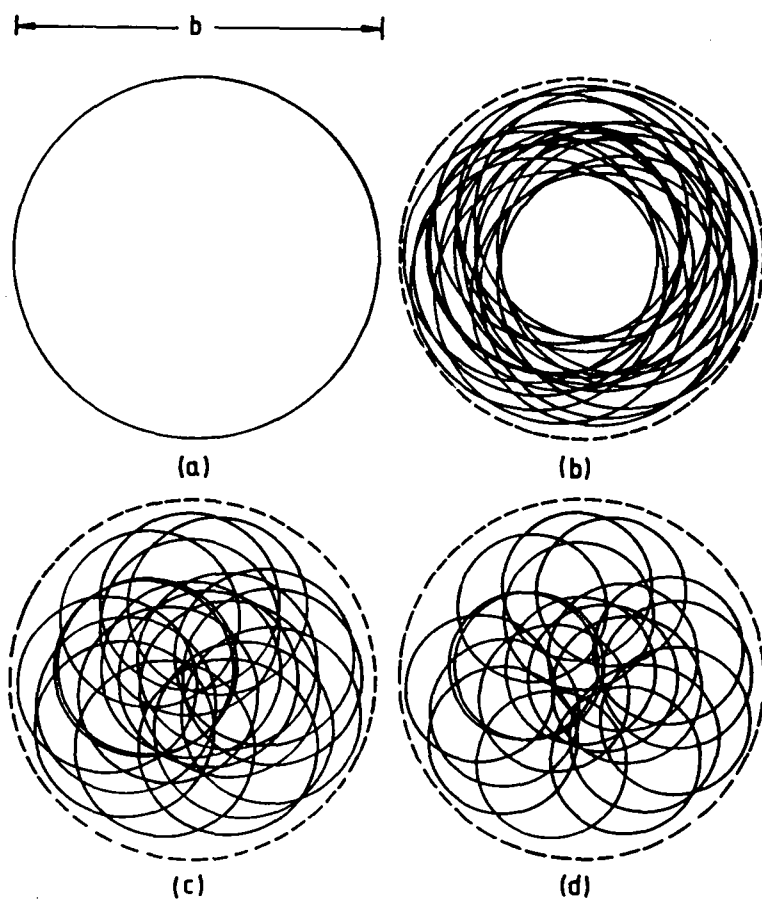


図 5. 2-1 マルチリング型磁気シールドの外観

(a) $a/b = 1$, (b) 0.7, (c) 0.5,
(d) 0.4

いては、これらのリングが全て1平面上にあるとし、リングには一様な電流 I_s が流れると仮定した。計算では、印加される磁場については議論せず、シールドの作る磁場についてのみ調べた。座標軸は、円筒座標系を用い、ディスクの中心を原点、法線方向を z 方向とした。シールドの作る磁場の方向は z 軸上では正の方向であり、印加磁場は負の方向とする。さらにリングの個数は 10^4 個に設定した。 $a/b = 1$ のとき中心にシールドが作る磁場の z 方向成分、 B_{z0} は、

$$B_{z0} = \mu_0 I_s N / b \quad (5.2-1)$$

となる。マルチリング型シールドの作る磁場をこの磁場で規格化し、係数 f を用いて

$$\begin{aligned} B_z(a/b, z/b, r/b) &= f B_{z0} \\ &= f \mu_0 I_s N / b \quad (5.2-2) \end{aligned}$$

と表わすことにする。 f はリングの形状 a/b の関数であり、位置 z/b 、 r/b の関数でもある。以下ではシールドの作る磁場をシールドの大きさ、リングの個数に依存しない値である f で評価した。

図5.2-2は中心表面近傍 ($z/b = 0.01$ 、 $r/b = 0$) の f 値と a/b の関係である。 $a/b = 1$ のとき $f = 1$ となるのは定義通りであるが、 a/b の減少とともに f 値が増加し、 $a/b = 0.5$ でピークを示した。 a/b が 0.5 以下では急激に f 値が減少した。この結果よりマルチリング型シールドは $a/b = 0.5$ のとき、中心近傍において高い遮蔽性能を持つことが期待できる。

図5.2-3はシールド表面近傍における f 値の r 方向分布である。表面近傍ということで、 $z/b = 0.01$ と設定した。表面近傍では、磁場の r 方向成分は z 方向成分に比べ小さいため、ここでは z 方向成分のみを計算している。 f 値は中心の値で規格化した。また r は b で規格化している。 $r/b = 0.5$ の位置がシールドの端部である。結果は a/b が 0.5 以外のシールドでは端部に大きな負の符号を持つ磁場を作ること示している。これは端部で印加磁場を強め、磁束の集中を助長していることに相当する。この結果を見ても、 $a/b = 0.5$ の場合が最もシールドとして適していることを示唆している。

図5.2-4は z 軸上の f 値の分布である。図5.2-3と同じく f 値は中心の値で規格化しており、 z は b で規格化した。 $a/b = 0.5$ の場合のみが f 値の減衰が大きいことが分かる。これは、遮蔽空間が狭いことを示しており、これまで結果のように $a/b = 0.5$ が最適とは言えなくなる。しかし、さきに述べ

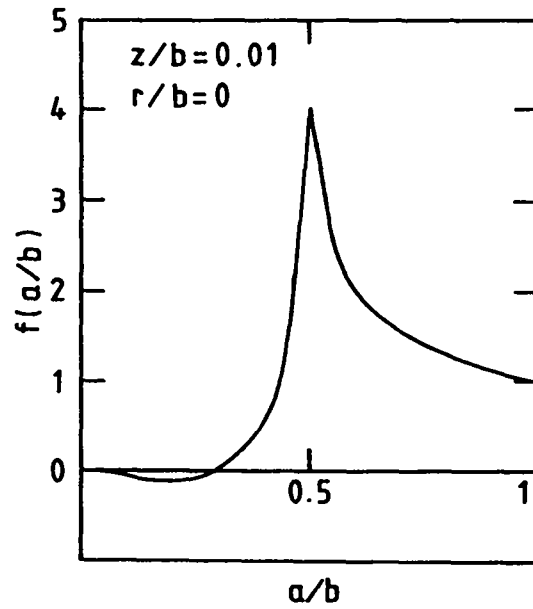


図5. 2-2 中心にシールドが作る磁場の a/b 依存性

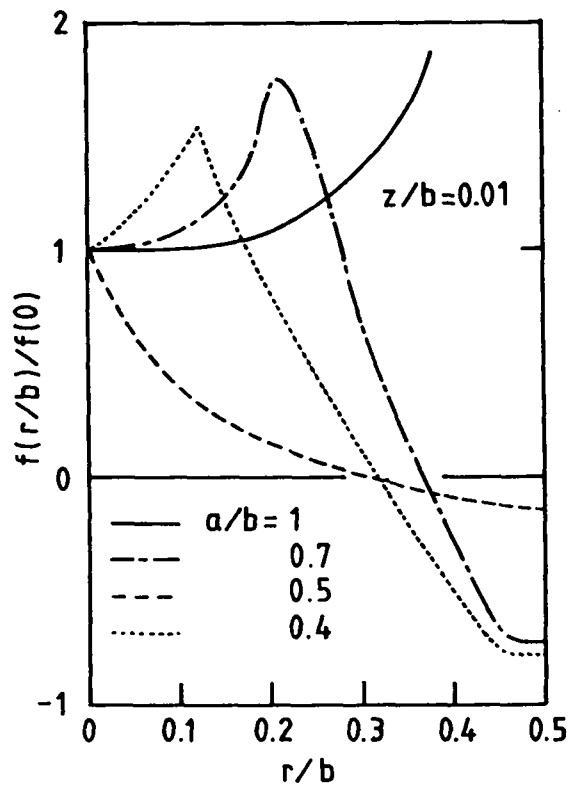


図5. 2-3 シールドが作る磁場の r 方向分布

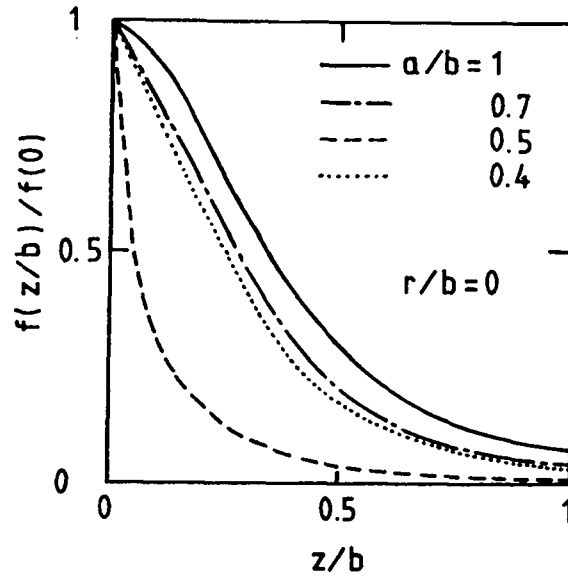


図5. 2-4 シールドが作る磁場のz方向分布

たように強磁性体との併用を考えた場合、超伝導シールドの近くに強磁性シールドを設置できれば、この問題は関係しなくなる。

以上の解析結果より、 $a/b = 0.5$ 、つまりリングの径がシールドの径の $1/2$ の場合が磁気シールドとして最も安定で高い性能を持つことが示唆された。次に小型のディスク状シールドを用いて、リングの径と遮蔽性能の関係を実験的に調べ、解析と比較する。

5. 2. 3 テストシールド (PP-1, PP-2) の製作および実験方法

実験に使用したテストシールドは径が40mmのPP-1タイプと、90mmのPP-2である。PP-1はリングの内径、個数の異なるものを用意し、これらの影響を調べた。PP-2は超伝導電磁石GEMINI-IIの上部に取り付け、漏洩磁場の遮蔽性能を実証するために用いた。

リングは超伝導線材(0.35mmφのNbTiZrTa複合多心線材、表2.2-1参照)の両端をウッドメタル

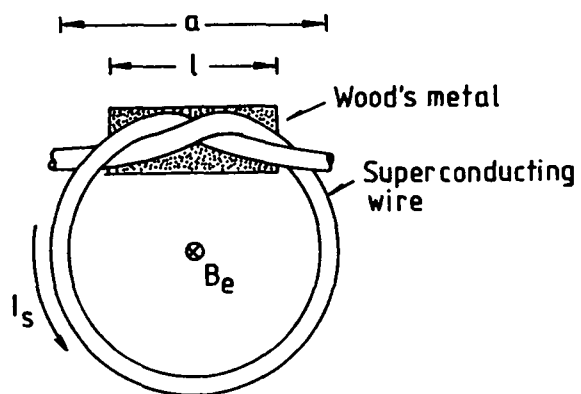


図5. 2-5 超伝導リングの模式図

で接合することにより製作した。図5. 2-5は超伝導リングの模式図である。PP-1は、リング径が10、15、20 mmの3種類を製作した。a/bはそれぞれ0.25、0.33、0.5となる。超伝導線材の接続長さ l はそれぞれ7、10、13 mmであった。このリングを約100個まで集合させ、径40 mmのディスク状磁気シールドを製作した。これを超伝導スプリット電磁石に挿入し、0.5 Tの均一な垂直磁場を印加した。磁場の掃引速度は、0.001 T/秒で、磁気シールドは0.5 Tまで安定に動作した。遮蔽性能は0.5 T印加した時点での遮蔽効率で評価した。シールドの中心から1 mm離れた点で測定した磁場 B_s と印加磁場 B_m より、遮蔽効率は $(B_m - B_s) / B_m$ で定義する。

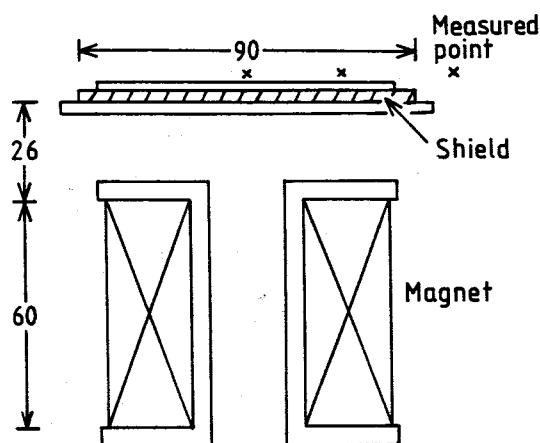


図5. 2-6 テストシールドPP-2と超伝導マグネットの実験配置

PP-2は、解析、実験結果を踏まえ、a/b = 0.5とした90 mm径のディスク状シールドである。径45 mmのリングを100個集合し、3 mm厚のシールドを製作した。電磁石の漏洩磁場に対する遮蔽性能を調べるため、超伝導パルス電磁石の上部に固定し、表面近傍の磁場を測定した。電磁石とシールドの位置関係を図5. 2-6に示した。磁場は図に示された3点で測定した。

5. 2. 4 実験結果及び考察

図5. 2-7は、PP-1に関する結果である。リング径 a の異なる3種類のシールドについて0.5 T印加時の遮蔽効率のリング数依存性を示した。a = 20 mmつまりa/b = 0.5時の遮蔽効率が他に比べて非常に高いことが分かる。これは5. 2. 2項で述べた磁場計算の結果と矛盾しない。実験、解析の両方から、マルチリング型ディスク状シールドを製作する際はリングの径をシールドの径の1/2にすれば良いことが明らかとなった。遮蔽効率はリング個数に比例して増加した。これは式(5. 2-2)と矛盾しない結果である。リング個数の増加により、さらに遮蔽効率を改善することが出来るであろう。しかし、式(5. 2-2)式を用いてa = 20 mmについて実験結果から I_s を逆算すると、約50 Aであった。これは超伝導線材1本の臨界電流に対し、約1桁小さな値である。

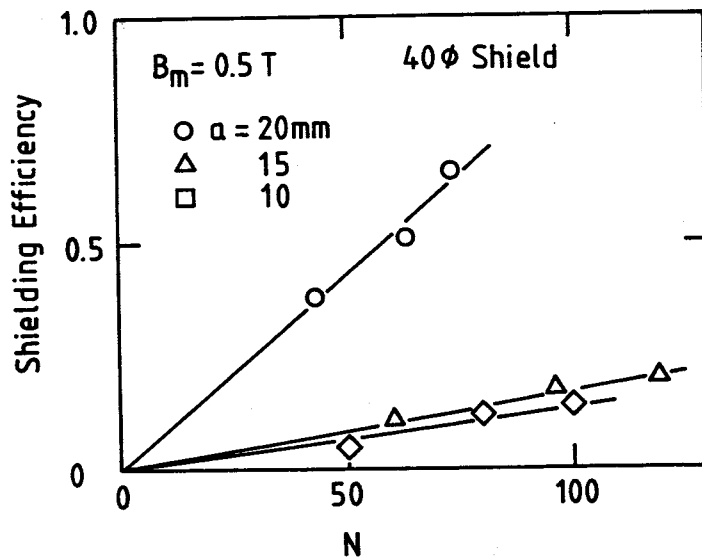


図5. 2-7 テストシールドPP-1に関する遮蔽効率とリング個数の関係

つまりシールド電流を制限しているのが接続部のウッドメタルの臨界電流であることが分かる。接続部の臨界電流を増加させるためには接続長さ l を長くする必要がある。しかし、1ターンのリングを考えると接続長さは、リングの周長以上にすることは出来ず、従って径の大きなリングほど製作が容易となる。

PP-1の実験結果を踏まえ、直径90mmのPP-2を試作した。 $a/b = 0.5$ にするため、リングの径を45mmにし、接続長さ l をPP-1より長くし、約50mmとした。リングの個数は100である。図5.2-8は、中心の測定点における印加磁場と測定磁場の関係である。掃引時間を変えた3回の実験結果を示した。0.1Tまでは、掃引時間に関係なく、測定磁場は直線的に変化し、安定な遮蔽が出来た。ところが遮蔽効率は1を越え、負の磁場が観測された。工学的には、遮蔽効率は磁場の絶対値で示されるため、このように負の磁場を作り出すことは好ましくない。この原因については後で述べる。0.1Tを越えると、掃引速度に依存した磁場が観測された。これは、掃引速度が速い場合に抵抗成分が現われたことに相当し、つまり遮蔽電流が接続部の臨界電流を越えたことになる。ロードラインで示すと図5.2-9のようになる。遮蔽電流は初め印加磁場に比例して増加する。ところが接続部の臨界電流に達すると(点P)、臨界電流によって遮蔽電流が制限される。臨界電流は磁場によって減少するため、遮蔽電流は急激に減少し、遮蔽効果を失ってしまう。実験では、0.1Tが点Pの磁場と考えられる。マルチリング型シールドを使用する際この点Pまでの磁場での使用が望ましい。

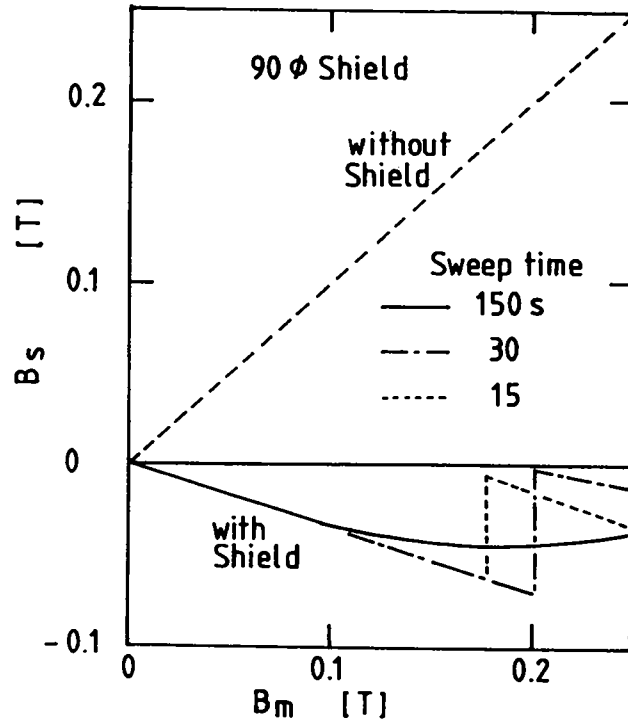


図5. 2-8 PP-2の中心測定点における印可磁場と測定磁場の関係

掃引時間が15秒と30秒の場合には、0.2 Tに至るまでに、磁束跳躍を起こした。また掃引速度の速い方が低い磁場で磁束跳躍を起こしている。このように掃引速度によって安定性が変化することは、動的安定化が働いており、安定性が改善されていることを示唆している。さらに磁束跳躍を起こしたとき、測定磁場は印加磁場まで戻っておらず、シールドの一部だけが常伝導転移していることが分かる。一体の超伝導体で作ったシールドではこのような現象は見られず、マルチリングにすることによる安定性改善の効果と考えるとよい。リングつまり線材の安定性を高めることにより、さらにシールド全体の安定性を改善できるであろう。

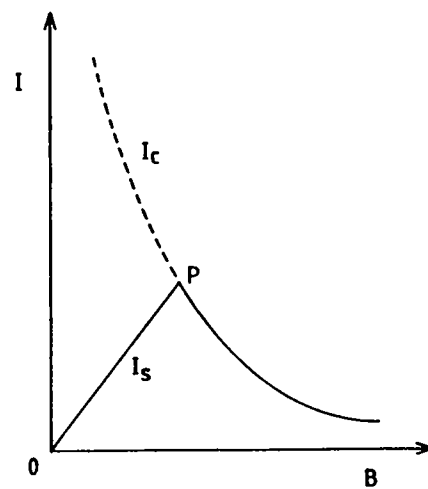


図5. 2-9 リングを流れる遮蔽電流 I_s の磁場に対する変化

図5. 2-10は中心測定点に0.1 Tを印加したときのr方向の磁場の分布

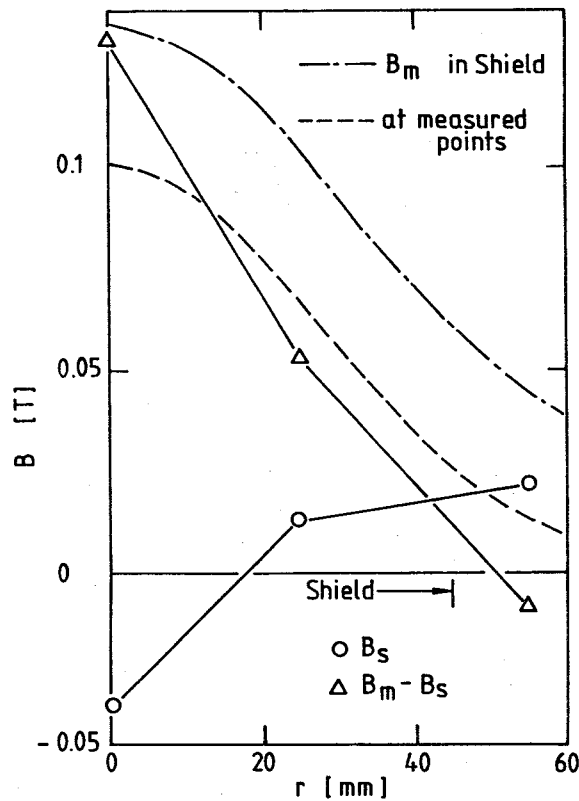


図5. 2-10 0.1 T印加時の r 方向の磁場分布

である。破線は測定を行った点での電磁石の作る磁場の分布である。一点鎖線はシールド位置での電磁石の作る磁場分布である。双方の位置は6 mm程度しか離れていないが、磁場は1.3倍異なる。○印は3点で測定された磁場である。△印は印加磁場から測定磁場を引いた結果をプロットした点である。これはシールド自身が作った磁場に相当する。中心においてシールドの作った磁場はシールド位置での印加磁場に近い値となっている。これに対し、印加磁場の方が距離に対する減衰が大きいため、シールド近傍の測定点では、シールドの作る磁場の方が印加磁場より大きくなったものと考えられる。中心の測定点において、負の磁場が観測された原因がこれで説明できる。シールド端部の測定点では、測定磁場と印加磁場が同程度であることが分かる。磁束の集中を回避できると期待されたマルチリング型シールドの利点の実験によっても明かとなった。

5. 2. 5 まとめ

本節では、電磁石の周辺磁場を遮蔽できる安定な板状磁気シールドとして、超伝導線材を用いたマルチリング型シールドを提案し、解析、実験からシールド設

計に必要な知見を得た。以下に得られた結果を列記する。

(1) マルチリング構造にすることにより、端部への磁束の集中を回避でき、磁氣的に安定な板状シールドが製作可能である。

(2) ディスク状シールドを想定した場合、リングの径をシールドの径の $1/2$ にすると高い遮蔽効果が得られ、端部への磁束集中も抑制されることが、解析、実験の両面から明かとなった。

(3) 超伝導線材の両端を低融点金属で接続したリングを集合したディスク状シールドを試作し、マルチリング型磁気シールドが工学的に実用可能であることを明らかにした。

5. 3 酸化物超伝導体を用いたディスク状磁気シールド

5. 3. 1 はじめに

Y-Ba-Cu-O 酸化物超伝導体は 90 K を越える高い臨界温度 T_c を持つ。断熱安定化理論によれば、式 (2. 2-2) から分かるように、 T_c が高いと磁氣的安定性が改善される。この表式からは、NbTi に比べ 4 倍以上 B_{fj} が増加することが分かる。ここでは、酸化物超伝導体の磁気シールドとしての応用可能性を探るため、ディスク状のシールドを試作し、遮蔽性能を調べた。酸化物超伝導体はその T_c の高さから、液体窒素温度 (77 K) での使用が期待されているが、シールドとしての安定性を高めるためには $T_c - T_0$ が大きくなければならず、酸化物超伝導体を液体ヘリウムにおいて使用するのが望ましいと考えられる。本節ではまず酸化物超伝導体の基本特性のうちシールドとして必要な臨界電流密度 J_c を測定した。次に直径が 30 mm のディスク状シールド (PP-3、PP-4) を試作し、垂直磁場中での遮蔽性能を測定した。

5. 3. 2 J_c 測定とテストシールドの製作

酸化物超伝導体の製法について述べる。Y₂O₃、BaCO₃、CuO の粉末を用意し、調合した後エタノールを加え、ボールミル法を用いて 24 時間混合した。乾燥後、空気中で 12 時間 1173 K で仮焼した。仮焼粉を 2 ton/cm^2 で成型した後、再び 1173 K で 12 時間焼結を行った。インダクタンス法で測定した結果を図 5. 3-1 に示す。図は温度とインダクタンスの変化 (77 K のインダクタンスで規格化) を示しており、onset 温度が 90 K 、offset

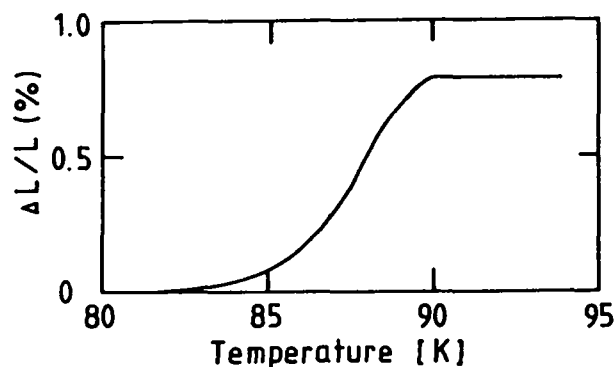


図5. 3-1 酸化物超電導体試料のインダクタンス法による T_c 測定結果

温度が83 Kであった。液体窒素温度では完全に超伝導に転移している。

J_c を測定するために、長さ40 mm、径5 mmのロッドを用意した。このロッドを長さ10 mmと30 mmに切断し、前者を磁化測定に、後者を4端子法に使用した。磁気シールドには径が30 mm、厚さが2.4 mm (PP-3)と4.9 mm (PP-4)の2種類のディスクを製作した。

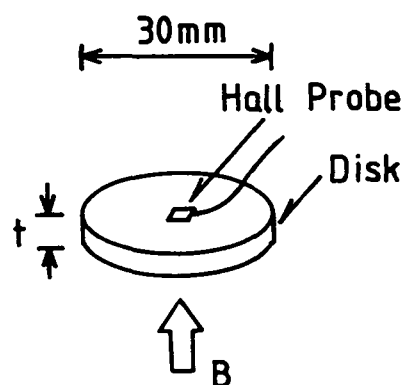


図5. 3-2 実験配置の模式図

4端子法による臨界電流は、10 mmの距離で取り付けられた電圧タップに1.0 μV 発生したときの輸送電流値として測定した。磁場依存性を調べるために、超伝導電磁石 (SMART-II) を用いて、液体窒素中で0.02 T、または液体ヘリウム中で1.5 Tを印加した。磁化測定は液体窒素中で行い、0.5 Tの磁場をGEMINI-IIを用いて印加し、磁化を測定した。遮蔽性能の測定は、液体ヘリウム中でSMART-IIを用いて12 mTまでの垂直磁場を印加し、中心表面から1 mm離れた位置の磁場を測定した。図5. 3-2は実験配置を模式的に表わしたものである。

5. 3. 3 実験結果及び考察

測定された J_c の B 依存性を図5. 3-3にまとめて示した。4端子法に関しては、液体窒素中(図中○印)と液体ヘリウム中(図中△印)で J_c がほぼ2桁

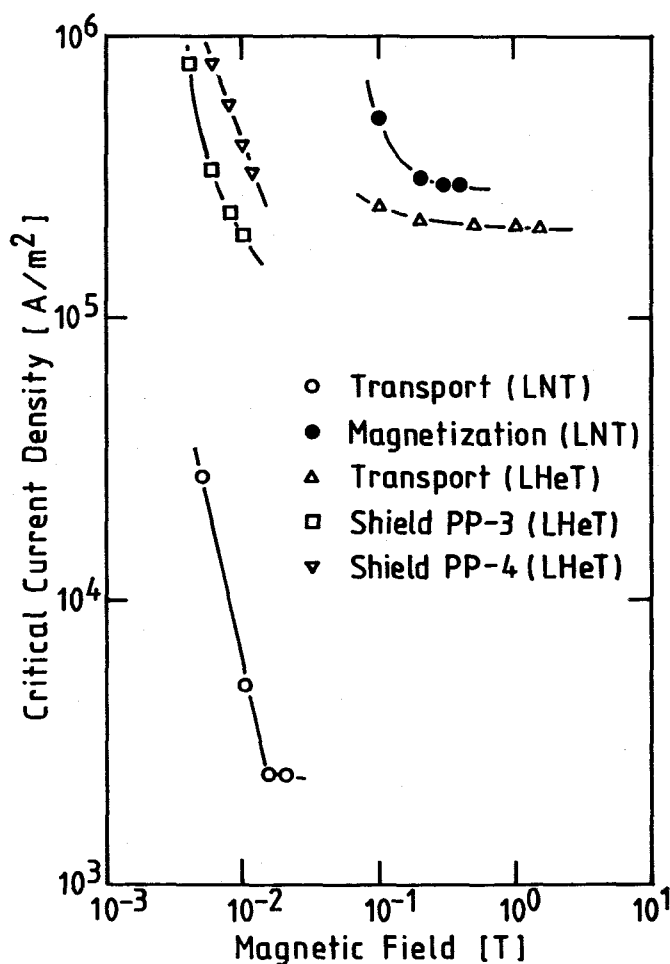


図5. 3-3 異なる方法で測定された J_c の B 依存性

近く異なることが分かる。磁気シールドとしては、 J_c が高いことが望ましく、液体ヘリウム温度での使用の方が応用可能性が高い。しかし、液体ヘリウム中での J_c の絶対値を見ると NbTi に比べ、4桁ほど低い値である。これでは安定性が改善されたとしても遮蔽効果を得ることは困難である。一方、液体窒素中で測定された磁化から (2.3-2) 式を用いて換算された J_c (図中●印) を見ると、4端子法で測定されたものより、2桁大きいことが分かる。これは磁化に反映されている遮蔽電流が試料の寸法より小さなものであり、全体を流れるものでないことで説明される⁽³⁾。全体を流れることが出来れば、4端子法測定の際、輸送電流を流すことが出来るからである。一般に J_c に不均一のない超伝導体では4端子法と磁化測定法では J_c に関してほぼ同じ測定値が得られる⁽⁴⁾。酸化物超伝導体では電流の経路を断ち切る要因として粒界が考えられている⁽³⁾。また結晶粒内においても J_c が異方性を持つことが知られている⁽⁵⁾。図5. 3-3では磁化から臨界電流の換算の際、試料の径を用いた。しかし遮蔽電流の寸法が小さければ、

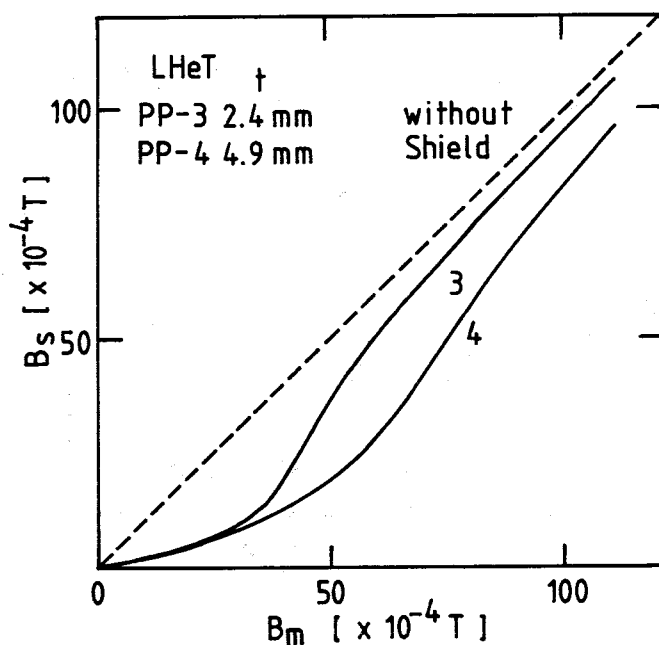


図5. 3-4 テストシールドPP-3, 4表面中心における印可磁場と測定磁場の関係

この J_c は過小評価していることになる。また液体ヘリウム温度ではさらに高い J_c となるはずである。このように磁化から得られた J_c を定量化することは出来なかったが、酸化物超伝導体を磁気シールドとして使用できる可能性を残した。次に実際に遮蔽性能を調べることにより、この問題に対して結論を出す。

図5. 3-4は、テストシールドPP-3, 4についての印加磁場と測定磁場の関係である。数mTで遮蔽効率が急激に減少しており、酸化物超伝導体がほとんど遮蔽性能を持たないことが明らかとなった。このシールド全体に均一な遮蔽電流が流れたと仮定したときの電流密度と測定点に作る磁場の関係は図5. 3-5のようになる。このロードラインを用いて各々のシールドに流れた遮蔽電流の密度を推測

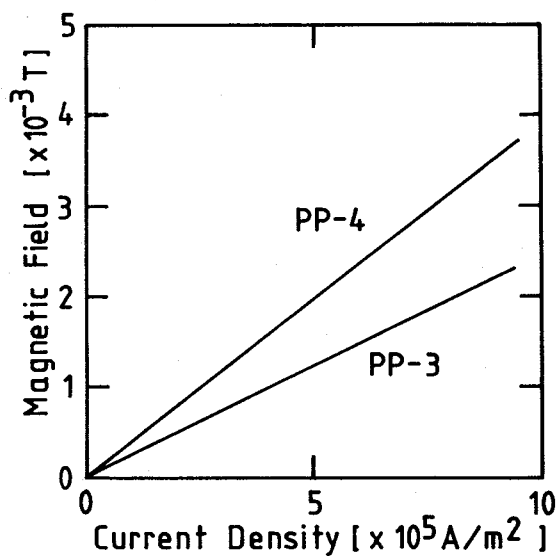


図5. 3-5 シールドに均一な遮蔽電流が流れたと仮定したときの測定点におけるロードライン

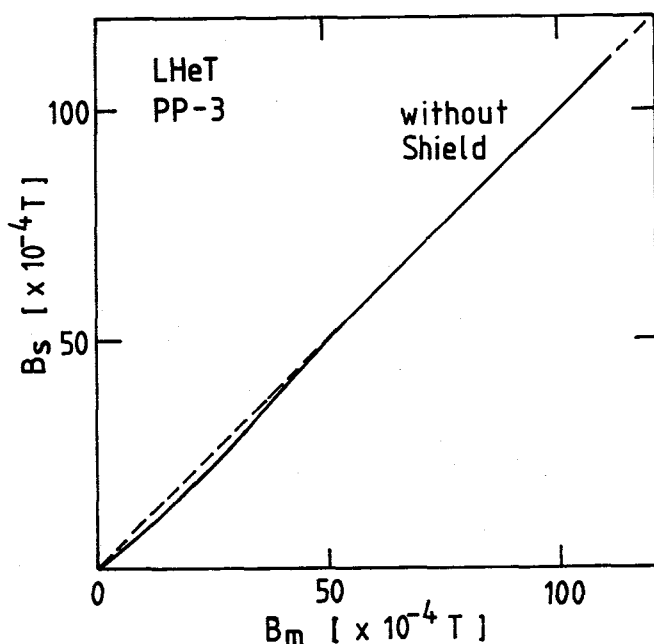


図5. 3-6 PP-3を4分割したときの印可磁場を測定磁場の関係

した。その結果を図5. 3-3に測定された J_c とともにプロットした。その値は輸送電流の J_c とほぼ同程度であり、磁化に関与している大きな遮蔽電流の影響は見られなかった。これは、磁化に関与した遮蔽電流の寸法が非常に小さなものであったことを示唆している。5. 2節で述べたようにシールドの寸法に比較して小さな遮蔽電流が集合しても全体としては遮蔽効果を持たない。従って、遮蔽性能に関与したのは、全体を流れることが出来る遮蔽電流のみであったと考えられる。このことをさらに実証するために、PP-3を4分割した後、再び張り合わせ、遮蔽性能を調べた。図5. 3-6はその結果である。分割することにより、全体を流れていた遮蔽電流の経路が切断され、ほとんど遮蔽性能を失っている。もし、小さな遮蔽電流の集合で効果的に遮蔽できるとするならば、少なくとも図5. 3-4で得られた程度の遮蔽性能が期待されるはずである。酸化物超伝導体を磁気シールドとして使用可能にするためには、均一な超伝導体とし、NbTiと同程度の電流輸送を可能にしなければならない。磁化測定の結果は、酸化物超伝導体自身は高い J_c を持つことを示唆しているため、製法が改良されれば不可能ではないであろう。本研究では、NbTiと酸化物超伝導体の J_c が大きく異なったため安定性の比較が出来なかったが、液体ヘリウム温度で使用した場合は酸化物超伝導体が高い安定性を持つことが期待できる。もし、動的安定性に頼らず磁気シールドができたならば、非常に効率的なシールドとなりうる。かつ磁場変化の速い環境下でも安定に動作するであろう。

5. 3. 4 まとめ

この節では、酸化物超伝導体の磁気シールドとしての応用可能性を探るため、ディスク状のシールドを試作し、遮蔽性能を調べた。以下がその結果である。

(1) 酸化物超伝導体の J_c は4端子法で測定した値と、磁化から換算した値が大きく異なり、後者が2桁近く高かった。磁化に反映した電流は、寸法の小さな遮蔽電流と考えられる。

(2) 酸化物超伝導体で作られたシールドの遮蔽性能は全体を流れる電流、つまり4端子法で測定された J_c によって規定された。磁化に反映した大きな遮蔽電流はその寸法が小さかったため、遮蔽性能には反映されなかったと考えられる。

(3) 酸化物超伝導体が、均一な J_c をもち、その値が従来の超伝導体と同程度ならば、安定性の高い磁気シールドの材料として有望となりうる。

5. 4 結言

本章では、電磁石の周辺磁場を遮蔽する目的から、板状磁気シールドの研究を行った。板状磁気シールドにおいて最も重大と考えられる問題点は、磁束跳躍による超伝導破壊である。この磁氣的不安定性を回避する方法として、本研究ではマルチリング型磁気シールドと酸化物超伝導体の使用の2種類を提案した。

マルチリング型磁気シールドは、超伝導のリングを多数集合させたものであり、端部での磁束集中を緩和することにより安定性を改善できる。本研究では、超伝導リングを複合多心線材を超伝導低融点金属で接合することによって製作し、磁気シールドに組み立てた。これにより、リング自身を磁氣的に安定なものとする。テストシールドを用いた遮蔽実験において、マルチリング型磁気シールドが工学的に製作可能であり、高い遮蔽性能と安定性を持つことが実証された。

酸化物超伝導体は100 K近い高い臨界温度を持つ。従って、液体ヘリウム温度近傍での磁氣的な安定性は断熱状態であっても高くなる。これは磁気シールドとして適した特性である。ここでは、実際に酸化物超伝導体を用いたディスク状磁気シールドを製作し、遮蔽性能を調べた。その結果、酸化物超伝導体のバルクな臨界電流密度 J_c が低いため、工学応用に十分な遮蔽性能が得られなかった。しかし、磁化測定からは内部に高い J_c を持つ遮蔽電流が流れていることが確認され、酸化物超伝導体の本質的な J_c は従来の超伝導体に匹敵するものであることが示唆

された。電流の輸送を妨げている原因を取り除き、バルクな J_c が本質的な J_c に近づけば、酸化物超伝導体は磁気シールドの材料として有望となるであろう。

参考文献

- (1) 東稔達三：月刊フィジクス，Vol. 3, 281 (1982)
- (2) D. E. Andrews: Adv. Cryo. Eng., Vol. 33, 1 (1988)
- (3) T. Matsushita, et al.: Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 26, L1524 (1987)
- (4) M. N. Wilson: "Superconducting Magnets", Clarendon Press Oxford, 243-249 (1983)
- (5) Y. Enomoto, et al.: Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 26, L1248 (1987)

第6章 結 論

6. 1 本研究の結論と工学的な成果

近年加速器に超伝導電磁石が用いられるようになり、高い磁場を発生する装置が増えてきた。従来から磁場のシールドに用いられてきた強磁性体は、高磁場においてその透磁率が減少するため、このような装置に用いるのが困難となっている。そこで強磁性体にかわる材料として超伝導体に注目し、高磁場でも使用可能な磁気シールドの開発研究に取り組んだ。超伝導磁気シールドは原理的に1 Tを越える磁場中でも使用可能であるが、実際は磁気的な不安定性により超伝導性が破壊されるため、実用に至っていない。第2章では磁気不安定性を回避する方法として、超伝導電磁石に使用され、すでに磁気安定性を確保している複合多心線材を磁気シールドにも応用することを提案した。超伝導線材を磁気シールドの形に組み立てるには、線材をなんらかの方法で接合し、遮蔽電流の経路を確保する必要がある。本研究では超伝導性を示す低融点金属を接合材料として使用し、線材と低融点金属の複合によって磁気シールドができることを指摘した。第3章、第4章では実際の工学応用を目指した円筒状の磁気シールドの開発研究を行った。第3章では縦磁場用磁気シールド、第4章では横磁場用磁気シールドの製作、設計方法を議論した。最後に第5章では、磁石の漏洩磁場を減衰させるための板状磁気シールドの開発研究を行った。磁気安定性に優れた超伝導線材を用いたマルチリング型磁気シールド及び酸化物超伝導体を用いた磁気シールドについて応用の可能性を調べた。以下に本研究で得られた結果を列記する。

－第2章 構成材料の選択－

安定性の高い磁気シールドを製作するための超伝導材料の選択、磁気シールドへの加工方法を検討し、以下の事柄を明らかにした。

(1) 超伝導磁気シールドの性能は、磁気不安定性によって制限される可能性が高い。これに対する安定化法として実用超伝導材料を使用する限り断熱安定化法を用いることはできず、動的安定化法を利用する必要がある。

(2) 動的安定化法を確保する最も最適な方法は、既に実用化されている超伝導複合多心線材を使用することである。本研究で製作されたテストシールドには、最も一般的なNbTiと銅の複合材を採用した。超伝導線材を使用する方法は、経済性、加工性、大型化に関して有利である。

(3) 線材を磁気シールドに加工するためには、電気的な接合が必要である。電気抵抗の低い接合材料として、超伝導性を示す低融点金属の使用を検討し、Pb-

Bi-Sn系合金が有望であることを明らかにした。この合金は液体ヘリウム温度で超伝導性を示し、1.5 T以上の上部臨界磁場を持つ。本研究で製作されたテストシールドには、25Pb-50Bi-12.5Sn-12.5Cd（ウッドメタル）を使用した。

－第3章 円筒状シールドによる縦磁場遮蔽－

超伝導複合多心線材をソレノイド巻し、ウッドメタルで含浸した構造の円筒状磁気シールドを試作し、縦磁場に対する遮蔽性能を調べた。その結果、第2章で指摘した動的安定化による安定性の改善、電気的接合の確保を確認し、超伝導磁気シールドの工学的な応用可能性が高いことを実証した。実験では、小型のテストシールドを用いて、2 Tの縦磁場を5時間、2 mT以下（遮蔽効率では99.9%以上）に保持することに成功した。

－第4章 円筒状シールドによる横磁場遮蔽－

加速器のビームラインは横磁場を受ける機会が多く、横磁場遮蔽用磁気シールドの応用範囲が広いと考えられる。本章では第3章の結果を受けて横磁場遮蔽用の円筒状磁気シールドを研究した。横磁場を遮蔽するため線材の配向を工夫し、軸から±45度傾けてソレノイド巻し、ウッドメタルで含浸した構造の磁気シールドを提案した。これを斜巻コイル型磁気シールドと名づけ、いくつかのテストシールドを試作し、遮蔽性能を測定した。最も遮蔽性能の高いもので、1.1 Tの横磁場を33 mT（遮蔽効率97%）に遮蔽することができた。縦磁場遮蔽には劣るが、工学的に十分応用できる確証を得た。

この構造のシールドの特筆すべき特徴は磁場の方向に対して、遮蔽性能が異方性を持つことである。この特性を利用し、シールドを回転することにより磁場を変動させる装置を開発した。磁場を電源以外の装置で制御でき、特に永久電流モードで運転されている超伝導電磁石への応用が期待できる。

－第5章 板状磁気シールドによる電磁石漏洩磁場の遮蔽－

板状磁気シールドでは円筒状磁気シールドに比べ、さらに磁気不安定性が重大な問題となる。これに対して、2種類の安定化法を提案した。ひとつはシールドを細かく分割する発想から、超伝導のリングを多数集合させたマルチリング型磁気シールドである。この構造により端部への磁束の集中を緩和し、安定性を改善できる。超伝導線材の両端を低融点金属で接合して製作したリングを集合させたテストシールドを試作し、マルチリング型磁気シールドが高い遮蔽性能と安定性を持つことを実証した。第2の方法は、酸化物超伝導体を用いる方法である。この超伝導体が高臨界温度から、断熱安定化を計ることができ、線材を使用する必要がなくなる。しかし遮蔽実験では酸化物超伝導体の臨界電流密度が低かったため、実用に十分な遮蔽性能が得られなかった。臨界電流が改善され、従来の超伝導体相当の値が得られれば磁気シールドの材料として有望となるであろう。

本研究では、従来の超伝導磁気シールドの研究で指摘されてきた問題点を解決することに主眼を置き、その結果として実用超伝導線材を用いた新しいシールド法を提案した。表6. 1は、第1. 2節で列記した超伝導磁気シールドの問題点と、本研究で解決された点の関係を示したものである。

表6. 1 超伝導磁気シールドの問題点と本研究で解決された点の関係

問題点	解決された点、残された問題点
超伝導体の選択	実用超伝導線材を使用することにより、材料選択の範囲が広がった。電磁石用に開発されたものを磁気シールドに対しても改良せずに応用できる。
磁気不安定性	複合多心線材を使用することにより、動的な安定化を計ることができ、磁気不安定性を回避できた。これにより超伝導磁気シールドの高磁場での応用可能性が、著しく拡大した。
電磁力による動き	低融点金属で含浸することにより、部分的な超伝導体の動きを抑えることができた。全体的な動きを止めるため支持構造に対してはさらに検討が必要である。
長尺化	従来のコイル巻線技術を用いることができるため、大型化、長尺化が容易となった。
電磁解析	遮蔽電流が線材の配向方向に優先的に流れるため、電流の経路が予測でき、電磁解析、設計が容易となった。
侵入磁場	含浸材の常伝導転移による遮蔽電流の減衰が問題点として残された。さらに性能の高い超伝導含浸材の研究開発が望まれる。

6. 2 超伝導磁気シールドの加速器等への応用に関する一考察

最後に、本研究で開発した超伝導磁気シールドの、加速器への応用可能性についてまとめる。本研究では、縦磁場遮蔽用と横磁場遮蔽用の2種類の円筒状磁気シールドを試作研究してきた。加速器での使用を考えると、横磁場遮蔽用磁気シールドの方が応用範囲が広い。最も代表的な応用例は磁気チャンネルである。現在は空芯電磁石、強磁性磁気シールドが用いられているが、本研究で1 T程度の磁場が遮蔽できる超伝導磁気シールドが開発されたことにより、小型SOR装置のビーム入射、取出しに応用できるであろう。また蓄積リングへ導かれるビームの導管を磁気遮蔽することにより、漏洩磁場の影響を取り除くこともできるであろう。これにより、漏洩磁場を制御していた鉄心の量を減らすことができ、装置重量の減少が期待できる。さらにSLACで行われたように1 T以上を発生する電磁石の内部に1 mT以下の空間を持つ導管を作るといった特殊な装置の製作も可能となる。

本研究で開発した横磁場用の磁気シールドは、原理的には受動的な磁気シールドではあるが、第4. 5節で述べたように、回転によりシールド効果を変化できるといった能動的な使用もできる。これにより、短時間の磁気遮蔽、パルス磁場の発生、磁場の微調整といった磁場制御が可能となる。

縦磁場遮蔽用の磁気シールドは、横磁場遮蔽用の磁気シールドに比して、製作が容易であり、性能も優れていた。従って、磁場の影響を受ける計測素子の磁気遮蔽として有望である。但し、磁場の方向によって遮蔽性能が異なるため、設置の方向が限定される。温度計測素子等、方向を問わないものが望ましい。また導管部で磁場方向に対して平行な部分には、縦磁場遮蔽用の磁気シールドが必要となる。

板状の磁気シールドは、電磁石の周囲を取り囲み、その外部の漏洩磁場を減衰させることに用いることができる。しかし超伝導磁気シールドは、端部での磁束集中の問題から、大型化に対しては強磁性磁気シールドより不利な要素が多い。おそらく、超伝導磁気シールドのみで電磁石の漏洩磁場空間を効果的に遮蔽することは不可能であろう。著者は、強磁性遮蔽と超伝導遮蔽の併用が最も望ましいと推測する。超伝導磁気シールドは、強磁性磁気シールドに比べ、高磁場で使用可能であり、単位重量当りの遮蔽効率も高い。一方、電磁石周囲の磁場強度は場所によって異なる。従って超伝導磁気シールドを電磁石近傍でかつ磁場の強い場所のみ配置し、さらにその外側で磁場の弱い領域に強磁性磁気シールドを配置することにより、磁気シールド全体の重量は従来より大幅に減少するであろう。

最後に、本研究は加速器への応用を目指して行ってきたが、超伝導磁気シールドは他の分野にも応用できるであろう。近年、超伝導電磁石は加速器以外の分野でも広く応用されるようになってきた。磁気浮上列車、磁気推進船、MRI (Magnetic Resonance Imaging、磁気共鳴映像)、核融合装置などがその一例である。磁場の人体、周辺機器等に与える影響を考えると、磁気シールドの必要性は従来より拡大している。本研究で得られた超伝導磁気シールドに関する基礎的な研究成果は種々の分野において応用できるものと期待される。

謝 辞

本論文をまとめるにあたり、岡田東一教授には懇切なご指導ご鞭撻を賜り心から感謝の意を表します。さらに住田健二教授、三宅正宣教授、宮崎慶次教授、村上吉繁教授、青木亮三教授には本論文の御査読を賜り厚くお礼申し上げます。

また研究を遂行するにあたり、理解ある激励と適切なる御指導を頂きました岡田研究室の西嶋茂宏氏に感謝の意を表します。さらに本研究の遂行に必要な液体ヘリウムの技術でお世話になった核融合科学研究所の山本純也教授、大阪大学低温センターの辻豊、脇坂義美、牧山博美の諸氏に感謝の意を表します。本論文の中心を成す超伝導線材を用いた磁気シールドの研究に於いて、川崎重工業の吉和雅雄氏、岩田章氏、中川茂友氏には共同研究者として有益なる御討論、御指摘を賜った。ここに厚く感謝申し上げます。また同じく共同研究者として、酸化物超伝導体の製作に於いて御支援、御協力を頂きました島津製作所の花坂孝雄氏、吉田茂夫氏に感謝の意を表します。

さらに本研究遂行の過程で岡田研究室の皆様には多くの協力を頂きました。特に大脇成祐氏、片桐一宗氏、西浦徹也氏、福本将彦氏には多大の御支援、御協力を賜りました。また斎藤幸司氏、大上真志氏には共同実験者として協力を頂きました。本論文がこのように皆様の暖かい援助と協力の賜物であることを付記し、心より謝意を表します。

本研究に関連する学会発表リスト（国内会議）

1. 「超電導体のMaddockの安定化法に基づく回復電流における疲労の効果」 第32回低温工学研究発表会 1984年11月
2. 「ハンダで含浸した撚線の交流損失」 第33回低温工学研究発表会
1985年5月
3. 「ハンダで含浸した撚線の交流損失（2）」 第34回低温工学研究発表会
1985年11月
4. 「中性子照射されたブロンズ法Nb₃Sn線材の交流損失」 第35回低温工学研究発表会 1986年5月
5. 「超電導マグネットからのAEの発生」 第35回低温工学研究発表会
1986年5月
6. 「超電導材料を用いた磁気遮蔽の研究（3）」 第35回低温工学研究発表会
1986年5月
7. 「ハンダ含浸撚線の回復電流」 第35回低温工学研究発表会 1986年
5月
8. 「超電導磁気分離システムの検討」 第36回低温工学研究発表会
1986年11月
9. 「核融合炉用超電導マグネットにおけるγ発熱と安定化評価」 第36回低
温工学研究発表会 1986年11月
10. 「in situ Nb₃Sn線材の交流損失と臨界電流密度の異方性」
第36回低温工学研究発表会 1986年11月
11. 「in situ Nb₃Sn線材におけるSnのball upと磁氣的
不安定性の関係」 第36回低温工学研究発表会 1986年11月
12. 「液体ヘリウム冷却チャンネルにおけるVaper Lockingと熱
伝達特性」 第37回低温工学研究発表会 1987年5月
13. 「含浸コイルの安定性に及ぼすエポキシクラッキングの効果」 第37回
低温工学研究発表会 1987年5月
14. 「超電導マグネットからのAEの発生（8）」 第37回低温工学研究発
表会 1987年5月
15. 「超電導線材を用いた磁気遮蔽の研究」 昭和62年秋季低温工学会
1987年11月
16. 「超電導磁気分離システムの検討（2）」 昭和62年秋期低温工学会
1987年11月
17. 「含浸コイルの安定性に及ぼすエポキシクラッキングの効果（2）」 昭

和62年秋期低温工学会 1987年11月

18. 「FRPの機械的性質に及ぼす照射効果のAE法による評価」 昭和63年春低温工学会 1988年5月
19. 「含浸コイルの安定性に及ぼすエポキシクラッキングの効果(3)」 昭和63年春低温工学会 1988年5月
20. 「超電導磁気遮蔽体による永久電流モードマグネットの磁界制御」 昭和63年春低温工学会 1988年5月
21. 「超電導線材を用いた磁気遮蔽の研究(2)」 昭和63年春低温工学会 1988年5月
22. 「高分子フィルムへのイオン注入による極低温カーボン抵抗温度計」 昭和63年春低温工学会 1988年5月
23. 「酸化物超電導体を用いた磁気ベクトルセンサーに関する研究」 昭和63年春低温工学会 1988年5月
24. 「酸化物超電導体を用いた磁気ベクトルセンサーに関する研究(2)」 昭和63年秋低温工学・超電導学会 1988年11月
25. 「含浸コイルの安定性に及ぼすエポキシクラッキングの効果(4)」 昭和63年秋低温工学・超電導学会 1988年11月
26. 「超電導線材を用いた磁気遮蔽の研究(3)」 昭和63年秋低温工学・超電導学会 1988年11月
27. 「超電導線材を用いた磁気遮蔽の研究(4)」 昭和63年秋低温工学・超電導学会 1988年11月

本研究に関連する学会発表リスト(国際会議)

1. "AC Losses and Instability in Superconducting Cables"
International Symposium on Flux Pinning and Electromagnetic Properties in Superconductors, Fukuoka, Japan, 11-14 Nov., 1985.
2. "Development of Superconducting Networks for a Large-scale Magnetic Shield"
Applied Superconductivity Conference, San Francisco, USA, 21-25 Aug., 1988
3. "Estimation of Stability and Critical Current Density of Oxide

Superconducting Wires"

Applied Superconductivity Conference, San Francisco, USA, 21-25
Aug., 1988

4. "Switch of Magnetic Field by Rotating Superconducting Shield"
11th International Conference on Magnet Technology, Tukuba, Japan,
28 Aug.-1 Sep., 1989.

本研究に関連する発表論文リスト

1. T. Okada, K. Takahata, and S. Nishijima; "COUPLING LOSSES IN
SUPERCONDUCTING CABLES", Adv. Cryo. Eng. Mater., Vol. 32, 763
(1986).
2. S. Nishijima, K. Takahata, I. Miyamoto, T. Okada, S. Nakagawa,
and M. Yoshiwa; "MAGNETIC SHIELDING NETWORK WITH SUPERCONDUCTING
WIRES", IEEE Trans. on Magn., MAG-23, 611 (1987)
3. K. Takahata, S. Nishijima, T. Okada, H. Yoshida, and H. Kodata;
"COUPLING LOSSES IN A BRONZE PROCESSED MULTIFILAMENTARY Nb₃Sn
SUPERCONDUCTING COMPOSITE WITH A Nb BARRIER", Adv. Cryo. Eng.
Mater., Vol. 34, 901 (1988).
4. T. Okada, K. Takahata, S. Nishijima, S. Nakagawa, and M. Yoshiwa;
"MAGNETIC SHIELDING WITH SUPERCONDUCTING WIRES", IEEE Trans. on
Magn., Vol. 24, 895 (1988).
5. K. Takahata, S. Nishijima, M. Ohgami, T. Okada, S. Nakagawa, and M.
Yoshiwa; "MAGNETIC SHIELDING BY A TUBULAR SUPERCONDUCTING WINDING IN
PARALLEL AND TRANSVERSE FIELDS", IEEE Trans. on Magn., MAG-25, 1889
(1989).
6. K. Takahata, S. Nishijima, T. Okada, S. Nakagawa, and M. Yoshiwa;
"DEVELOPMENT OF SUPERCONDUCTING NETWORKS FOR A LARGE-SCALE MAGNETIC

SHIELD", IEEE Trans. on Magn., MAG-25, 1893 (1989).

7. T. Okada, K. Takahata, S. Nishijima, S. Yoshida, and T. Hanasaka; "Applicability of Oxide Superconductor to Magnetic Shielding", IEEE Trans. on Magn., MAG-25, 2270 (1989).

その他の発表文献リスト

1. K. Takahata, S. Nishijima, and T. Okada; "AC LOSSES AND INSTABILITY IN SUPERCONDUCTING CABLES" Proc. of International Symposium on Flux Pinning and Electromagnetic Properties in Superconductors, Fukuoka, Japan, 11-14 Nov., 163 (1985).
2. S. Nishijima, K. Takahata, K. Saito, T. Okada, S. Nakagawa, and M. Yoshiwa; "APPLICABILITY OF SUPERCONDUCTING MAGNET TO HIGH GRADIENT MAGNETIC SEPARATOR", IEEE Trans. on Magn., MAG-23, 573 (1987).
3. S. Nishijima, K. Takahata, and T. Okada; "LOCAL TEMPERATURE RISE AFTER QUENCH DUE TO EPOXY CRACKING IN IMPREGNATED SUPERCONDUCTING WINDINGS", Adv. Cryo. Eng., Vol. 33, 135 (1988).
4. S. Nishijima, T. Yamashita., K. Takahata, T. Okada, T. Fukutsuka, K. Matsumoto, and M. Hamada; "EFFECT OF EPOXY CRACKING ON STABILITY OF IMPREGNATED WINDINGS RELATED TO THERMAL AND MESHANICAL PROPERTIES", Adv. Cryo. Eng., Vol. 33, 125 (1988).
5. T. Yamashita, S. Nishijima, K. Takahata, T. Okada, T. Fukutuka, K. Matsumoto, and M. Hamada; "EFFECT OF MECHANICAL DISTURBANCES ON STABILITY OF IMPREGNATED WINDINGS", IEEE Trans. on Magn., Vol. 24, 1186 (1988).
6. K. Takahata, S. Nishijima, T. Okada, S. Nakagawa, and M. Yoshiwa; "SUPERCONDUCTING HIGH GRADIENT MAGNETIC SEPARATOR", IEEE Trans. on Magn., Vol. 24, 878 (1988).

7. K. Takahata, N. Nariyama, S. Nishijima, and T. Okada; "FLOW RESTRICTION AND HEAT TRANSFER IN LIQUID HELIUM COOLING SHANNELS", IEEE Trans. on Magn., Vol. 24, 1109 (1988).
8. S. Nishijima, K. Takahata, K. Katagiri, T. Okada, M. Kunori, and K. Iwamoto; "APPLICATION OF ION-IMPLANTED POLYIMIDE FILMS TO A CRYOGENIC THERMOMETER", Nucl. Instrum. and Methods., B37/38, 720 (1989)
9. T. Yamashita, S. Nishijima, K. Takahata, T. Okada, T. Fukutsuka, K. Matsumoto, and M. Hamada; "INSTABILITLES OF IMPREGNATED WINDINGS INDUCED BY EPOXY CRACKING", IEEE Trans. on Magn., MAG-25, 1524 (1989).
10. S. Nishijima, K. Takahata, T. Okada, H. Okushiba, T. Hagihara, Y. Nagamori, S. Okamoto, and K. Hayashi; "THREE-DIMENSIONAL FLUX-SENSOR COMPOSED OF HIGH-Tc SUPERCONDUCTOR", IEEE Trans. on Magn., MAG-25, 903 (1989).
11. S. Nishijima, K. Takahata, T. Okada, Y. Sakai, K. Ikisawa, T. Mori, N. Takasu, K. Ikeda, and K. Ueminami; "ESTIMATION OF STABILITY AND CRITICAL CURRENT DENSITY OF OXIDE SUPERCONDUCTING WIRES", IEEE Trans. on Magn., MAG-25, 2289 (1989).
12. K. Takahata, S. Nishijima, T. Okada; "SWITCH OF MAGNETIC FIELD BY ROTATING SUPERCONDUCTING SHIELD", To be published in; Proc. of MT-11.
13. K. Seo, S. Nishijima, K. Takahata, T. Okada; "DETECTION AND EVALUATION OF INSTABILITY IN RACETRACK SHAPED SUPERCONDUCTING COILS", To be published in; Proc. of MT-11.
14. M. Ohgami, K. Takahata, K. Katagiri, S. Nishijima, T. Okada; "SUPERCONDUCTING MAGNETIC FLUX SHIELD WITH BRONZE PROCESSED Nb₃Sn TUBE", To be published in; Proc. of MT-11.

15. S. Owaki, K. Katagiri, S. Nishijima, T. Nishiura, K. Takahata, K. Seo, T. Okada; "A SUPERCONDUCTING WIGGLER MAGNET FOR AN ELECTRON BEAM OF 120 MeV", To be published in; Proc. of MT-11.