



高磁場超伝導マグネットの設計および磁場安定化技術の研究

大塚, 昭弘

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2011-03-25

(Date of Publication)

2011-05-11

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲5308

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1005308>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



博士論文

高磁場超伝導マグネットの設計および
磁場安定化技術の研究

平成 23 年 1 月

神戸大学大学院海事科学研究科

大塚 昭弘

博士論文概要

超伝導技術の応用分野の一つに高分解能核磁気共鳴分光装置(Nuclear Magnetic Resonance:NMR)がある。これは外部静磁場に置かれた原子核スピンのゼーマン効果によって磁場強度に比例するエネルギー差を生じ、これに対応する電磁波を吸収・放出する共鳴現象を利用している。共鳴周波数は原子の周りの電子により差異が生じ、これを化学シフトと呼ぶ。この化学シフトにより、分子構造や原子の結合状態を求めることができる。NMRの感度は磁場の3/2乗に比例するので、マグネットの高磁場化はNMRの性能向上に大きく寄与してきた。2010年になって23.5 T(プロトン¹Hの共鳴周波数で1 GHzに相当する)マグネットが開発されたが、これには従来からのNbTiとNb₃Snの金属系低温超伝導線(Low-Temperature Superconductor:LTS)が使用された。しかし、23.5 T以上になると、これら金属系超伝導材料は臨界電流が急激に低下するので、これ以上の高磁場を発生することができない。

1986年にベドノルツとミュラーによって発見された酸化物超伝導材料(LaBaCuO)の臨界温度 T_c は約30 Kであったが、翌年には $T_c=90$ K級のYBa₂Cu₃O₇(YBCO)が発見され、引き続き $T_c=110$ K級のBi₂Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀(Bi-2223)が見つかった。これらは従来からの超伝導体と比べて臨界温度が高いことから酸化物系高温超伝導体(High-Temperature Superconductor:HTS)と呼ばれる。これらは T_c が高いだけでなく、4.2 Kにおいて臨界磁場が100 Tを超えるという特徴がある。このため20 Tを超える領域で優れた臨界電流特性を有するので、4.2 Kにおける高磁場マグネットへの応用が期待されてきた。しかし、酸化物は基本的に脆弱で加工が難しく、実用に耐える製品化はなかなか進まなかった。最近、Bi-2212、Bi-2223およびYBCO等において超伝導線の開発が進み、実用に耐える臨界電流特性や長尺の線材が得られるようになりつつある。

このような状況の下、本論文ではまず始めにNbTiとNb₃SnのコイルにHTSコイルを組み合わせた25～30 T規模のマグネットについて基本設計を行った。設計に当たっては、約200～230 MPaのフープ応力基準を適用した。通常、マグネットの運転電流は超伝導線材の臨界電流値で決められるが、HTSを加えることで臨界電流に対する制約は軽減された。高磁場を発生させようとすると、線材の経験磁場が高い領域では臨界電流値で制限されるが、経験磁場が少しでも下がると臨界電流よりもむしろ線材に働くフープ応力で制約されるようになることが分かった。概略設計を行った結果、線材質量、蓄積エネルギー共に、23 T以上で急激に増加する。線材重量に関して1 GHzマグネットを基準に考えると、1.1 GHzでは2倍に、1.2 GHzでは3.3倍に、1.3 GHzでは7.8倍に増加していく。この度合いは、磁場の約8乗に比例するという非常に強い磁場依存性があることが分かった。

そこでコイルに加わる簡便な電磁力の指標としてフープ応力に着目し、超伝導線材の臨界電流値には関わらずフープ応力だけで制約された場合のマグネット設計を行い、発生する磁場とコイル体積や蓄積エネルギーなどとの相関について解析を行った。その結果、コイル外径、コイル体積、蓄積エネルギー、漏洩磁場などの重要な諸元と中心磁場の間に規則性があることが分かった。それは、これらの諸元が中心磁場の2乗の指数関数に比例するというものである。この規則性は高磁場マグネットの基本設計にも当てはめることが可能であり、フープ応力一定モデルの有効性を示すことができた。これらの解析の結果として、マグネットの小型化には高いフープ応力を基準とした設計が必要不可欠であることが示された。

ハステロイ製基材に超伝導体を形成する ReBCO 超伝導線などの Coated Conductor は、700 MPa の高い引っ張り応力下でも特性劣化が小さい。YBCO に代表される ReBCO 線材を用い、500 MPa の高いフープ応力設計条件下で 1.3 GHz (30.5 T) NMR マグネットの設計を行った。この結果、低応力の LTS+HTS マグネットの設計と比較して、線材重量が 1/15 になる小型で軽量のマグネットを設計できることを示した。

しかし、Bi-2223 や ReBCO 線材のようなテープ形状をした線材の場合、超伝導線に垂直な径方向磁場成分が作用すると、これを打消すように遮蔽電流が流れ、中心磁場と逆向きの遮蔽磁場を形成する。ReBCO 線材を用いて設計した 1.3 GHz (30.5 T) NMR マグネットにおいて遮蔽磁場の大きさを数値計算で求めた。この結果、遮蔽磁場の設計磁場に対する比率は約 6×10^{-2} であり、通常の励磁操作において無視できないレベルであることが分かった。補正コイルは遮蔽磁場を低減する効果があるが、従来設計の補正コイルでは効果が限られていた。均一磁場空間を拓げる新たな補正コイルを工夫することで、約 10 % 遮蔽磁場を低減できることを示した。過去にコイル設計で遮蔽磁場の低減を目指した例は少なく、本方式は ReBCO 超伝導線を使ったマグネットの実用化につながるものと期待される。

NMR 用超伝導マグネットの場合、化学シフトやスピン結合のような共鳴周波数の僅かな共鳴周波数の差を識別するため 1×10^{-8} /h の高い磁場安定度が必要とされている。従来は NbTi や Nb₃Sn の線を用いて超伝導接続を行い、永久電流モードで運転して高い磁場安定度を達成することができた。しかし、酸化物超伝導線の場合、微小抵抗の存在や超伝導接続技術が確立していないことにより、永久電流モードでは NMR として使用可能なレベルの磁場安定度(ドリフト)の達成は困難とされている。そこで、フラックスポンプを利用したドリフト補償ユニットを考案し、ドリフト値が -6.65×10^{-7} /h と通常より 70 倍大きい 600 MHz (14.1T) NMR マグネットに組込んだ。ドリフト補償ユニットの1次コイル電流を増減する手法により、ドリフト値を -8.24×10^{-12} /h に改善することができた。このドリフト補償ユニットは測定時間に制約があるものの、永久電流スイッチを使用しないのでスイッチ操作に伴う磁場の急激な変化は生じない特徴を有する。

ドリフトが更に大きいマグネットの場合、フラックスポンプによるドリフト補償には限界があるので、電源駆動モードでの運転が想定されている。通常の NMR 用超伝導マグネットは永久電流モードで使用することを前提として設計されており、そのままでは電源駆動モードでの運転に不都合が生じる。フラックスポンプの

実験に使用したマグネットを使って電源駆動モードでの長期間運転が可能となるよう改造を施した。マグネットは永久電流スイッチを取り外して電源駆動モード専用とした。クライオスタットは 4K-GM (Gifford-McMahon) 冷凍機を組み込んで蒸発したヘリウムガスを再液化し、電流リードに酸化物系高温超伝導材料を使うことでヘリウム槽への浸入熱を低減した。この結果、電源駆動モードで励磁中であっても液体ヘリウムの蒸発量をゼロに抑えることができた。

マグネットの励磁にはペルチェ素子を使って制御回路の温度補償を行う高安定度電源を用いた。この電源で励磁した結果、300 時間では約 6 ppm の変動だが、30 時間では約 2 ppm に抑えられた磁場安定度が得られた。この磁場変動を補償するため、磁場の z^0 成分を補正する超伝導シムコイルの電流をフィードバック制御した結果、平均値ではあるが 1×10^{-10} /h 以下の低ドリフトを達成することができた。更に、電源駆動モードで 14.1 T の磁場を発生させた状態で 294 日間保持した。この間、液体ヘリウムの補充は全く行っておらず、改造したクライオスタットの性能および長期信頼性を実証することができた。

長期的な変動は超伝導シムコイルを用いて補償することは可能だが、短期的な変動磁場についての対策が必要なことが明らかとなった。そこで、変動磁場対策として Bi-2223 超伝導線を用いた磁気ダンパーコイルを製作し、磁場中で冷却して超伝導状態にした。この磁気ダンパーにより、変動磁場を 1/50 に低減できることを実証した。これらの結果は、酸化物超伝導線を用いた 1 GHz 以上の高磁場 NMR マグネットにおいて、高い磁場安定度の実現が可能であることを示すものである。

電源駆動モードの試験に使用した 600 MHz NMR マグネットの内層 Nb_3Sn コイルを Bi-2223 コイルで置き換えた HTS-500 を製作した。このマグネットを、超高安定度電源を使って電源駆動モードで運転し、高分解能 NMR スペクトルを取得した。この結果、従来の永久電流モードでの高分解能 NMR スペクトルと遜色のない 1~3 次元の NMR スペクトルデータを得ることができた。これは将来 HTS を用いた 1.3 GHz (30.5 T) NMR マグネットが開発された場合、電源駆動モードでも高分解能 NMR 測定が可能であることを示している。

本研究は従来の LTS では不可能な 1 GHz 以上の高磁場領域において、HTS を用いた NMR 用超伝導マグネットの実用化に結び付く重要な成果を上げることができた。

目次

第 1 章 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 NMR 用超伝導マグネットの課題	5
1.2.1 高磁場化	7
1.2.2 磁場均一度	9
1.2.3 磁場安定度	12
1.3 本研究の目的	13
第 2 章 高磁場マグネットの設計	17
2.1 マグネット設計の基本	17
2.2 HTS を使った高磁場マグネット設計	19
2.2.1 設計条件	19
2.2.2 設計例	20
2.3 考察	25
第 3 章 フープ応力で制約されたマグネット設計	29
3.1 計算手法	29
3.2 計算結果	31
3.2.1 電流密度分布	31
3.2.2 B_0 とコイル体積の相関	33
3.2.3 B_0 と蓄積エネルギーの相関	36
3.2.4 コイル体積と蓄積エネルギーの相関	38
3.2.5 漏洩磁場	40
3.3 マグネット設計例への適用	42
3.4 考察	42
第 4 章 高応力条件下での 1.3 GHz マグネット設計	45
4.1 設計条件	45
4.2 1.3 GHz マグネット設計	48
4.2.1 基本設計	48
4.2.2 低応力マグネットとの比較	54
4.3 1.3 GHz マグネットの遮蔽磁場	56
4.3.1 遮蔽磁場の計算	56
4.3.2 コイル長さとの相関	59
4.3.3 遮蔽磁場の形状依存性	61
4.3.4 補正コイルによる遮蔽磁場の低減	65
4.4 考察	67

第 5 章 フラックスポンプによるドリフト補償	71
5.1 フラックスポンプの応用	71
5.2 ドリフト補償ユニット	73
5.3 作動試験結果	77
5.4 考察	80
第 6 章 電源駆動モードにおける磁場安定度	81
6.1 従来の安定化方法	81
6.2 600 MHz NMR マグネットの改造	83
6.2.1 マグネットの改造	83
6.2.2 クライオスタットの改造	85
6.2.3 高安定度電源	89
6.3 磁場安定度測定結果	89
6.4 z^0 シムによる安定化制御	91
6.5 永久電流モードとの比較	94
第 7 章 HTS ダンパーコイル	97
7.1 ダンパーコイルの目的	97
7.2 ダンパーコイルの構造	98
7.3 ダンパーコイルの試験	100
7.3.1 インサートクライオスタット	100
7.3.2 ダンパーコイル冷却による磁場ヒステリシス	100
7.3.3 ダンパーコイルの効果	104
7.3.4 外部磁場の変化に対する応答	104
7.3.5 絶縁型ダンパーコイル	109
7.4 考察	109
第 8 章 HTS を使った高分解能 NMR 計測	113
8.1 HTS コイルの製作	113
8.2 HTS-500	121
8.2.1 600 MHz NMR マグネットへの組み込み	121
8.2.2 高分解能 NMR 計測	121
第 9 章 総括	127
9.1 結論	127
9.2 今後の課題	128
謝辞	130
本研究に関連して発表した論文	131

第1章 序論

1.1 研究の背景

Kamerlingh Onnes が 1911 年に超伝導現象を発見して約1世紀が経過した。その後の歴史の中で、超伝導現象の発現機構の解明に長い年月が費やされてきた。その研究過程において明らかにされた多くの成果に基づき、超伝導特性である臨界磁場 B_c と臨界電流密度 J_c が高められるようになって初めて超伝導を利用した超伝導マグネットが実用装置として使われるようになってきた。このため実用的な超伝導マグネットの歴史は 40 年程度と比較的浅い[1]。

超伝導マグネットが実用化された大きな要因は、超伝導体には第1種超伝導体と第2種超伝導体があるということが明らかにされたところにある。第1種超伝導体は臨界磁場まではマイスナー効果により完全反磁性であるが、臨界磁場を越えると常伝導体へ相転移する。これに対して、第2種超伝導体は下部臨界磁場 B_{c1} までは完全反磁性だが、これを越えると内部の歪や不純物などの常伝導体に磁場が侵入して、電気抵抗がゼロのまま超伝導と常伝導が共存した状態になり上部臨界磁場 B_{c2} まで保持される。第2種超伝導体は第1種超伝導体に比べ、数十倍～数百倍の磁場を加えても超伝導状態を維持できるため、超伝導マグネットの実用化には必須である。

NbTi や Nb₃Sn のような実用的超伝導材料の開発に伴って、超伝導マグネットの実用化・高磁場化が進むと同時に、超伝導マグネットの応用研究も広がりを見せた。そのひとつに NMR (Nuclear Magnetic Resonance :核磁気共鳴) が挙げられる。NMR による最初のシグナルは F. Bloch によって 1945 年に観測された。その後 1950 年に化学シフトが発見されて以後 NMR の有用性が広く世の中に認められた。初期の NMR 用マグネットは鉄芯を用いた電磁石であったので、その発生磁場は 2 T 止まりであった。しかし、NMR の信号分解能は磁場の 3/2 乗に比例するので、NMR 用マグネットの高磁場化への要求は強く、超伝導マグネットを用いた NMR が 1968 年頃に登場する(180 MHz = 4.2 T)。これ以降 NMR 用超伝導マグネットの高磁場化の歴史が始まる。その開発の経過は図 1-1 に示すように、年を追って右上がりでも上昇する発生磁場強度の推移から端的に見て取れる。最初の超伝導マグネットには NbTi の単芯線が用いられた。その後、NbTi 線の多芯線化、ブロンズ法 Nb₃Sn 線の実用化、超流動ヘリウム冷却による 2 K 運転、高 Sn 濃度ブロンズ Nb₃Sn 線の実用化、のように超伝導線の高性能化やマグネット技術の開発により、高磁場 NMR 用超伝導マグネットが実現されてきた。通常、NMR 用マグネットでは、磁場強度はプロトン ¹H の共鳴周波数(Hz)で表されており、磁場強度の単位(T)との関係は 1 T = 42.5759 MHz である。

NMR 用超伝導マグネットの高磁場化は感度の向上だけでなく、NMR スペクトルにおける分解能の向上をもたらす。図 1-2 に 300~920 MHz における GramicidinS(グラミシジン S、ペプチド抗生物質)の ¹H スペクトルの比較を示す。NMR 用超伝導マグネットが高磁場化するに連れて分解能が向上する様子を端的に

示している。図 1-3 に 500 MHz と 920 MHz における ^1H - ^{15}N の相関を示す 2 次元の NMR スペクトルを示す。920 MHz のスペクトルの方がきれいに分離している様子が分かる[2]。

NMR の高磁場化により、分子量が多く複雑な分子の化学構造解析に利用されるようになってきた。その最たるものとして、生体を構成する蛋白質の解析が挙げられる。この 10 年来ゲノムプロジェクトの下に人遺伝子の構造解明作業が全世界的に進められ、解読が完了している。しかし、解明された遺伝情報 (DNA の塩基配列) はいわば設計図であり、複製、転写、翻訳の過程を経て蛋白質に変換される。実際の医療 (オーダーメイド医療、遺伝子治療) や新薬 (ゲノム創薬) 開発には、蛋白質の構造とその機能の解明が必須である。人体を構成する蛋白質は分子量が非常に大きく (40~80 kDa 注(1)) かつ立体的で複雑な構造である。長い間、NMR で構造解析の対象となる蛋白質は 20~30 kDa 以下の比較的小さな分子量のものに限られていたが、ノーベル賞を受賞した K. Wuthrich 博士 (Swiss Federal Institute of Technology) らが TROSY 法 (Transverse Relaxation-Optimized Spectroscopy) という新しいパルスシーケンスを開発してから、大きな分子量の蛋白質でも構造解析の対象とすることが可能となった[3]。これによると人体を構成する大半の蛋白質構造を同定するには、NMR マグネットの発生磁場として 24.66 T (1.05 GHz) が必要であることを示唆している。現在、工業的に生産されている金属系超伝導線の NbTi と Nb₃Sn を用いて、1 GHz (23.5 T) の NMR 分析装置が実用化されている[4]。

注(1) Da: 統一原子質量単位、ダルトン。微小な質量を表す単位で、炭素 ^{12}C 原子の質量の 1/12 と定義される。

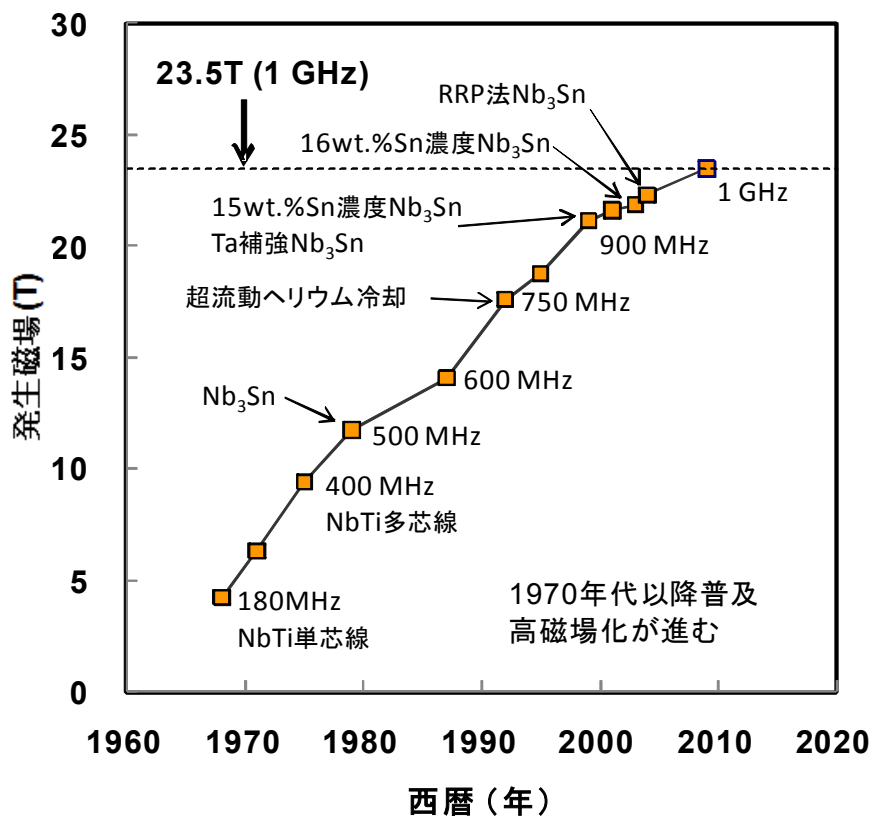


図 1-1 NMR 用超伝導マグネットの発生磁場の推移

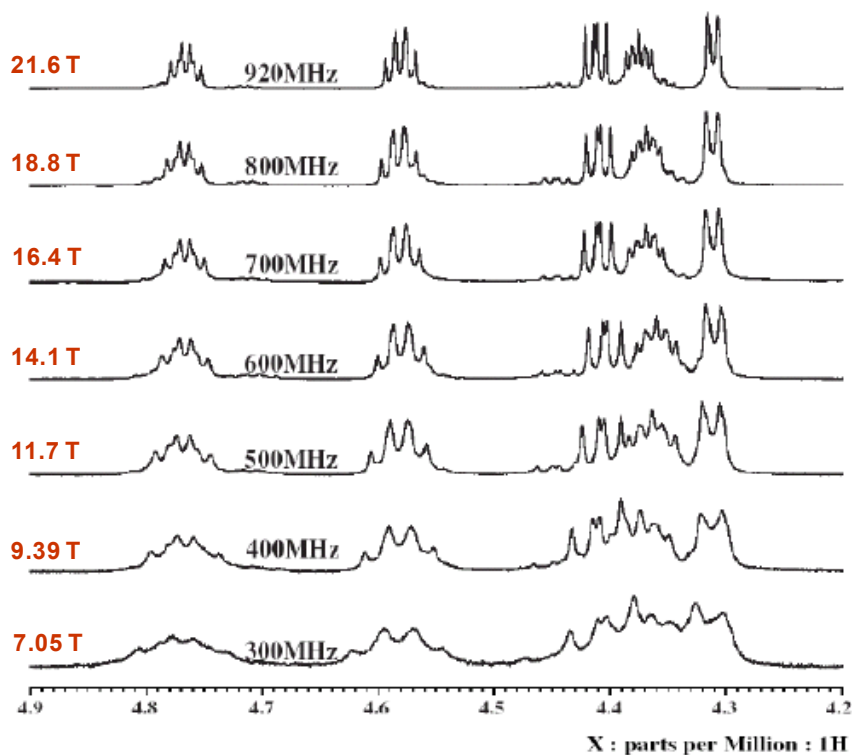


図 1-2 300~920 MHz における GramicidinS の ¹H スペクトルの比較
高磁場になる程、スペクトルがきれいに分離し、高い分解能が得られることを示している。

^1H - ^{15}N HSQC spectra of intrinsically disordered protein, α -synuclein

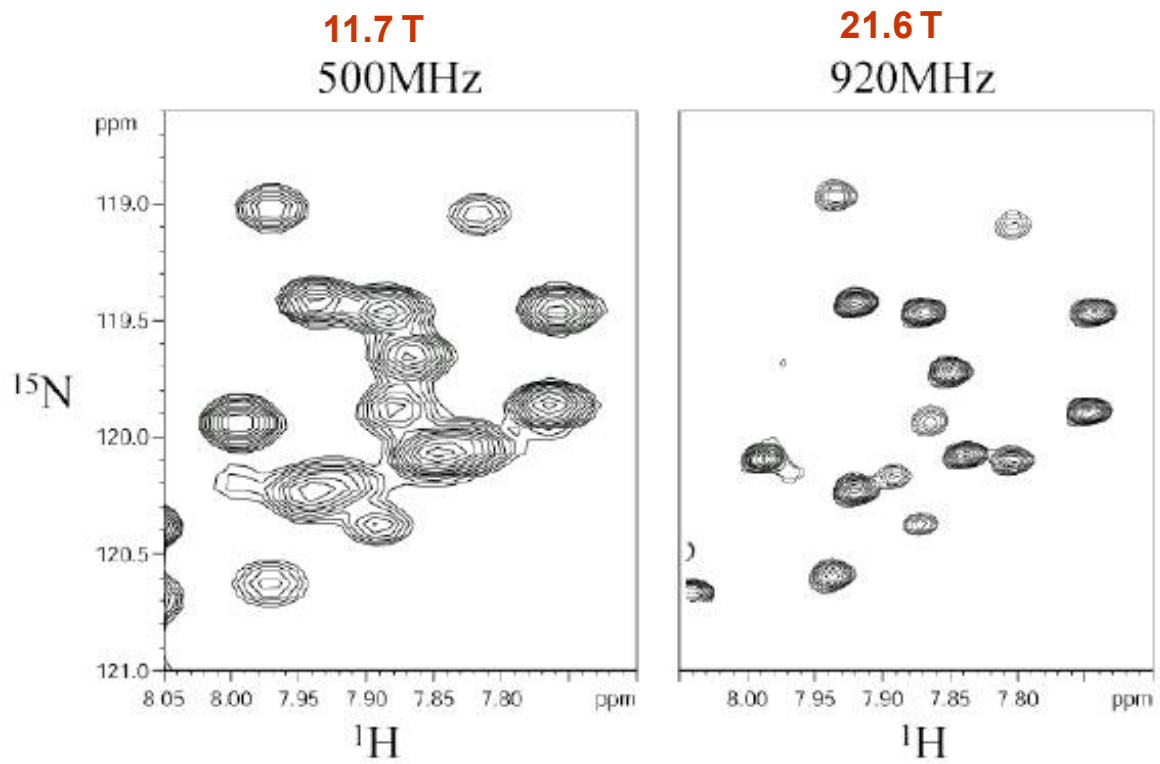


図 1-3 500 MHz と 920 MHz における、 ^1H - ^{15}N 2 次元 NMR スペクトルの差異

1.2 NMR 用超伝導マグネットの課題

超伝導マグネットを NMR に適用するには、次のような課題がある。

- 高磁場化
- 磁場均一度
- 磁場安定度

この中で高磁場化は信号強度の向上(S/N 比の向上)および NMR 分解能の向上につながる最重要課題である。しかし、磁場強度に関わらず高分解能 NMR 用として使用するには、高い磁場均一度と高い磁場安定度を兼ね備えている必要がある。

原子核に外部磁場が掛かると、原子核の周囲を回転している電子はそれ自身の微小磁場により外部磁場を弱めるように働く。このため原子核に影響する磁場は弱くなり、共鳴周波数は小さくなる。即ち、同じ原子核の NMR 信号でも、各原子の化学環境が違くと原子核を取り巻く電子が異なるので共鳴周波数は僅かにずれてくる。基準物質の共鳴周波数からのずれを化学シフトと称している。化学シフトにより分かれた NMR スペクトルの例を図 1-4 に示す。また、図 1-5 に示すように、同じ化学的環境下でも隣の原子核のスピン状態によって僅かに共鳴周波数のずれが生じる。この現象はスピン結合と呼ばれる。これらの僅かな共鳴周波数のずれを観測するためには、外部磁場は NMR 信号の半値幅に相当する 1×10^{-9} レベルの均一度が要求される。

NMR の測定対象となる核種には ^1H 以外に ^{13}C 、 ^{15}N 、 ^{17}O 、 ^{19}F 、 ^{31}P などがあるが、 ^1H 以外は全て通常に存在する原子核の同位体で、天然存在比率が小さく NMR の相対感度が低い短所がある。これを補うため、通常 NMR 信号の積算が行われる。蛋白質などの高分子の測定の場合、数日間に渡って積算することは珍しいことではない。化学シフトやスピン結合によって分離した信号を積算するには、分解能のレベル以上に時間的に安定していなければならない。それ故、NMR では 1×10^{-10} /h の磁場安定度が必要とされている。

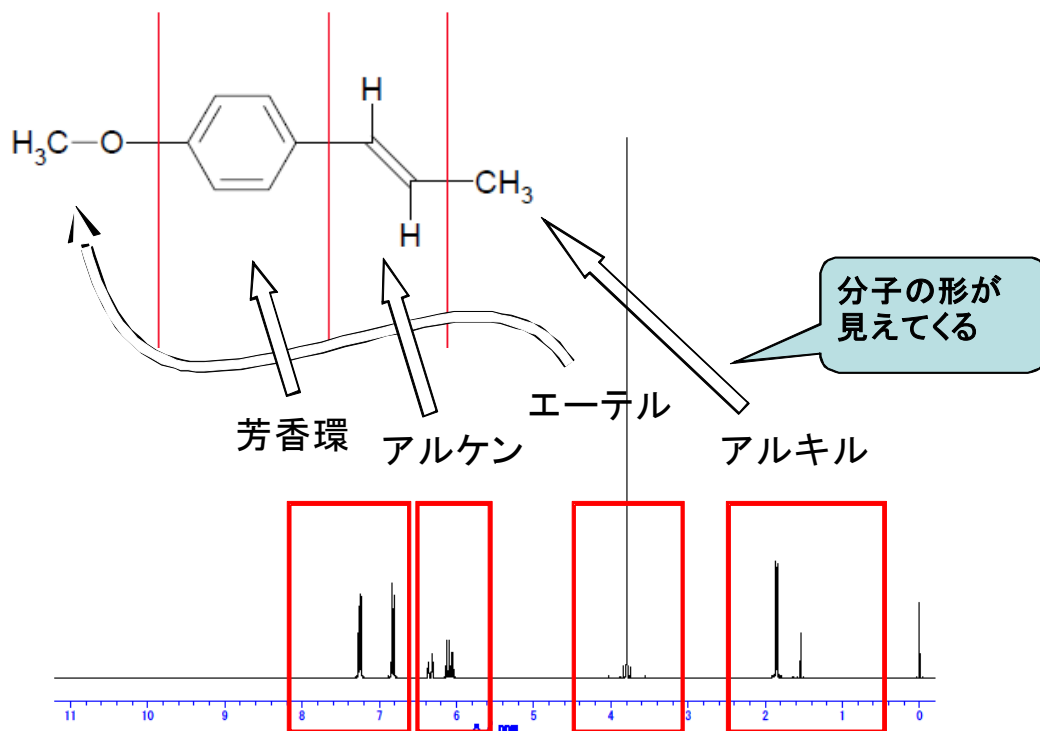


図 1-4 アネオール (anethole) $C_{10}H_{12}O$ の 1H のスペクトルにおける化学シフト

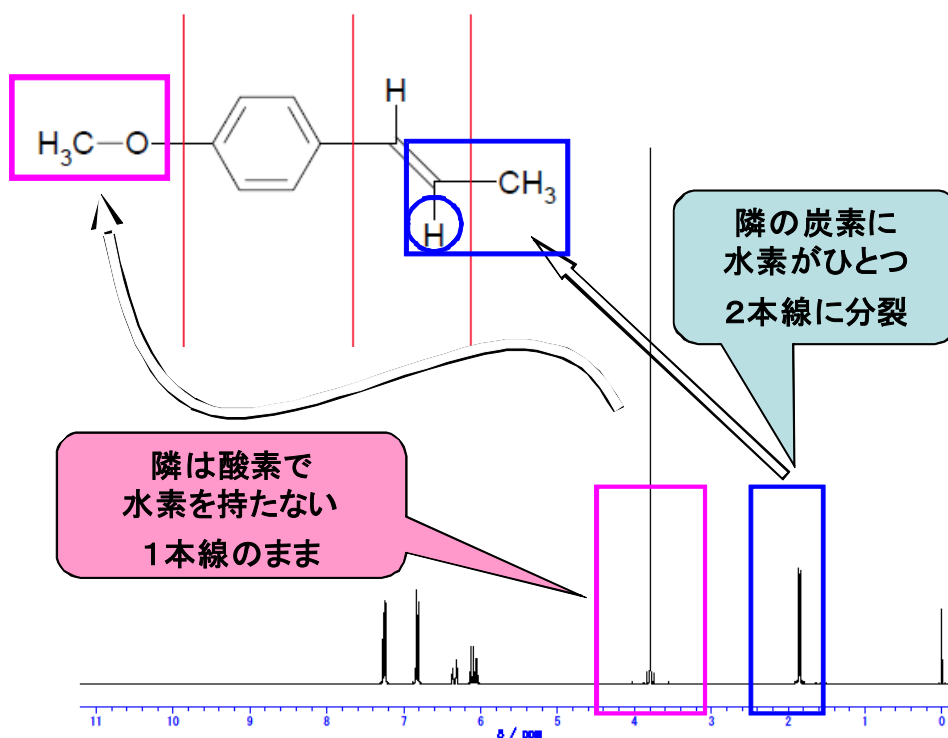


図 1-5 アネオール (anethole) $C_{10}H_{12}O$ の 1H のスペクトルにおけるスピン結合によるスペクトルの分裂
同じメチル基- CH_3 の 1H 信号でも、隣の状況により信号が変わる様子を示している。

1.2.1 高磁場化

NMR 測定における信号強度は磁場の 3/2 乗に比例して増大するので、マグネットの高磁場化は直接的に NMR 信号の S/N 比の向上につながる。現在までに実用化された超伝導マグネットには、従来からの NbTi 線および Nb₃Sn 線が併用されている。NbTi は臨界温度 $T_c=9.2$ K の合金材料である。NMR マグネットにはホルマール被覆された状態で提供される線材を使用するので、そのままコイル状に巻線できるなど扱いやすいメリットがある。しかし 4.2 K での上部臨界磁場 B_{c2} は 14.5 T にとどまるので、10 T 未満の低磁場部に限られている。一方、Nb₃Sn は臨界温度 $T_c=18.3$ K で、4.2 K での B_{c2} は 27.9 T と高いので高磁場部に使用される。しかし、A15 型の結晶構造を有する金属間化合物なので加工性が悪く、NMR マグネットにはブロンズ法や内部 Sn 法と呼ばれる金属間化合物が生成される前の状態で線材化したものを巻線する。その後、約 700 °C で 100 時間程度熱処理することで Nb₃Sn が形成されるが、硬くて脆い性質があるので高い応力を受けると超伝導特性が劣化する欠点がある。このためマグネット設計においては、Nb₃Sn 線材に働く電磁力を十分考慮しなければならない。 B_{c2} の制約を受けるので、ブロンズ法 Nb₃Sn 超伝導線は 4.2 K では 23 T 以上で臨界電流が低下する。ブロンズ法に比べて内部 Sn 法は高い臨界電流が得られるが、この方法の一種である RRP (Restack Rod Process) 法でも 24 T が限界である。このため、これらの超伝導線を用いた超伝導マグネットが発生できる磁場は 23.5 T が限界とされている。

1986 年に Bednorz と Muller (IBM in Zurich) は、LaBaCuO の電気抵抗が約 30 K 付近から急激に減少することを報告し、これが超伝導に起因する可能性が高いことを示した[5]。この報告に注目した田中・北沢ら(東京大学)は追試と磁気測定を行い、この酸化物が確かに超伝導物質であることを確認した[6]。これがきっかけとなり、翌年の 1987 年には P. Chu ら(Univ. of Houston)により、 $T_c=90$ K の YBa₂Cu₃O₇ (YBCO、Y 系超伝導体)が発見された[7]。更に 1988 年に前田ら(物質・材料研究機構)は、Bi-Sr-Ca-Cu-O 系に T_c が 80 K および 110 K の二つの超伝導相が存在することを報告した[8]。現在、HgBa₂Ca₂Cu₃O_x の $T_c=135$ K が臨界温度の最高記録で[9] [10]、高圧力下では $T_c=164$ K に到達することが分かっている。これらの酸化物超伝導体は、それまでに知られていた金属系超伝導体に比べて高い臨界温度 T_c を有することから、高温超伝導材料(High-Temperature Superconductor :HTS)と呼ばれる。これとの対比で、NbTi や Nb₃Sn のような金属系超伝導体を低温超伝導材料(Low-Temperature Superconductor :LTS)と呼ぶことがある。

これらの HTS は臨界温度が液体窒素温度 77 K を超えており、高価な液体ヘリウムに代わって安価な液体窒素を冷媒として使えるので実用への期待が高まった。しかし、基本的にペブロスカイト構造を基礎とした結晶構造を有するセラミックなので、加工が難しい欠点がある。また、超伝導電流はシート状に広がった 2 次元正方格子 Cu-O 面内を流れる強い異方性を示すので、臨界電流密度を上げるには結晶配向を揃える必要がある。このためマグネット製作に必要な線材の製作や実用レベルの臨界電流密度の達成は困難であった。

近年になって Bi 系および Y 系において、実用に耐えうる超伝導線材が開発されてきた。Bi 系は $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ (Bi-2212、 $T_c=85\text{ K}$)と $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (Bi-2223、 $T_c=110\text{ K}$) があり、いずれも銀シースを
用いた粉末法 (Powder in Tube :PIT) で製作される。Bi-2212 線材は LTS と同様に円形や長方形の断面形
状を有する線材が開発されており、巻線作業は従来と変わらない。しかし、線材の長さ方向に結晶が配向
した結合性の高い組織を得るためには、巻線後に 880°C から 900°C まで温度を上昇させ、 $1\text{-}10^\circ\text{C}/\text{時間}$ の速
度で温度を下げる等の熱処理が必要である[11-13]。このように難しい温度管理が必要であり、大型のコイル
製作には向かないと言われている。Bi-2223 線材は伸線加工後テープ状にした線を 1 次焼成により
Bi-2223 結晶を成長させた後、圧縮によって結晶配向が揃うという特徴を利用して圧延加工が施される。更
に、結晶粒どうしの結合を強めるため 2 次焼成が行われる。近年、この焼成プロセスで加圧焼成法が開発
され、超伝導フィラメントの高密度化により臨界電流の向上が図られている[14]。このため巻線後の熱処理
は不要だが、線材のアスペクト比 (厚さに対する幅の比率) が約 20 のようなテープ形状をしているので、ダ
ブルパンケーキ巻線などコイル製作方法が限定される。また、臨界電流は磁場方向に依存し、垂直磁場の
臨界電流は平行磁場の臨界電流に対して 70~80% に低下する。

YBCO 線材はハステロイの基板材に、a-b 面内と c 軸全ての結晶軸が揃ったジルコニウム酸化物などの
配向中間層をイオンビームによるスパッタ蒸着法 (Ion Beam Assisted Deposition :IBAD) などを用いて形
成し、その上に超伝導層を気相法により生成する。気相法のプロセスとして、レーザー蒸着法 (Pulsed
Laser Deposition :PLD)、化学気相蒸着法、有機金属成膜法 (Metal Organic Chemical Vapor
Deposition :MOCVD) が主に用いられている。臨界電流の向上を目指して、イットリウムをガドリニウムなど
の希土類元素で置き換えた線材も開発されているので、これらを総称して ReBCO 線材と総称する。また、
製造方法の特徴より、Coated Conductor と呼ばれることもある。ReBCO 線材の臨界電流の磁場方向依存性
は Bi-2223 よりも更に強く、線材と磁場の角度が 30 度以上では平行磁場の場合の約 16% まで特性が劣化
する短所がある[15]。

現在、これら HTS は 500 m を超える長さの線材が供給可能となっている。Bi 系、Re 系共に、4.2 K で 20
T を超える磁場領域で極めて優れた臨界電流密度を有している。通常、臨界電流密度 J_c は臨界電流 I_c を
超伝導体の断面積で除した値として定義されている。Nb₃Sn 線のような複合材料の場合は、安定化銅以外
の断面積で除した non-Cu J_c で比較されてきた。しかし、Re 系のような Coated Conductor の場合、ハステロ
イのような基板材を必要とするので、超伝導体の断面積で除した臨界電流密度では性能の比較が分かり
にくい。そこで、臨界電流を導体断面積で除したエンジニアリング臨界電流 J_e が用いられる場合がある。図
1-6 に各種超伝導体の 4.2 K における J_e を示す[15] [16]。

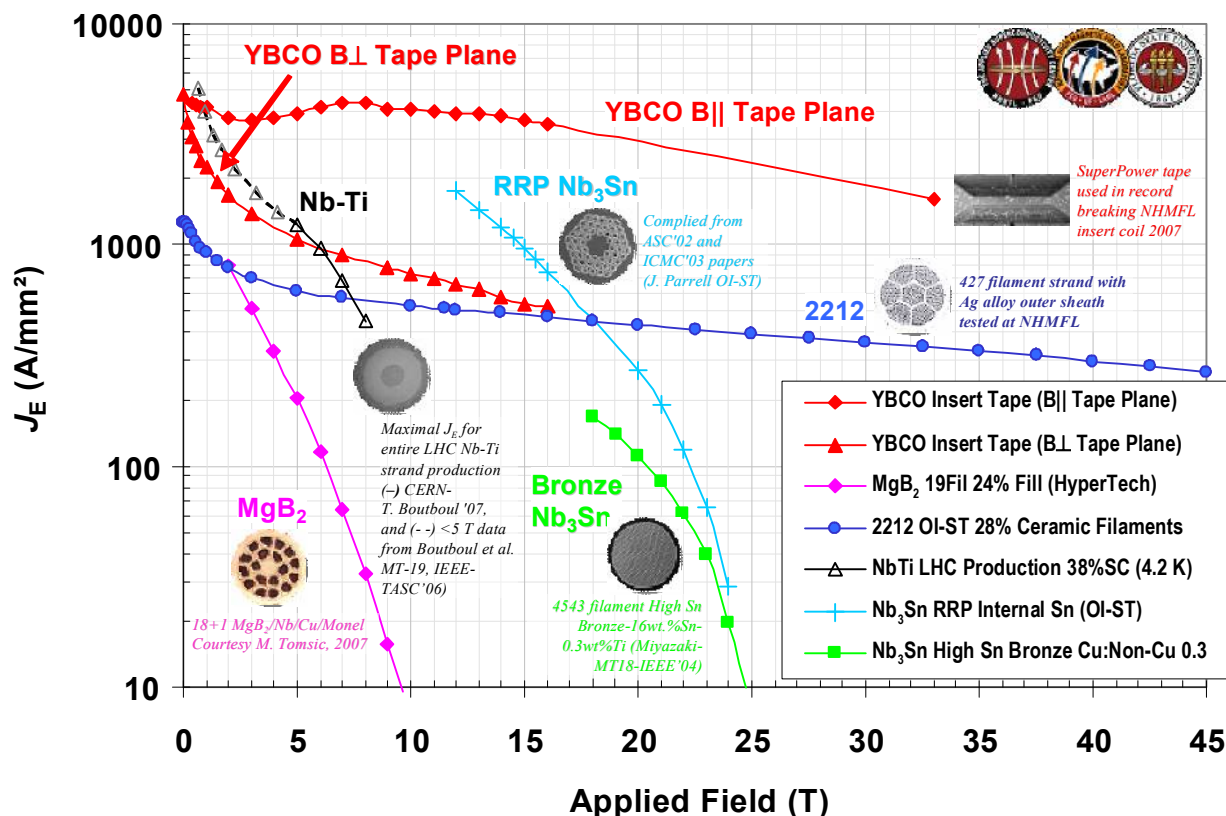


図 1-6 各種超伝導線材の臨界電流密度 J_c 。

1.2.2 磁場均一度

NMR 用超伝導マグネットは、メインコイルの設計段階から磁場均一度を配慮した設計が成される。実際には、巻枠の製作誤差や組立誤差および巻線実績の設計からのずれなどにより、マグネット中心の磁場には不均一が生じる。この不均一な磁場分布はシムコイルと呼ばれるコイルの電流値を調整することで補正される。シムコイルには超伝導シムコイルとマグネットの室温ボア空間内に設置される室温 (RT) シムコイルの 2 種類がある。最終的には試料を回転させて、試料の受ける磁場を平均化して見かけ上の高い磁場均一度が達成される。

これらの各段階で達成される磁場均一度以下にまとめる。

- | | |
|---------------------------------|-------------|
| 1) メインコイルによる均一磁場、但し製作誤差による不均一あり | < 数 10 ppm |
| 2) 超伝導シムコイルによる補正 | < 1 ppm |
| 3) RT シムコイルによる補正 | < 0.01 ppm |
| 4) 試料の回転による磁場の平均化 (スピニング) | < 0.001 ppm |

メインコイルは図 1-7 に示すように、主磁場を発生させるコイルに補正コイルと呼ばれる均一磁場を作るためのコイルが付加される。単純ソレノイドコイルの場合、中心付近での磁場分布は Z 軸に対して 2 次関数で近似されるように磁場均一度は高くない。これに、最外層に配置された補正コイルを付加することで、中心付近の磁場分布が均一になることを可能にしている。Z 軸上の磁場分布は、対称性を考慮すると次式のように z の累乗の級数として展開することができる。

$$B_z(z) = B_0 + B_2 z^2 + B_4 z^4 + B_6 z^6 + B_8 z^8 + \dots \quad (1.1)$$

NMR マグネットの場合、メインコイルの設計では、 B_2 、 B_4 、 B_6 がほぼゼロになるよう補正コイルを設計している。

シムコイルによる不均一な磁場の補正は次の原理による。まず、中心付近の磁場分布は、次式のように Legendre 陪関数で表すことができる[17]。ここでは NMR 測定に寄与する磁場の Z 成分 (B_z) だけを取り扱っている。

$$B_z(r, \theta, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n r^n P_n^m(\cos \theta) [A'_{n+1}{}^m \cos m\phi + B'_{n+1}{}^m \sin m\phi] \quad (1.2)$$

これを xyz の直交座標で書き直すと次式のように級数展開される。

$$B_z(x, y, z) = A_{10} + A_{20}z + 3A_{21}x + 3B_{21}y + 3A_{30}(z^2 - (1/2)(x^2 + y^2)) \\ + 12A_{31}zx + 12B_{31}zy + 15A_{32}(x^2 - y^2) + 15B_{32}2xy + \dots \quad (1.3)$$

ここで展開された関数に相当する磁場分布を有するコイルをシムコイルと呼んでいる。それぞれのシムコイルは電流値を変えられるようになっており、各不均一成分を打消すようにシムコイルの電流を調整することで高い磁場均一度が達成される。

超伝導シムコイルは 20 A 程度まで電流を流すことができるよう設計されているので、補正する磁場強度を強くすることが可能である。しかし、個別に電流を変化させて永久電流モードにしなければならないので、電流調整に複雑な作業が必要となる。このため超伝導シムコイルのチャンネルは z, x, y, z^2 , zx, zy, $x^2 - y^2$, xy のように 2 次関数までにとどまっている。

RT シムコイルは超伝導マグネットの室温ボア内に設置されるコイルで、高次の不均一成分を補正するため 20~40 ch のコイルから成る。表 1-1 に (1.3) 式における各関数と超伝導シムコイルおよび RT シムコイルのチャンネル成分の比較をまとめた。RT シムのチャンネル数はメーカーや装置により異なっており、必ずしもこれだけのチャンネルが RT シムコイルに装着されている訳ではない。RT シムコイルには銅線が使われており、常時電源から電流を流している。ほとんど場合、NMR 測定を制御するコンピューター上で各 RT シムコイルの電流は制御されるようになっており、試料毎の微調整が可能になっている。

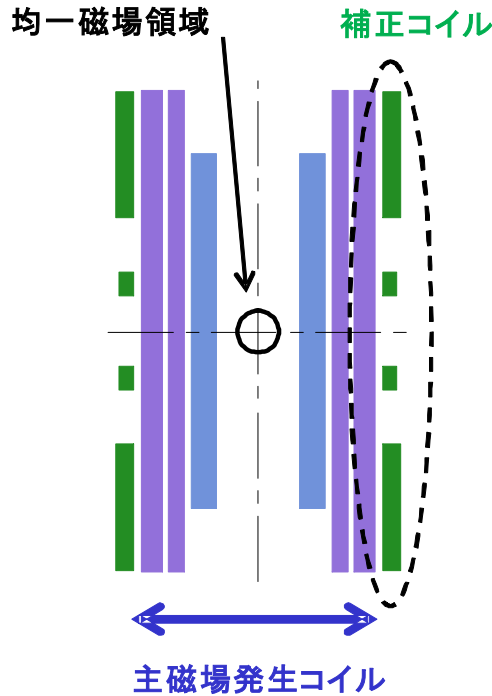


図 1-7 NMR 用超伝導マグネットの断面図

主磁場発生コイルに補正コイルと呼ばれる均一磁場を作るためのコイルが付加される。

表 1-1 展開された関数成分とシムコイルのチャンネル成分

	x^0/y^0	x^1/y^1	x^2/y^2	x^3/y^3	x^4/y^4	x^5/y^5
z^0	z_0	x/y	x^2/y^2	x^3/y^3	x^4/y^4	x^5/y^5
z^1	z	zx/zy	zx^2/zy^2	zx^3/zy^3	zx^4/zy^4	zx^5/zy^5
z^2	z^2	z^2x/z^2y	z^2x^2/z^2y^2	z^2x^3/z^2y^3	z^2x^4/z^2y^4	z^2x^5/z^2y^5
z^3	z^3	z^3x/z^3y	z^3x^2/z^3y^2	z^3x^3/z^3y^3	z^3x^4/z^3y^4	z^3x^5/z^3y^5
z^4	z^4	z^4x/z^4y	z^4x^2/z^4y^2	z^4x^3/z^4y^3	z^4x^4/z^4y^4	z^4x^5/z^4y^5
z^5	z^5	z^5x/z^5y	z^5x^2/z^5y^2	z^5x^3/z^5y^3	z^5x^4/z^5y^4	z^5x^5/z^5y^5
z^6	z^6	z^6x/z^6y	z^6x^2/z^6y^2	z^6x^3/z^6y^3	z^6x^4/z^6y^4	z^6x^5/z^6y^5

赤字で示した成分が超伝導シムコイルのチャンネル成分で、黄色で囲っているのが RT シムコイルのチャンネル成分(但し、NMR 装置のよってはこれより少ない場合もある)。

1.2.3 磁場安定度

高分解能 NMR 計測では、化学シフトやスピン結合のような共鳴周波数の僅かな差を識別するため 1×10^{-10} レベルで磁場強度を一定に保持している。これには磁場強度の変化を追跡し補正するための磁場周波数ロック機構(NMR ロック)が使われている。通常 ^1H を ^2H で置換した溶媒を用いて、 ^2H の信号を CW-NMR (Continuous Wave NMR: 連続波法 NMR) または FT-NMR (Fourier Transform NMR: フーリエ変換 NMR) で常時観測し、 ^2H の NMR 周波数が一定になるように保持する。具体的には、RT シムコイルの z^0 シムコイル (z^0 成分を補正するシムコイル) 電流値をフィードバック制御する。これにより 1×10^{-10} /h レベルでの磁場安定度を達成することが可能になっている。

RT シムコイルに通電することは熱の発生を伴う。RT シムコイルは強制空冷されているが発熱が大きくなると、NMR プローブおよび試料の温度上昇を引き起こし、正確な測定妨げとなる。このため RT シムコイルの発熱量は数 W 以下にしなければならない。また、シムコイルを駆動する電源電流には上限がある。これらの理由で RT シムコイルの z^0 シムコイルが発生できる磁場は限られている。更に、超伝導マグネットが発生する磁場の変化が大きくなると NMR ロックは追従できなくなる。このため NMR 用超伝導マグネットは、 1×10^{-8} /h の高い磁場安定度が必要とされている。

これまでに実用化された NbTi と Nb₃Sn を用いた NMR 用超伝導マグネットは、永久電流スイッチを用いて閉回路を構成する永久電流モードで運転される。この場合、運転電流の減衰率即ち磁場安定度(ドリフト)は、閉回路内の残留抵抗値に比例して大きくなるが、この残留抵抗は超伝導線の接続抵抗および超伝導線自身において発生する。インダクタンスが 1123 H の 920 MHz NMR マグネット[18]において、 1×10^{-8} /h の磁場安定度を実現するためには、残留抵抗を $3 \times 10^{-9} \Omega$ 以下にする必要がある。このマグネットでは、約 140 箇所接続部があるが、超伝導線内部の超伝導体どうしを別の超伝導体を介して接続することにより 1 箇所当たりの抵抗が $1 \times 10^{-11} \Omega$ 以下の接続(超伝導接続)を実現している。一方、超伝導線自身の抵抗は通電電流値に依存する。超伝導線の短尺試料(線材長 L)に通電した時の発生電圧 V は、通電電流 I_{op} と臨界電流 I_c および臨界電流を定める基準電圧 V_c (通常 $0.1 \mu\text{V/cm}$) を用いて、次式で表される。

$$V = L \cdot V_c \cdot \left(\frac{I_{\text{op}}}{I_c} \right)^n \quad (1.4)$$

ここで n 値は超伝導線の特性を示す数値であり、多芯線においてはフィラメントの健全加工性を示す指標である。超伝導線自身の抵抗は発生電圧を通電電流で除すれば得られるが、実際のマグネットではコイル内部における経路磁場の差により I_c が変わるので単純ではない。そこで、920 MHz NMR マグネットでは大まかな基準として、次式により運転電流値が決められた。

$$10^{-9} \geq \left(\frac{I_{\text{op}}}{I_c} \right)^n \quad (1.5)$$

この基準では n 値が高い程、運転電流の比率を高くできる。しかし、実際には $n=30$ 程度なので、運転電流

の臨界電流に対する比率を $I_{op}/I_c \sim 0.5$ 程度にして高い磁場安定度を達成している。

これに対して HTS を用いた場合、超伝導接続技術が確立していない、微小な抵抗により n 値が低い、などの理由により、従来の永久電流モードでの運転では NMR 用として必要な磁場安定度の確保が困難になると予想される。実際、JR 東海が開発を進めている磁気浮上列車用に Bi-2223 線材を使ったマグネットが製作され、Y 系薄膜を用いた永久電流スイッチを使って永久電流モードで運転されている。しかし、磁場安定度(ドリフト)は、0.44 %/day と NMR で要求される磁場安定度と比較して 10000 倍程度大きいのが実情である[19]。

1.3 本研究の目的

超伝導マグネットの高磁場化は、NMR 測定の分解能を高めて、蛋白質の立体構造解析など高分子材料の解析能力の向上に寄与してきた。1 GHz までは従来からの NbTi と Nb₃Sn でマグネットを製作し、超流動ヘリウム冷却により 2 K 以下に運転温度を下げることで実用化された。しかし、これらの線材では臨界磁場の制約のために、1 GHz より高い磁場の発生は困難とされている。1 GHz 以上の高磁場化を図るためには HTS の利用が不可欠と言われてきたが、マグネットの製作が可能な線材の開発は期待したようには進んで来なかった。

近年になってマグネットの製作に必要な長尺線材が開発されたことで、25 T 以上の高磁場超伝導マグネットの実現性が高まってきた。既に、一部の研究機関では HTS を用いた NMR 用 30 T 超伝導マグネットの検討が進められている[20]。しかし、HTS 線材の場合、超伝導接続技術が確立していない、 n 値が低く内部に微小な抵抗が存在する(Bi 系の場合)などの問題があり、従来の永久電流モードでの運転では NMR 用として必要な磁場安定度を確保することは困難と予想される。

このため永久電流モードで運転する場合には大きなドリフトを補償するための手段が必要とされる。また、電源駆動モードでの運転も想定されるが、超伝導マグネットを使った高分解能 NMR が電源駆動モードで測定されたことはない。このため電源駆動モードでの運転を想定する場合、問題点を明らかにすると同時に解決手段を開発する必要がある。

このような状況の下、本研究の目的は下記のように表すことができる。

- 1) HTS の利用を前提に 25~30 T 級高磁場マグネットについて、フージビリティスタディのための基本設計を行い、高磁場マグネット実現の可能性について検討を行う。
- 2) 高磁場マグネットの小型化、軽量化には設計基準としてのフープ応力が重要なファクターである。そこで、フープ応力に着目して、高磁場マグネットにおけるコイル体積、線材重量、蓄積エネルギーのフープ応力依存性を明らかにし、今後の設計指針を得る。

- 3) 高応力設計による 1.3 GHz (30.5 T) マグネットの概念設計を行い、マグネットの小型軽量化の可能性を検討する。
- 4) Bi-2223 や ReBCO 線材のようなテープ形状をした線材の場合、超伝導線に誘起される遮蔽電流が作る遮蔽磁場が問題になる可能性がある。これについて定量的な検討を行う。
- 5) マグネット設計の面から、遮蔽磁場の低減方法について検討する。
- 6) 通常よりドリフトの大きい 600 MHz NMR マグネットを用いて、フラックスポンプによるドリフト補償の有効性を検証する。
- 7) 600 MHz NMR マグネットを電源駆動モードで運転した時の磁場安定度を検証し、変動磁場の補償を試みる。
- 8) 変動磁場対策として、HTS を使ったダンパーコイルを製作し、その有効性を検証する。
- 9) 600 MHz NMR マグネットの内層 Nb₃Sn コイルを、HTS を用いて製作したコイルと置き換え、NMR マグネットとしての実用性を検証する。

参考文献

- [1] 社団法人低温工学協会編、低温工学ハンドブック、オーム社(1993年)
- [2] T. Shimizu, K. Hashi, A. Goto, M. Tansyo, T. Kiyoshi, S. Matsumoto, H. Wada, T. Fujito, K. Hasegawa, and N. Kirihara, "Overview of the development of high-resolution 920 MHz NMR in NIMS," *Phys. B-Condens. Matter*, (2004) 346-347, 528-530.
- [3] K. Pervushin, R. Riek, G. Wider, and K. Wüthrich, "Attenuated T_2 relaxation by mutual cancellation of dipole-dipole coupling and chemical shift anisotropy indicates an avenue to NMR structures of very large biological macromolecules in solution," *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **94** (1997) 12366-71.
- [4] <http://www.bruker-biospin.com/av1000-dir.html>.
- [5] J. G. Bednorz and K. A. Müller, "Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system," *Z.Phys. B-Condens. Matter*, **64** (2), (1986) 189-193.
- [6] H. Takagi, S. Uchida, K. Kitazawa, and S. Tanaka, "High- T_c Superconductivity of La-Ba-Cu Oxides. II. -Specification of the Superconducting Phase," *Jap. J. Appl. Phys.*, **26** (1987) L123-L124.
- [7] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. W. Chu, "Superconductivity at 93 K in a New Mixed-Phase Y-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure," *Physical Review Letters*, **58** (9): (1987) 908-910.
- [8] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutumi, and T. Asano, "A New High- T_c Oxide Superconductor without a Rare Earth Element," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **27** (2): (1988) L209-L210.
- [9] A. Schilling, M. Cantoni, J. D. Guo, and H. R. Ott, "Superconductivity above 130 K in the Hg-Ba-Ca-Cu-O system," *Nature*, **363** (1993) 56-58.
- [10] K. Isawa, A. Tokiwa-Yamamoto, M. Itoh, S. Adachi, and H. Yamauchi, "Encapsulation method for the synthesis of nearly single-phase superconducting $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ with $T_c > 135$ K," *Physica C*, **222** (1994) 33.
- [11] K. Fukushima, K. Tanaka, T. Wakuda, M. Okada, K. Ohta, J. Sato, T. Kiyoshi, and H. Wada, "Fabrication properties of Bi-2212/Ag prototype magnets for 1 GHz-NMR magnet system," *Physica C*, vol. **357-360** (2001) 1297-1301.
- [12] T. Hasegawa, N. Ohtani, T. Koizumi, Y. Aoki, S. Nagaya, N. Hirano, L. Motowidlo, R. S. Sokolowski, R. M. Scanlan, D. R. Dietderich, and S. Hanai, "Improvement of superconducting properties of Bi-2212 round wire and primary test results of large capacity rutherford cable," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11** (2007) 2262-2265.

- [13] H. Miao, K. R. Marken, M. Meinesz, B. Czabaj, S. Hong, A. Twin, P. Noonan, U. P. Trociewitz, and J. Schwartz, "High field insert coils from Bi-2212/Ag round wires," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **17** (2007) 2262-2265.
- [14] N. Ayai, T. Kato, J. Fujikami, K. Fujino, S. Kobayashi, E. Ueno, K. Yamazaki, M. Kikuchi, K. Ohkura, K. Hayashi, K. Sato, and R. Hata, "DI-BSCCO wires by controlled over pressure sintering," *Journal of Physics: Conference Series*, **43** (2006) 47-50.
- [15] Z. Chen, F. Kametani, Y. Chen, Y. Xie, V. Selvamanickam, and D. C. Larbalestier, "A high critical current density MOCVD coated conductor with strong vortex pinning centers suitable for very high field use," *Supercond. Sci. Technol.*, **22** (2009) 055013 (5pp).
- [16] D. Larbalestier, "Transformational opportunities of YBCO/ReBCO for magnet technology," SuperPower 10th birthday celebration Schenectady NY, March 15, 2010.
- [17] J. Jin, "Electromagnetic Analysis and Design in Magnetic Resonance Imaging," CRC Press, (1998).
- [18] T. Kiyoshi, A. Sato, T. Takeuchi, K. Itoh, S. Matsumoto, O. Ozaki, H. Wada, M. Yoshikawa, T. Kamikado, S. Itoh, T. Miki, T. Hase, M. Hamada, S. Hayashi, Y. Kawate, and R. Hirose, "Development and operation of superconducting NMR magnet beyond 900 MHz," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11** (2001) 2347-2350.
- [19] M. Igarashi, H. Nakao, M. Terai, T. Kuriyama, S. Hanai, T. Yamashita, and M. Yamaji, "Persistent current HTS magnet cooled by cryocooler (1)-project overview," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **15** (2005) 1469-1472.
- [20] W. D. Markiewicz, J. R. Miller, J. Schwartz, U. P. Trociewitz, and H. W. Weijers, "Perspective on a superconducting 30 T /1.3 GHz NMR spectrometer magnet," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **16** (2006) 1523-1526.

第 2 章 高磁場マグネットの設計

2.1 マグネット設計の基本

超伝導マグネットを設計するに当たっては、一般的に下記の項目について検討する必要がある。

- 1) 動作温度 (4.2 K または超流動ヘリウム冷却による 2 K)
- 2) 超伝導線材の寸法および臨界電流
- 3) マグネットの運転電流
- 4) フープ応力に代表される線材に働く電磁応力
- 5) 磁場均一度
- 6) 超伝導線材の臨界電流と n 値より評価される線材内部の微小抵抗
- 7) クエンチ時の保護回路
- 8) クライオスタットの構造

今回は NMR 用高磁場マグネットを想定し、主に臨界電流とフープ応力に着目してマグネットの概略設計を行った。コイル内の最大経験磁場を計算し、線材の臨界電流密度の特性と比較することで、運転電流および使用する線種と線材の断面積がおおよそ決まってくる。一般的に、線材の臨界電流 (I_c - B 特性)、運転電流 I_{op} 、最大経験磁場 B_{max} の関係から図 2-1 に示すようなロードラインが表される。ロードラインが I_c - B 特性のラインと交差する電流値 I_{max} 以上に電流を流すことはできないので、運転電流はこの値以下でなければならない。

コイル内のフープ応力 σ_h は図 2-2 に示すようにコイル内のある点における経験磁場の Z 方向成分 B_z と電流密度 J および半径 r の積で与えられ、線材を周方向に引き伸ばす力として作用する。ここでは、各線材間の力の伝達は無視している。

$$\sigma_h = B_z \times J \times r \quad (2.1)$$

経験磁場の R 方向成分 B_r は、 Z 軸方向にコイルを圧縮する軸方向応力 σ_z として作用する。多くの場合 $B_r < B_z$ なので、フープ応力の方が軸方向応力よりも強く線材に作用する。このため、ここでは線材に働く電磁応力としてフープ応力に着目した。

運転電流はクエンチ保護の観点からも十分検討されなければならないが、今回は概略設計段階での比較検討なのでクエンチ保護についての検証は行っていない。

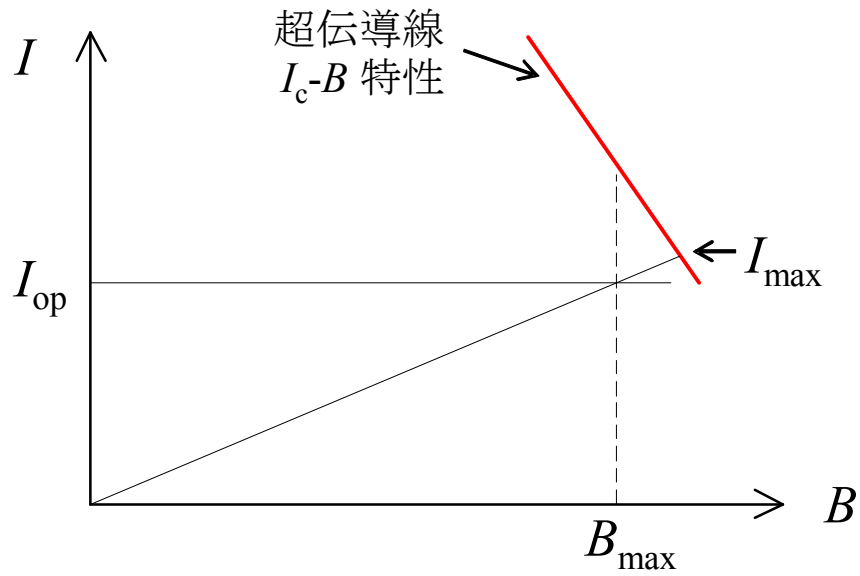


図 2-1 超伝導マグネットにおけるロードライン

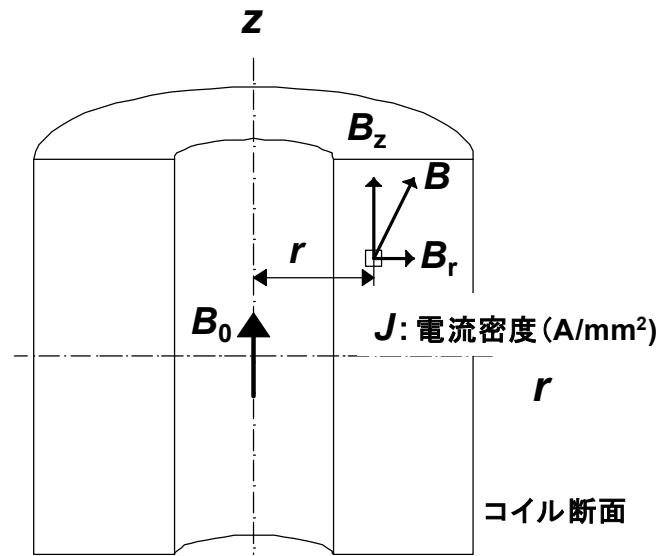


図 2-2 コイル内部におけるフープ応力の定義

2.2 HTS を使った高磁場マグネット設計

第1章で示したように、現在 NMR 用超伝導マグネットで使用されている NbTi、Nb₃Sn 線材に対して、Bi 系および ReBCO の高温超伝導線材は 4.2 K で 20 T を超える磁場領域では極めて優れた臨界電流密度を有している。なおテープ形状の線材 (Bi-2223 および ReBCO) は磁場方向の依存性が大きく、テープ面に磁場が平行な方が垂直の場合より臨界電流密度が高くなる。後述するように磁石の内層部に使用する場合、テープ面に平行な磁場が主体であるが、自己磁場等による垂直成分も必ず存在するため、両方の評価が重要である。

文献[1]で述べられている 30 T マグネットの設計は Bi-2212 の円形線材を想定しており、HTS で分担する磁場は 10 T となっている。HTS コイルのデザインマージンは臨界電流の 70% で、0.275% までの歪を許容する設計となっている。これは補強材のヤング率から計算すると 206 MPa の応力に相当する。動作温度は 4.2 K および 1.8 K で検討しているが、HTS の温度依存性はないとしている。

このような状況の中で、25~30 T 規模のマグネットの基本設計を行った。NMR マグネットの場合高い磁場均一度が要求され、第1章で述べたように軸上磁場分布における 2 次、4 次、6 次の不均一成分を打ち消すための補正コイルが必要となる。920 MHz、930 MHz マグネットではコイルの最外層部に補正コイルを設置したが[2]、文献[1]では HTS の最外層コイルを分割して補正コイルとしている。このように補正コイルの配置にはいろいろな案があり、メインコイルの大きさ等を考慮した最適な設計が要求される。このため本章では補正コイルの設計を行っていないが、10 mm 球の磁場均一度が 25 ppm 未満になるようにコイル長さを設定している。

2.2.1 設計条件

23.5~30.5 T (プロトンの核磁気共鳴周波数で 1~1.3 GHz に相当する) の磁場を発生させるマグネットの基本設計を行った。NMR として使用することを前提に室温空間の直径は 54 mm とした。マグネットの冷却には超流動ヘリウム冷却方式を採用し、2 K での運転を行うとした。使用する線材の種類は HTS、Nb₃Sn、NbTi の 3 種類で、それぞれの設計条件は次のとおりである。今回の基本設計では、この条件を満たすように線材の寸法を変えてグレーディングを行っている。

(1) HTS コイル

HTS コイルはマトリクス材に銀を使用した Bi-2223 線材を想定し、導体全体の断面積で除した臨界電流密度は、 $J_c=120 \text{ A/mm}^2$ (20 T)、 $J_c=100 \text{ A/mm}^2$ (30 T) の値を用いた。これは最近の報告されている値と比較すると低い値だが[3] [4]、長尺線の場合の特性のばらつきや補強材による強化も配慮し、実現性の高い値

として設定した。線材は幅 4.3 mm×厚さ 0.22 mm のテープ線材を想定し、重ねる枚数を変えることでグレーディングを行った。臨界電流値に対する運転電流の比率 I_{op}/I_c は 75% 以下を、 σ_h は 170 MPa 以下を目標とした。

(2) Nb₃Sn コイル

920 MHz、930 MHz マグネットの製作に使用した線材と同じ Cu/nonCu=0.3 のブロンズ法外部安定化線材を想定し、ワインドアンドリアクト(W&R)法で製作するとした[5]。16%Sn ブロンズの 2 K での J_c の値は、 $J_c=77$ A/mm² (22 T)、 $J_c=51$ A/mm² (23 T) を用いた。Nb₃Sn コイルの最大経験磁場は 22.5 T 以下になるようにした。 I_{op}/I_c は 75% 以下を、 σ_h は 200 MPa 以下を目標とした。

(3) NbTi コイル

Cu/S=1.3 の NMR マグネット用超伝導線の 4.2 K での I_c を基準にし、2 K まで冷却することで 2.5 T 分高磁場側にシフトさせた値を用いた。NbTi コイルの最大経験磁場は 12 T 以下となるようにした。 σ_h は 230 MPa 以下を目標とした。

現時点では HTS 線材、特に Bi 系線材で、低電流領域でも無視できない電圧が発生していること、および超伝導接続技術が確立していないことを考慮すると、マグネットは常時電源で駆動する方式で運転されると考えられる。このことは Nb₃Sn コイルや NbTi コイルにおいて、 I_{op}/I_c と n 値の相関で決定される永久電流モード運転時のドリフト値(磁場減衰率)を考慮する必要はないことを意味している。

以上の理由より、今回の設計では I_{op}/I_c は永久電流モード運転の NMR マグネットと比べて高めに設定した。設計に用いた臨界電流密度 J_c のデータを図 2-3 に示す。

2.2.2 設計例

設計した 23.5~30.5 T のマグネットの断面および I_{op}/I_c 、 σ_h をプロットしたものを図 2-4~図 2-8 に示す。 I_{op}/I_c および σ_h 共にコイルの Z 軸方向の位置で値は変わってくるが、ここでは、軸に沿った最大値をプロットしている。また、これらの値は線材寸法(線材断面積)が変わる所で不連続になるが、分かりやすくするため連続したグラフとして表示した。これらの設計で得られた、コイル寸法、蓄積エネルギー、線材質量等を表 2-1 にまとめた。23.5 T マグネットと 30.5 T マグネットの設計例の比較を図 2-9 に示す。

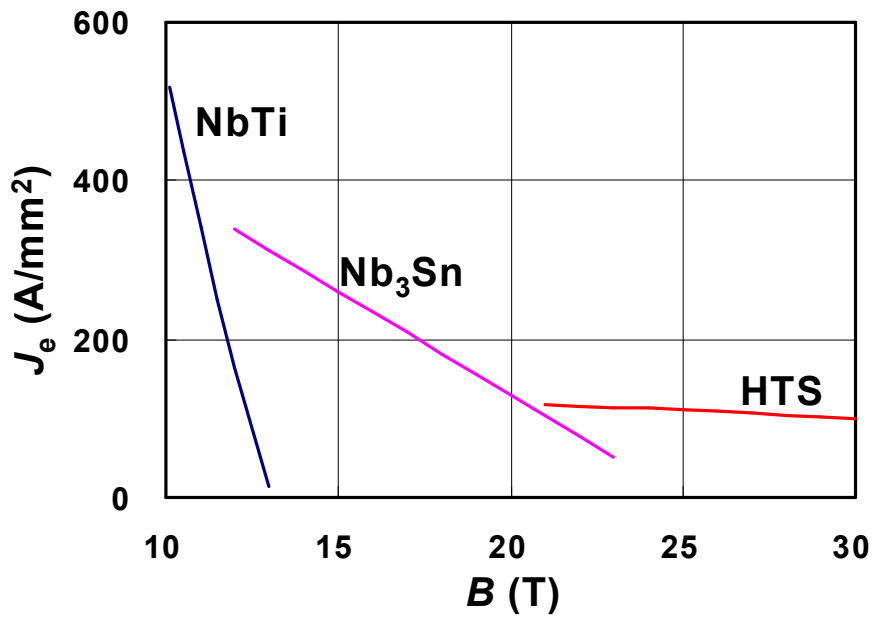


図 2-3 設計に用いた各種超伝導線材の臨界電流密度 J_c

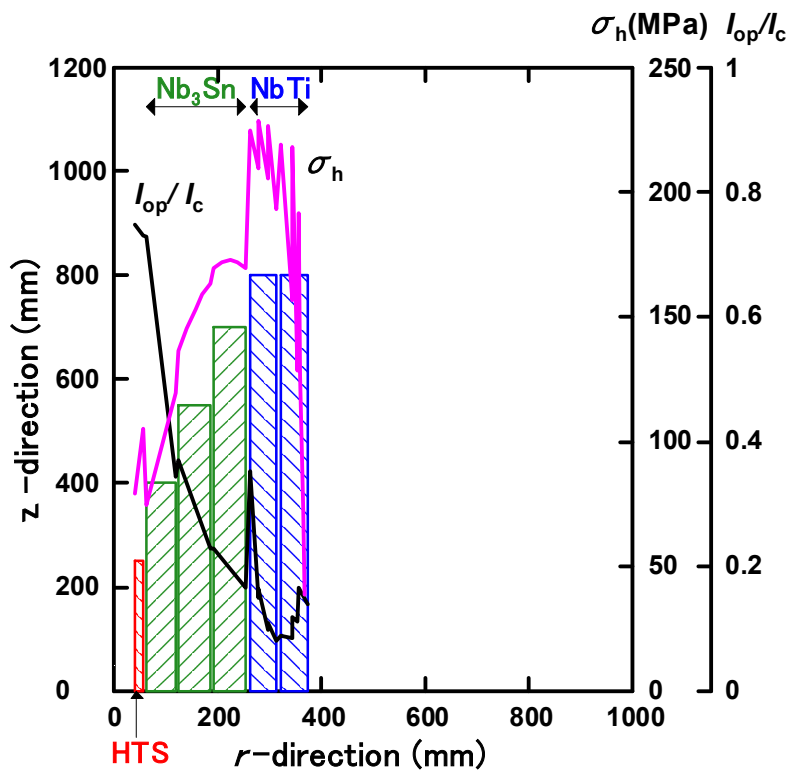


図 2-4 $B_0=23.5$ T (1.0 GHz) の設計例

高磁場では I_c で制限されるが、低磁場では、 I_{op}/I_c には余裕があり、 σ_h で制約される。

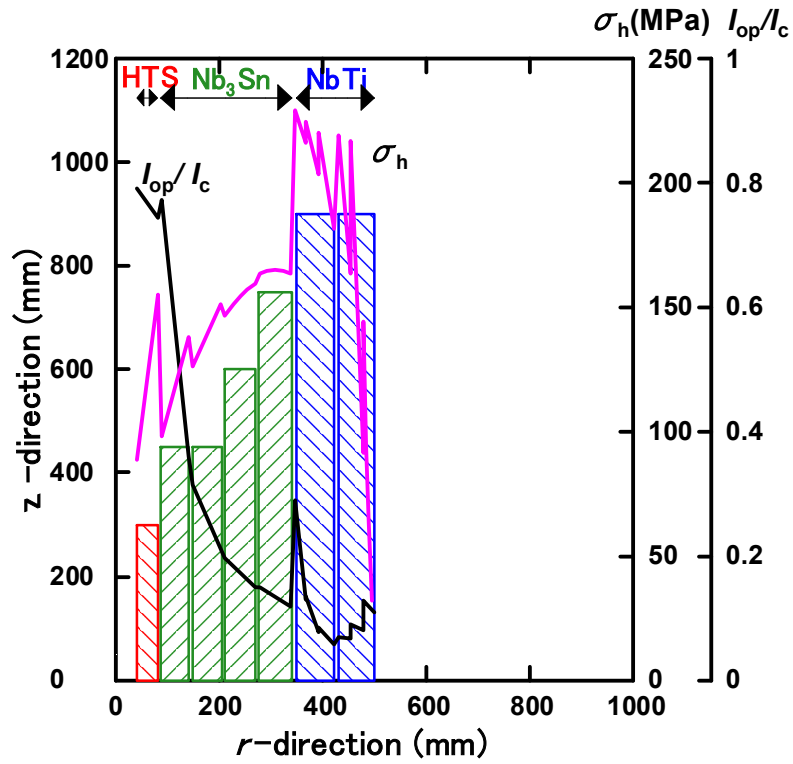


図 2-5 $B_0=25.8$ T (1.1 GHz) の設計例

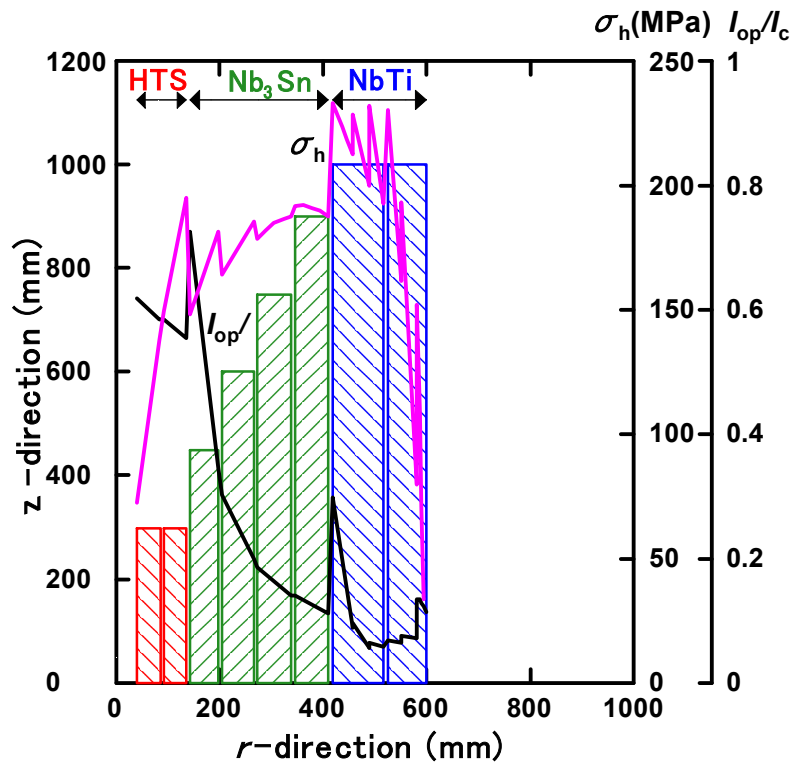


図 2-6 $B_0=28.2$ T (1.2 GHz) の設計例

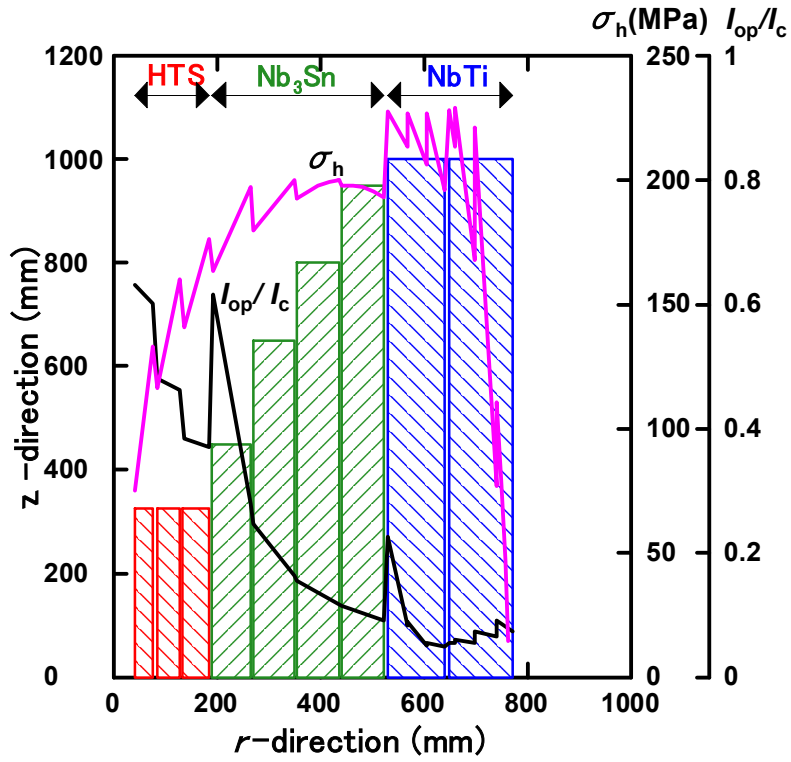


図 2-7 $B_0=29.4$ T (1.25 GHz) の設計例

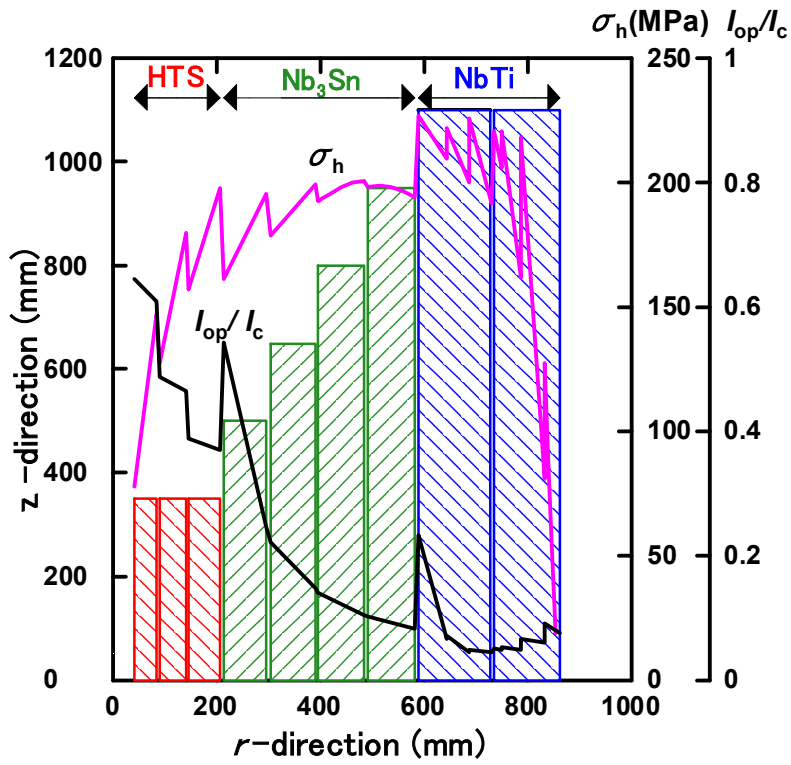


図 2-8 $B_0=30.5$ T (1.3 GHz) の設計例

低磁場では、ほぼ全域において、 σ_h で制約される。

表 2-1 23.5～30.5 T のマグネット設計例の比較表

磁場 (T)	¹ H 周波数 (GHz)	コイル巻線部寸法			運転電流 (A)	インダクタ ンス (H)	蓄積エネ ルギー (MJ)	線材重量			
		内径 (mm)	外径 (mm)	長さ (mm)				合計 (kg)	HTS (kg)	Nb ₃ Sn (kg)	NbTi (kg)
23.49	1.0	80	745	1600	240	1393	40	3878	17	1592	2269
25.84	1.1	80	997	1800	243	2742	81	7821	63	2958	4800
28.20	1.2	80	1199	2000	242	5011	147	12945	212	4912	7821
29.39	1.25	80	1542	2000	242	8815	257	22515	449	8475	13591
30.53	1.3	80	1724	2200	241	12180	355	30375	624	10702	19049

磁場 (T)	均一度(*) (ppm)	0.5 mT地点までの距離	
		軸方向(m)	径方向(m)
23.49	12.9	13.8	10.9
25.84	16.0	17.6	13.9
28.20	19.7	21.0	16.6
29.39	23.7	25.3	20.0
30.53	22.1	28.2	22.3

(*) 10mm球での値

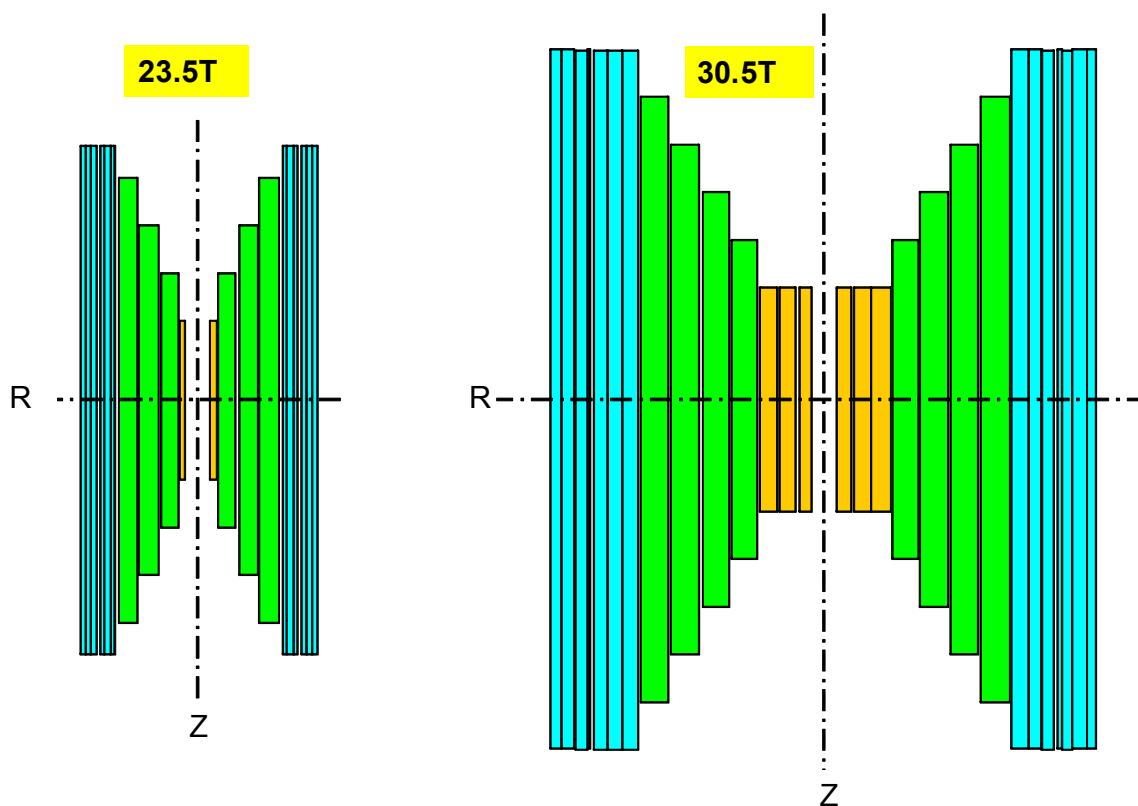


図 2-9 23.5 T マグネットと 30.5 T マグネットの設計例の比較

2.3 考察

これらの設計例において、特徴的なのは次の点である。

- HTSコイル、Nb₃Snコイル、NbTiコイルのいずれも I_{op}/I_c が高い地点は、それぞれの最内層部である。
- 最内層部より少しでも外側の磁場の低い所では、電流密度は σ_h で制約されている。
- NbTi コイルの場合だと I_{op}/I_c は最内層部でも 0.35 であり、全ての領域において σ_h で制約されている。

注目すべき点は、図 2-10 と図 2-11 に示すように、線材質量、蓄積エネルギー共に、23 T 以上で急激に増加していることである。線材重量に関して 1 GHz マグネットを基準に考えると、1.1 GHz では 2 倍に、1.2 GHz では 3.3 倍に、1.3 GHz では 7.8 倍に増加していく。この度合いは磁場の約 8 乗に比例するという、非常に強い磁場依存性があることが分かった。これはフープ応力の上限を設定したことに関係する。即ち、フープ応力がコイル設計上最も大きな制約条件になっていると考えられた。

通常、マグネットの運転電流は超伝導線材の臨界電流値で決められると理解されることが多い。しかし、高磁場を発生させようとする、線材の経験磁場が高い領域では臨界電流値で制限されるが、経験磁場が少しでも下がると臨界電流値よりもむしろ線材に働く電磁力(特にフープ応力)で制約を受けるようになる。特に、中低磁場領域にある Nb₃Sn や NbTi コイルにおいてはこの傾向が顕著であることが明らかとなった。このためフープ応力一定条件で仮想設計を行い、耐フープ応力強化線材が実現した場合のマグネットのコンパクト化の可能性についての検討が重要である。

表 2-2 に 30.5 T マグネットの設計で想定した線材の種類を示す。今回の設計では 920 MHz、930 MHz マグネットの製作に使用されたものと同様の線材を使うことを仮定したので、運転電流は 241 A となっている。しかし、インダクタンスが 10000 H を超えているので (12180 H)、マグネットクエンチ時の電流減衰により発生する電圧が過大となり、コイル内で放電、焼損等が起きてマグネットに損傷を与える可能性がある。インダクタンスを 1000 H 程度まで下げるには、運転電流を 850 A 程度まで引き上げることを考える必要がある。

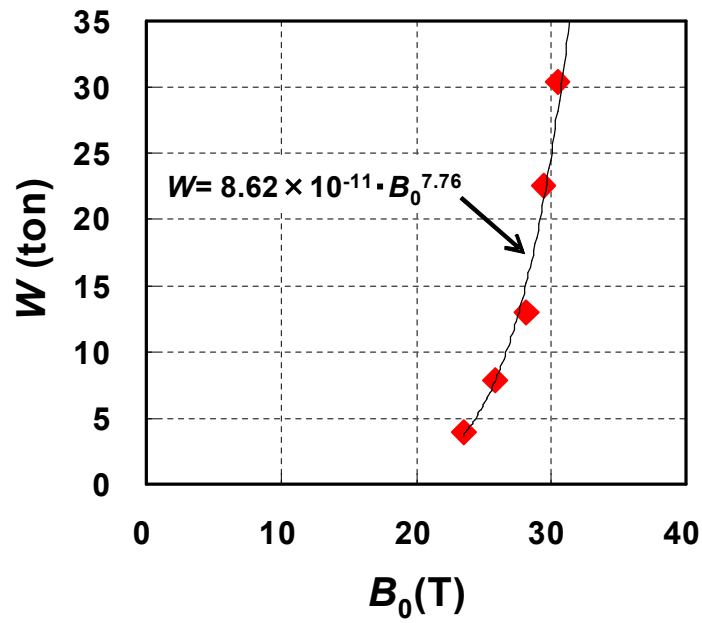


図 2-10 23.5～30.5 T のマグネット設計例における線材重量の磁場依存性

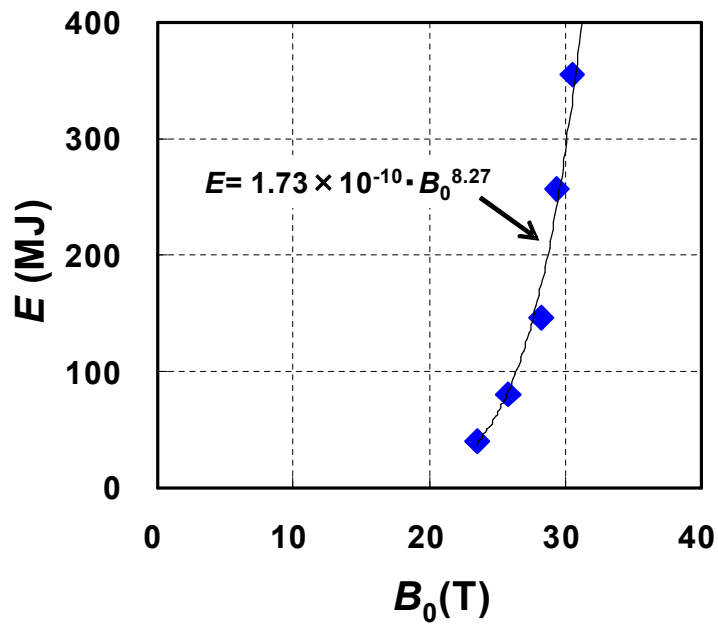


図 2-11 23.5～30.5 T のマグネット設計例における蓄積エネルギーの磁場依存性

表 2-2 30.5 T のマグネット設計例における導体寸法

1) Bi-2223

幅 (mm)	高さ (mm)	Ag/S
4.3	0.88	1.5
4.3	1.10	1.5
4.3	1.32	1.5

2) Nb₃Sn

幅 (mm)	高さ (mm)	Cu/nonCu
3.40	2.13	0.3
3.60	2.25	0.3
3.70	2.31	0.3
3.75	2.34	0.3

3) NbTi

幅 (mm)	高さ (mm)	Cu/S
3.50	2.19	1.3
3.40	2.13	1.3
3.20	2.00	1.3
3.00	1.88	1.3
2.90	1.81	1.3
2.50	1.56	1.3
2.00	1.25	1.3

参考文献

- [1] W. D. Markiewicz, J. R. Miller, J. Schwartz, U. P. Trociewitz, and H. W. Weijers, "Perspective on a superconducting 30 T/1.3 GHz NMR spectrometer magnet," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **16** (2006) 1523-1526.
- [2] T. Kiyoshi, A. Sato, T. Takeuchi, K. Itoh, S. Matsumoto, O. Ozaki, H. Wada, M. Yoshikawa, T. Kamikado, S. Itoh, T. Miki, T. Hase, M. Hamada, S. Hayashi, Y. Kawate, and R. Hirose, "Development and operation of superconducting NMR magnet beyond 900 MHz," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11** (2001) 2347-2350.
- [3] H. Kitaguchi, K. Yamazaki, S. Kobayashi, J. Fujikami, and T. Kato, "High field performance of CT-OP Bi-2223 tapes," *TML annual rep.*, (2005) 81-82.
- [4] T. Kiyoshi, A. Otsuka, S. Choi, S. Matsumoto, K. Zaitzu, T. Hase, M. Hamada, M. Hosono, M. Takahashi, T. Yamazaki, and H. Maeda "NMR upgrading project towards 1.05 GHz," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **18** (2008) 860-863.
- [5] T. Kiyoshi, S. Matsumoto, S. Sato, M. Yoshikawa, S. Itoh, O. Ozaki, T. Miyazaki, T. Miki, T. Hase, M. Hamada, T. Noguchi, S. Fukui, and H. Wada, "Operation of a 930-MHz high-resolution NMR magnet at TML," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **15** (2005) 1330-1333.

第3章 フープ応力で制約されたマグネット設計

3.1 計算手法

第2章でHTSを使った23.5～30.5 Tの高磁場マグネットの設計を行った。この設計研究より、線材の経験磁場が高い領域では臨界電流値で制限されるが、経験磁場が少しでも下がると臨界電流値よりもむしろ線材に働く電磁力(特にフープ応力)で制約されることが分かった。そこでコイルに加わる簡便な電磁力の指標としてフープ応力を使用し、超伝導線材の臨界電流値には関わらずフープ応力だけで制約された場合のマグネット設計を行い、発生する磁場とコイル体積や蓄積エネルギー等との相関について解析を行った。

フープ応力で制約されたマグネットについては、物性研究用パルスマグネットの開発過程で伊達(大阪大学)により多層コイル法が発案されている[1]。この方法によると、コイルを多層にすることでコイルを破壊させることなく無限大の磁場を発生させることが可能である。無限長コイルを無限に分割した場合、コイル内半径およびコイル外半径と中心磁場には次の関係があることが指摘されている。

$$B_0 \propto \sqrt{2 \times \log(R_0/r_0)} \quad (3.1)$$

B_0 : 中心磁場

r_0 : コイル内半径

R_0 : コイル外半径

本研究では有限長のコイルを想定し、実際のコイル内部における最大フープ応力を数値計算で求める方法で解析を行った。まず、今回の計算にあたっては、図3-1に示すようなN個のコイルから成るモデルマグネットを設定した。 $\phi 54$ mmの室温空間を有するNMRマグネットを想定して、最も内側のコイル内径は $\phi 80$ mmとした。各コイルの厚さは10 mmとし、コイル長さはコイル内半径の4倍とした。但し、巻き枠や絶縁材については考慮しないものとした。

マグネットにおけるn番目($1 \leq n \leq N$)のコイルの電流密度 $J(n)$ は次式で定義されるものとする。

$$J(n) = \frac{I_{op} \times Turn(n)}{(a2(n) - a1(n)) \times Length(n)} \quad (3.2)$$

I_{op} : 運転電流

$Turn(n)$: ターン数

$a1(n)$: コイル内半径

$a2(n)$: コイル外半径

$Length(n)$: コイル長さ

コイル数 N と $J(n)$ が決まれば、中心磁場 B_0 や各コイルにおけるフープ応力の最大値 $\sigma_{h-max}(n)$ は一義的に決定される。

このモデルにおいて、フープ応力の値 σ_h を固定し、各コイルの σ_h の最大値 $\sigma_{h-max}(n)$ が全て一定の値となるように $J(n)$ を計算する。具体的には $J(n)$ の初期値 $J^0(n)$ を与え、その時の各コイルにおける $\sigma_{h-max}^0(n)$ を計算する。この値から次式に従って $J^1(n)$ を求め、再度 $\sigma_{h-max}^1(n)$ を計算する。

$$J^{m+1}(n) = J^m(n) \sqrt{\frac{\sigma_h}{\sigma_{h-max}^m(n)}} \quad (3.3)$$

これを全てのコイルの $\sigma_{h-max}(n)$ があらかじめ決めておいた σ_h に一致するまで繰り返す。得られた $J(n)$ を使って中心磁場、蓄積エネルギーを計算した。

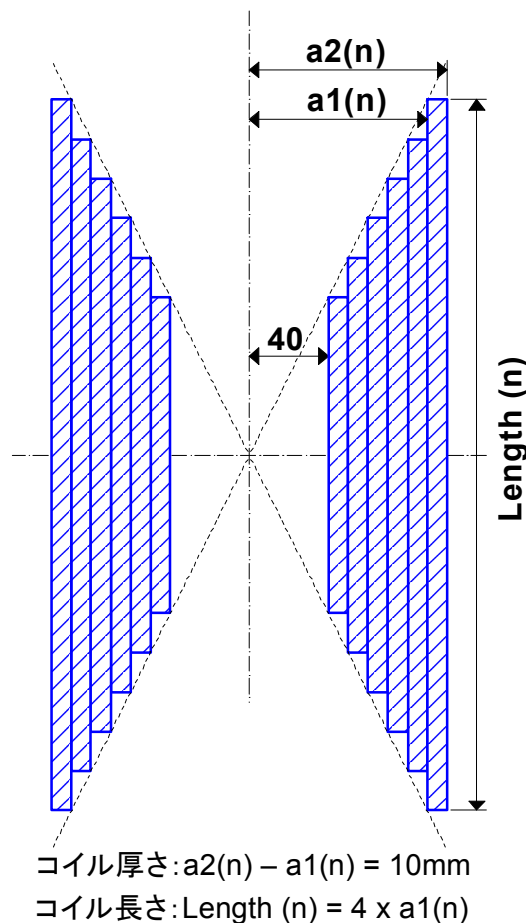


図 3-1 フープ応力で制約されたマグネットを解析するためのモデルコイル ($N=6$ の場合)
 計算を簡略化するため、巻き枠はないものと仮定している。

3.2 計算結果

3.2.1 電流密度分布

N=52、 $\sigma_h=200$ MPa の場合の電流密度分布の計算例を図 3-2 に示す。この図では各コイルの内半径に対して、電流密度と最大経験磁場をプロットしている。

コイルの内径側では磁場が強くても径が小さいので電流密度は高い値を取ることができるが、径が大きくなるにつれて電流密度は低くなる。更に径が大きくなると経験磁場が下がってくるので電流密度は再び高くなる。

線材の種類を HTS、Nb₃Sn、NbTi とした場合、第 2 章で設定したのと同様にマグネットを 2 K で運転するとして Nb₃Sn、NbTi の最大経験磁場の上限をそれぞれ 22.5T、12T で考えてみる。Cu/S=1.3 の NbTi 線の 12 T における臨界電流密度 J_c は 160 A/mm² 以上なのに対して、コイルの電流密度は $J=43$ A/mm² であり σ_h で制約されていることを意味している。同様に Cu/nonCu=0.3 の Nb₃Sn では、22.5 T での臨界電流 $J_c=65$ A/mm² に対して、コイルの電流密度は $J=50$ A/mm² なのでこれも σ_h で制約されている。 σ_h の基準を上げると経験磁場の高い所では臨界電流で制約されるようになるが、Nb₃Sn、NbTi のカバーする磁場領域を下げると結局は σ_h で制約されることになる。

次に N=10、 $\sigma_h=500$ MPa の場合の電流密度分布の計算例を図 3-3 示す。ここまで σ_h を高く設定しても 20 T 以上の領域における電流密度は 300 A/mm² 以下に収まっている。近年、Bi-2223 や Y 系線材の特性はかなり向上しており(図 1-6 参照)、同程度かこれ以上の臨界電流が報告されている[2-4]。

以上より、30 T クラスのマグネットを設計する場合、コイルの電流密度は全ての磁場領域において σ_h で制約されることになる。このように考えると σ_h は非常に重要な設計基準であると言える。

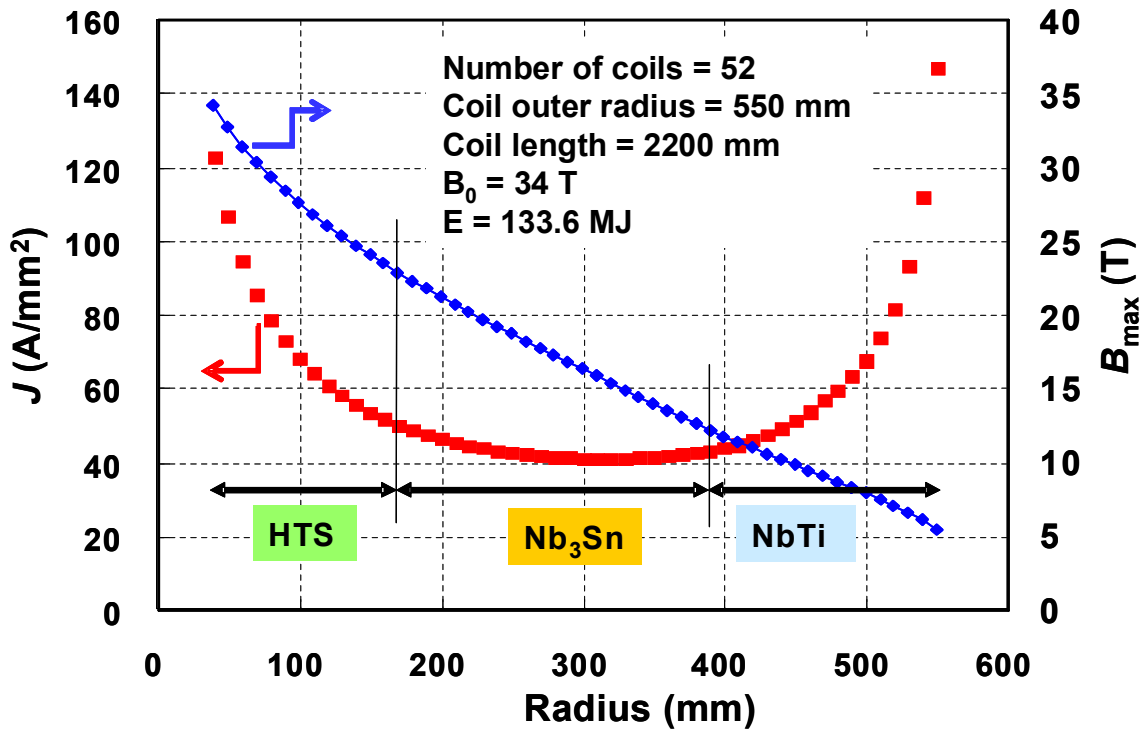


図 3-2 N=52、 $\sigma_h=200$ MPa の場合の電流密度分布の計算例

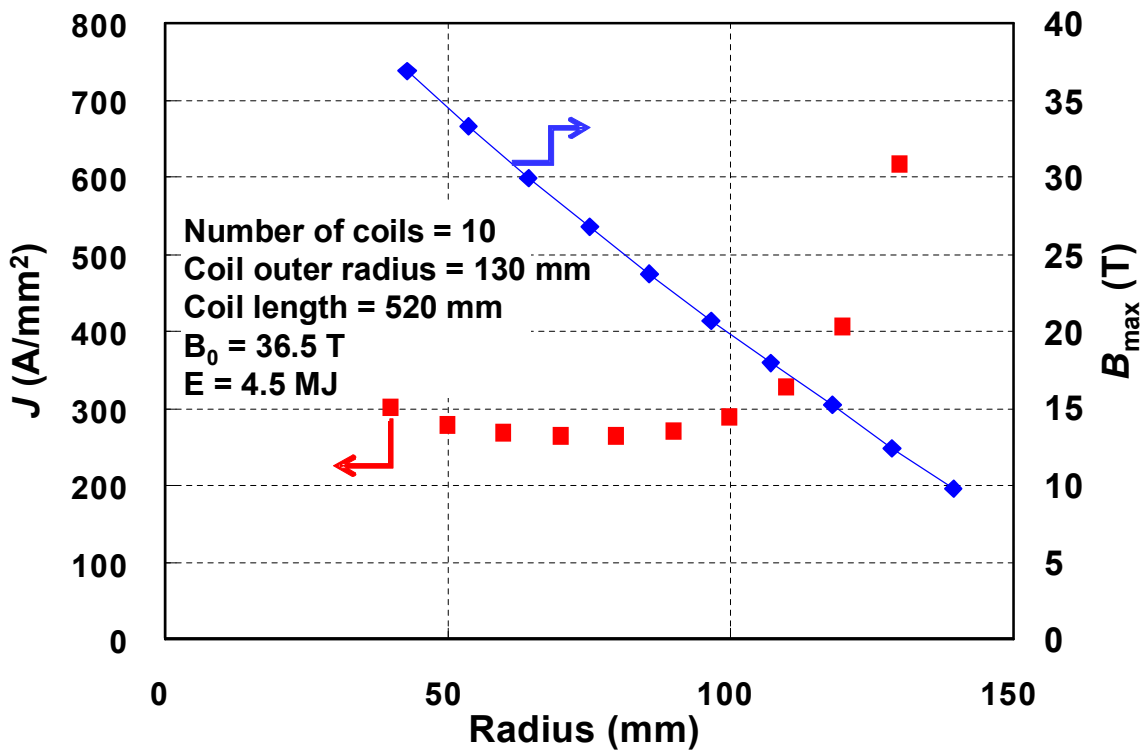


図 3-3 N=10、 $\sigma_h=500$ MPa の場合の電流密度分布の計算例

3.2.2 B_0 とコイル体積の相関

σ_h を 200～500 MPa の範囲に設定し、コイル数 N を変えて計算を行った。これにより得られた B_0 とコイル外半径および B_0 とコイル体積の関係をそれぞれ図 3-4 と図 3-5 に示す。これらの図では横軸を B_0 の 2乗で、縦軸を対数でプロットしており、コイル外半径およびコイル体積の対数が B_0^2 に比例していることが分かる。

これらの計算結果より、無限長コイルにおいて成り立つとされた(3.1)式の関係が有限長コイルにも適用できるだけでなく、 B_0 とコイル体積との間でも同様の関係が成り立つことが分かった。

但し、 $N < 6$ の低磁場領域では図 3-6 に示すように B_0 依存性が小さくなり、(3.1)式の関係からずれることが明らかになった。

この結果を整理すると B_0 とコイル体積の関係は次の式で近似することができる。

$$V = V_{c1} \times e^{V_{c2} \cdot B_0^2} \quad (3.4)$$

この係数 V_{c1} 、 V_{c2} と σ_h との関係を図 3-7 に示す。 V_{c1} は σ_h に依存せずに一定値を取り、 V_{c2} は σ_h に反比例する。これらをまとめると次の近似式で表すことができる。

$$V = 5.85 \times 10^{-4} \times e^{\frac{1.35}{\sigma_h} B_0^2} \quad (3.5)$$

この式を使えば発生させたい磁場と σ_h の基準だけでコイル体積を求めることができ、密度をかければ導体の質量を得ることができる。このモデルマグネットは巻き枠を無視した理想状態での設計値であり、これ以下にすることは不可能という限界値を示していることになる。

今回得られた結果を用いて 24～32 T の高磁場マグネットについて、コイル体積が σ_h の基準でどのように変化するかを示したのが図 3-8 である。この図を見て分かるように 24 T マグネットの場合、 $\sigma_h=300$ MPa が $\sigma_h=200$ MPa となることでコイル体積は 3.7 倍になるが、30 T マグネットでは 7.6 倍にもなる。この傾向は高磁場になる程顕著になってくる。コイル体積が大きいことは必要となる超伝導線材の量が多くなるだけでなく、これを納めるクライオスタットも大きくなることを意味している。

これらを考慮すると 30 T 級マグネットを実現するためには、高い σ_h を設計基準とし小型軽量化を図る必要がある。これを可能にするには超伝導線材自身の高強度化が不可欠で、臨界電流と補強材の最適化が必要であろう。また、マグネットの製造においては高 σ_h 化により深刻化するワイヤームーブメントを防止し、クエンチ対策を十分に検討していかなければならない。更には、これを実現できる製造方法を確立することが重要になる。

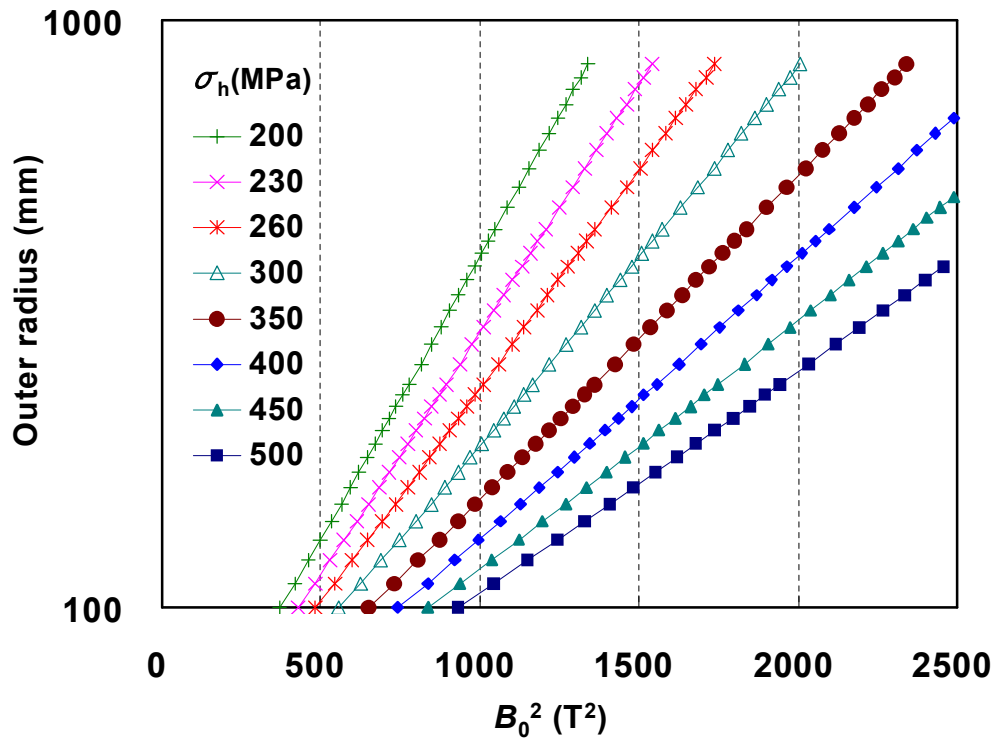


図 3-4 B_0 とコイル外半径の相関

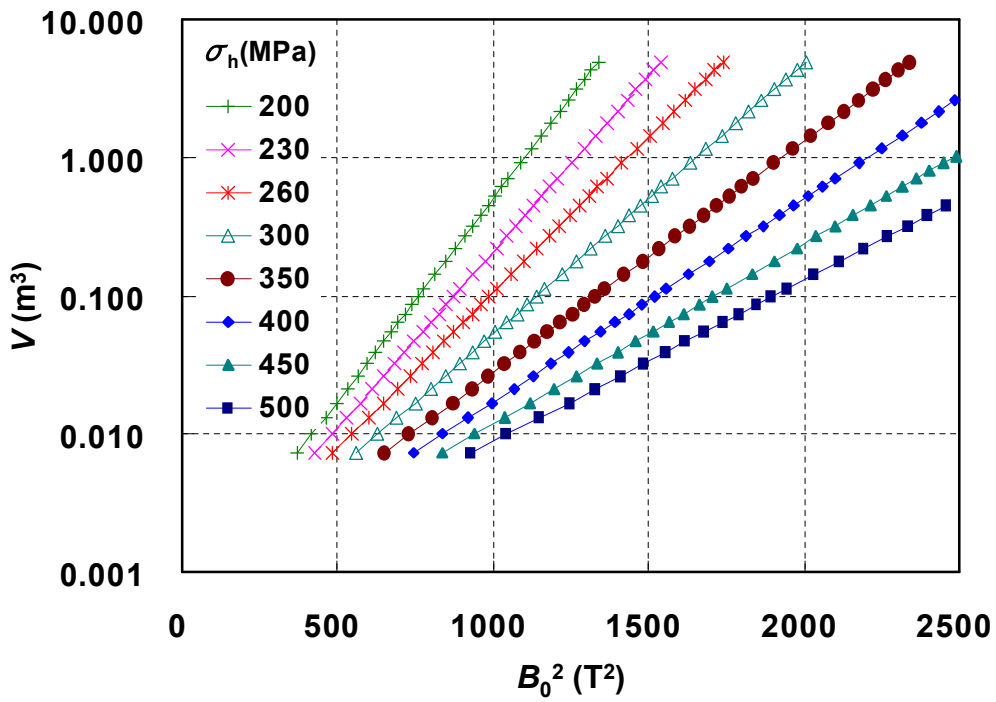


図 3-5 B_0 とコイル体積の相関

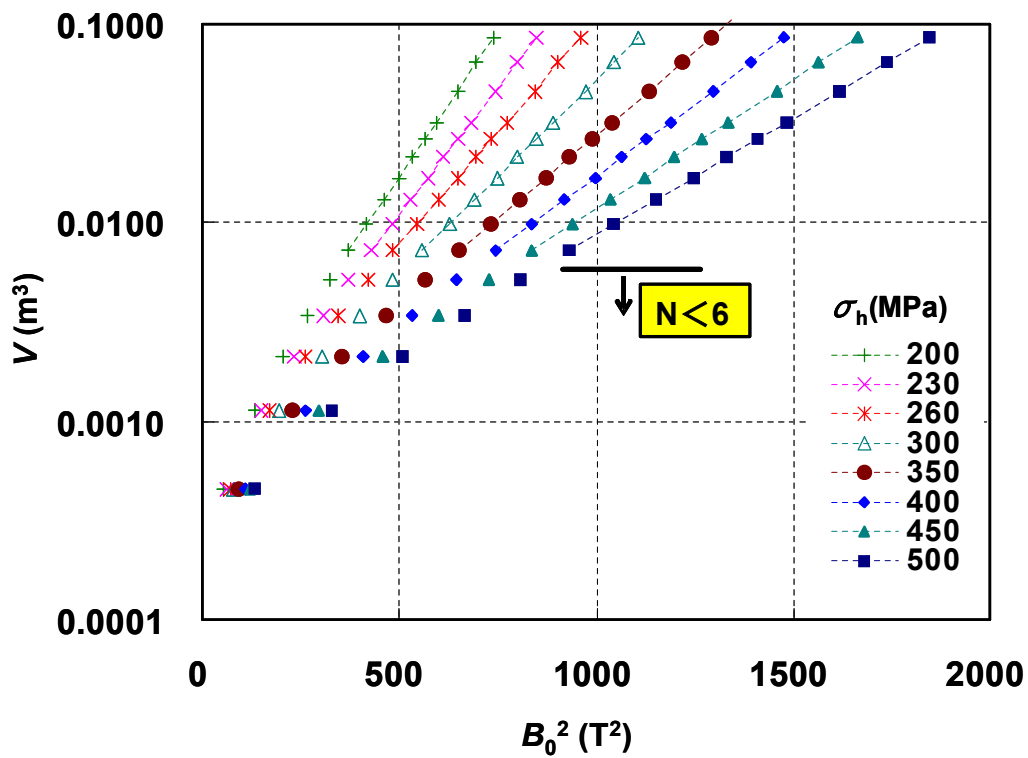


図 3-6 B_0 とコイル外半径の相関
 $N < 6$ では (3.1) 式の関係が成立しない。

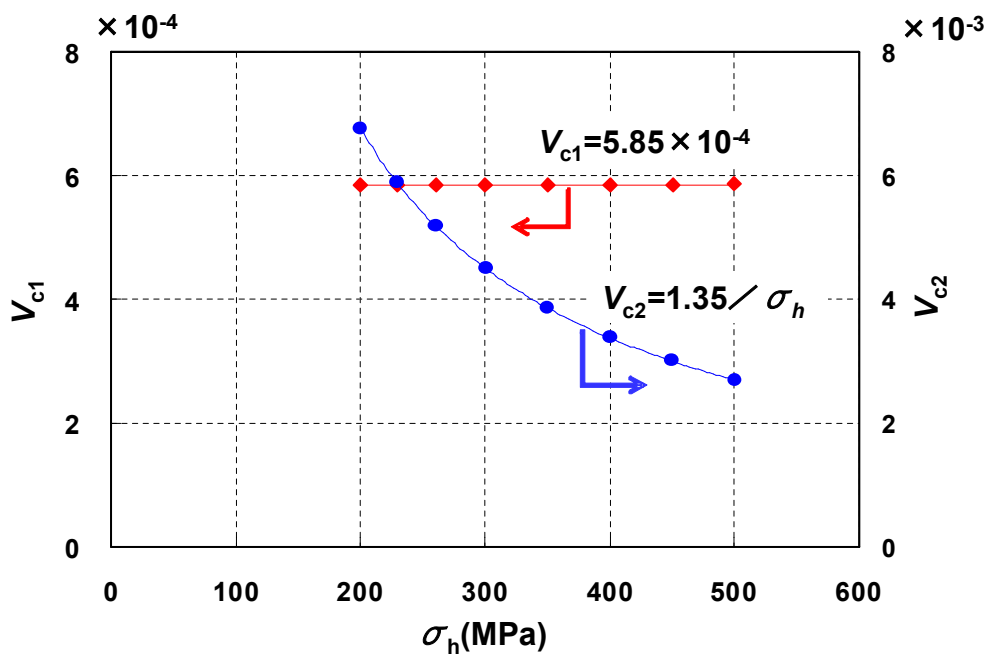


図 3-7 係数 V_{c1} 、 V_{c2} と σ_h の相関

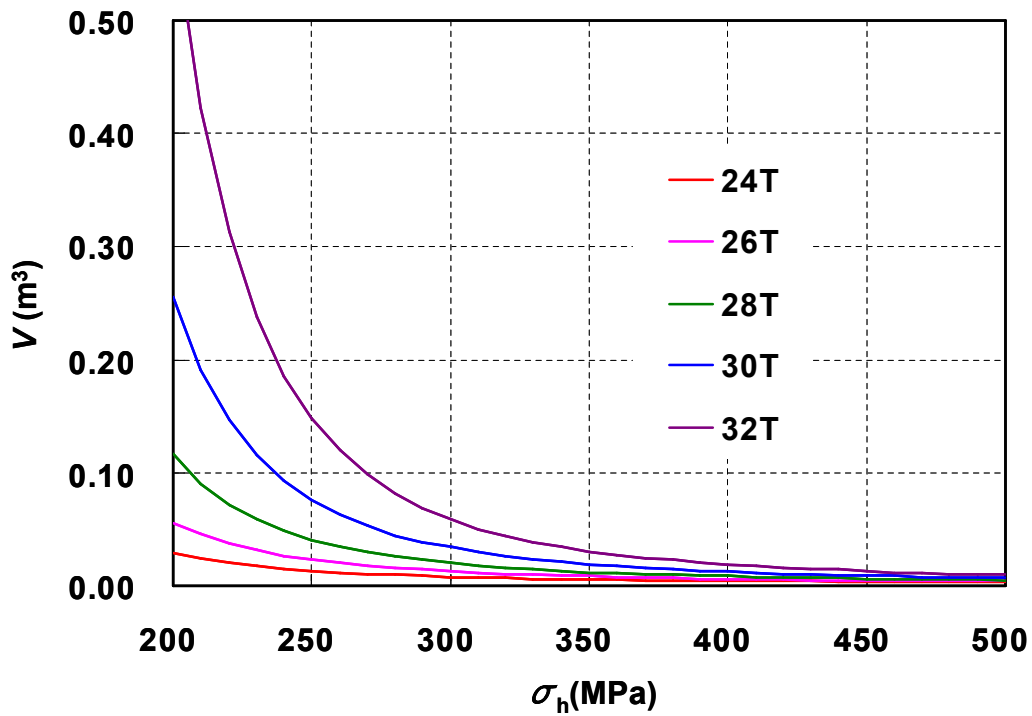


図 3-8 24～32 T の高磁場マグネットにおける、コイル体積と σ_h の相関

3.2.3 B_0 と蓄積エネルギーの相関

B_0 と蓄積エネルギーの間にも図 3-9 に示すように B_0 とコイル体積と同様の関係がある。この結果を整理すると、 B_0 と蓄積エネルギーの関係は次の式で近似することができる。

$$E = E_{c1} \times e^{E_{c2} \cdot B_0^2} \quad (3.6)$$

この係数 E_{c1} 、 E_{c2} と σ_h との関係を図 3-10 に示す。 E_{c1} は σ_h に比例し、 E_{c2} は σ_h に反比例する。これらをまとめると次の近似式で表すことができる。

$$E = (2.25 \times 10^{-4} \times \sigma_h) \times e^{\frac{1.38 B_0^2}{\sigma_h}} \quad (3.7)$$

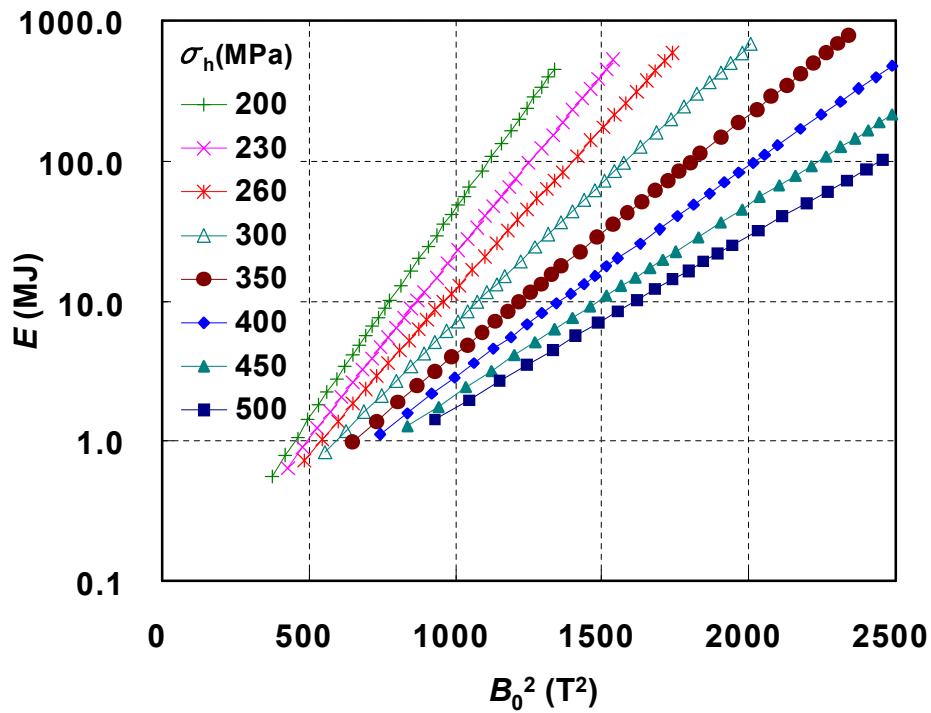


図 3-9 B_0 と蓄積エネルギーの相関

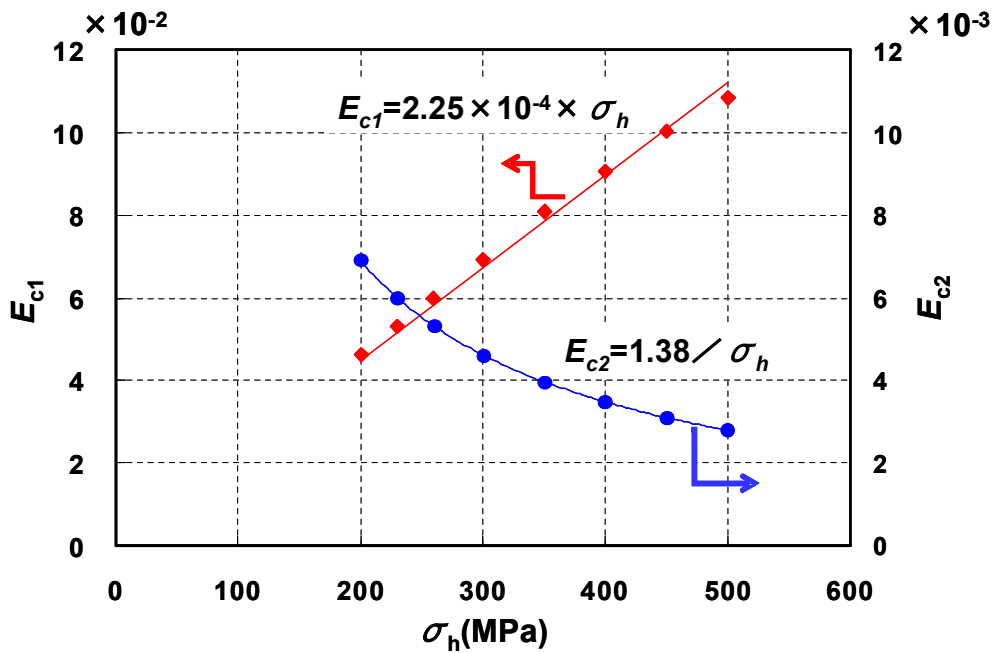


図 3-10 係数 E_{c1} 、 E_{c2} と σ_h の相関

3.2.4 コイル体積と蓄積エネルギーの相関

コイル体積および蓄積エネルギーの σ_h 依存性を示す(3.5)式と(3.7)式から、これらの間には図 3-11 に示すような比例関係があることが分かる。比例係数 K は図 3-12 に示すように σ_h に比例する。

これらの関係をまとめると次の近似式で表すことができる。

$$E = 0.462 \times \sigma_h \times V \quad (3.8)$$

コイルが銅でできていると考えて、コイル体積を質量に置き換えると蓄積エネルギーとコイル質量 W の関係は次式で表すことができる。

$$E/W (J/kg) = 51.8 \times \sigma_h \quad (3.9)$$

マグネットがクエンチした時、全てのエネルギーがマグネット自身の温度上昇に使われた場合のマグネットの最大温度 T_{\max} は、この式で得られる値と銅のエンタルピーを比較することで求めることができる。得られた結果を図 3-13 に示す。

本モデルでは、 T_{\max} は σ_h のみを変数とする結果を導く。 σ_h が大きい程マグネット温度は高くなるが、 $\sigma_h = 500 \text{ MPa}$ の場合でも T_{\max} は約 150 K にとどまることが分かった。これは 500 MPa の高応力基準の設計でも、クエンチ時のマグネット温度は焼損に至るレベルまで上昇することはなく、安全であることを示している。但し、この値はマグネット全体が一様に温度上昇した場合の値で、局所的なホットスポットの温度ではない。このため、実際のマグネット設計においては、ノーマル相の伝播速度を考慮したクエンチ解析が必要である。

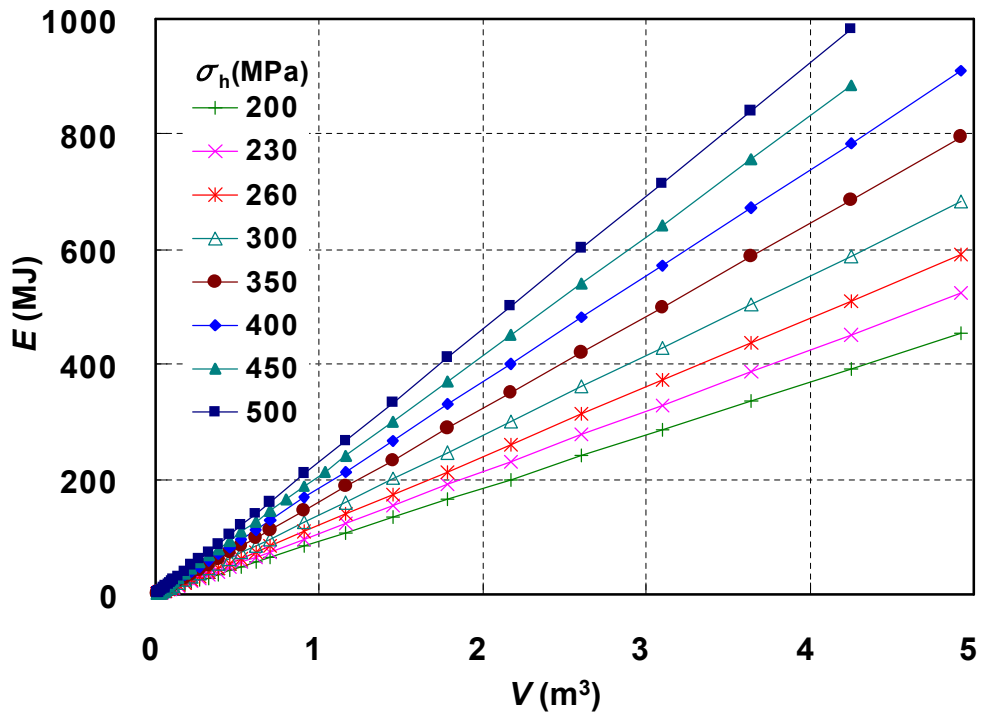


図 3-11 コイル体積および蓄積エネルギーの σ_h 依存性

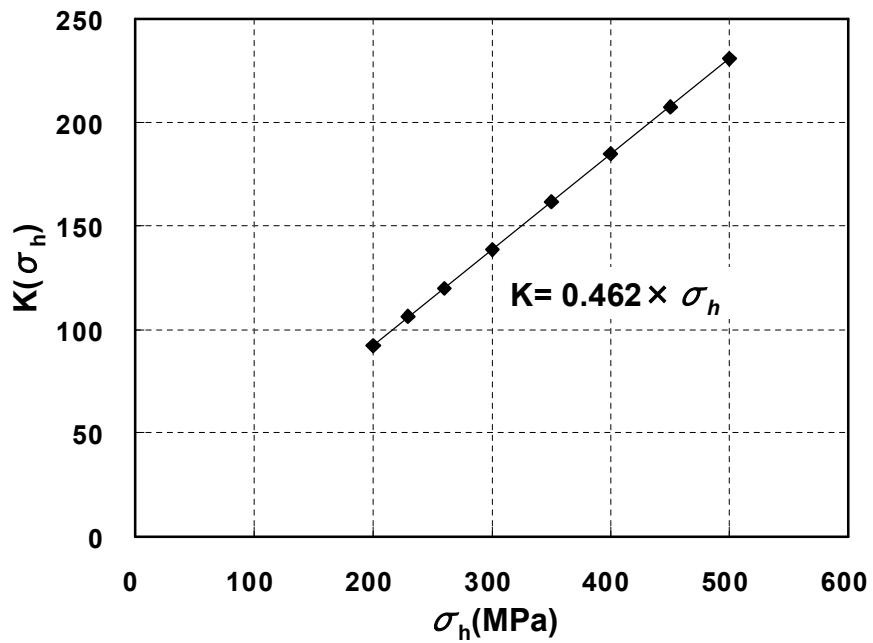


図 3-12 比例係数 K と σ_h の直線関係

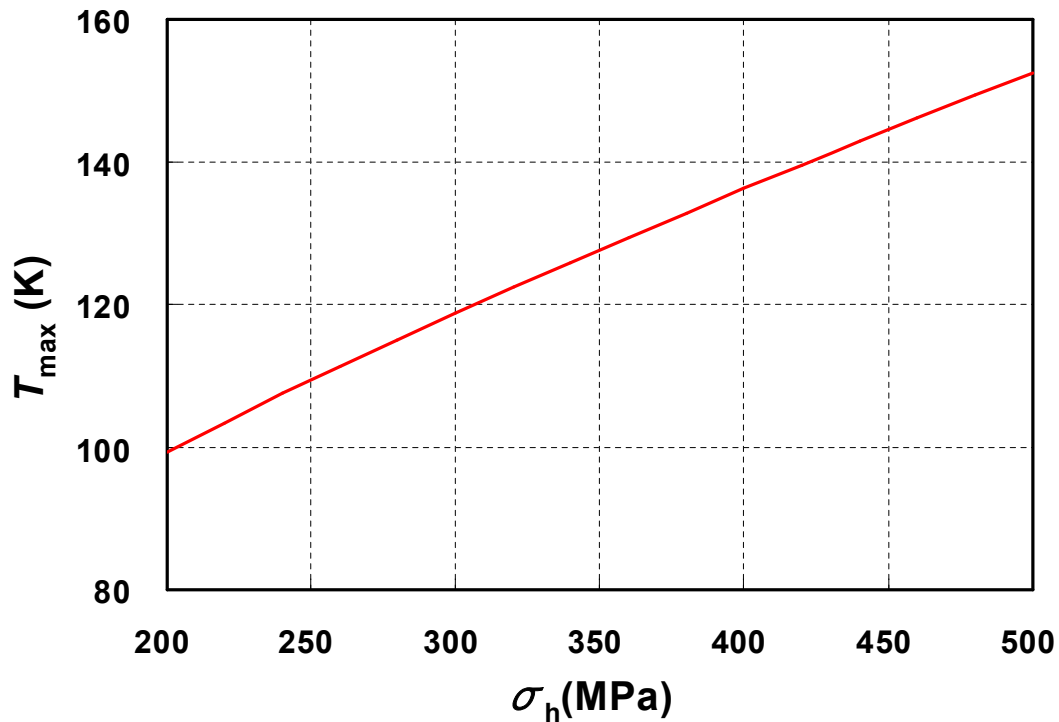


図 3-13 マグネットの最大温度 T_{\max} の σ_h 依存性

マグネットがクエンチした時、全てのエネルギーがマグネット自身の温度上昇に使われた場合の温度上昇を σ_h に対してプロットした。

3.2.5 漏洩磁場

漏洩磁場との関連性についても解析を行った。漏洩磁場の指標として磁場中心から $B = 0.5$ mT までの距離が使われることが多い。そこで、 B_0 と Z 軸方向 0.5 mT 地点との関係を図 3-14 に示す。この図は B_0 とコイル体積と同様の関係があることを示している。この 0.5 mT 地点と蓄積エネルギーとの相関を図 3-15 に示す。これは蓄積エネルギーが 0.5 mT 地点の n 乗に比例することを意味している。 n は 3.04~3.07 の値で、 σ_h との相関は小さい。

単純な磁気双極子モーメントの場合、漏洩磁場の距離は磁気双極子モーメントの大きさの 3 乗根に比例するが、有限な大きさを持つ実際のマグネットでは中心磁場の大きさではなく蓄積エネルギーの 3 乗根に比例することが分かった。

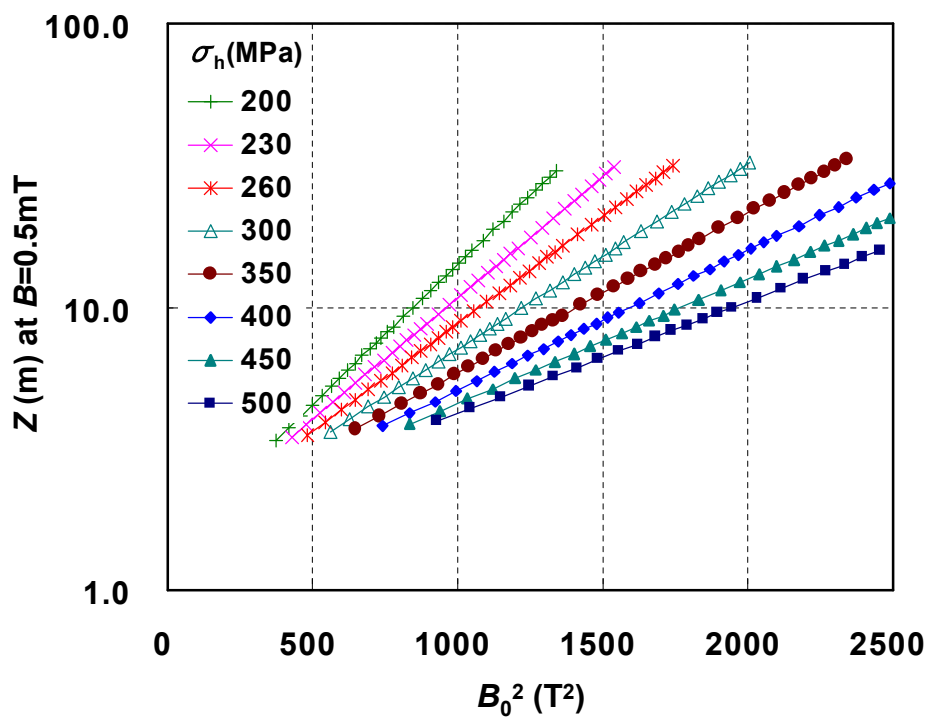


図 3-14 B_0 とZ軸方向0.5 mT 地点との相関

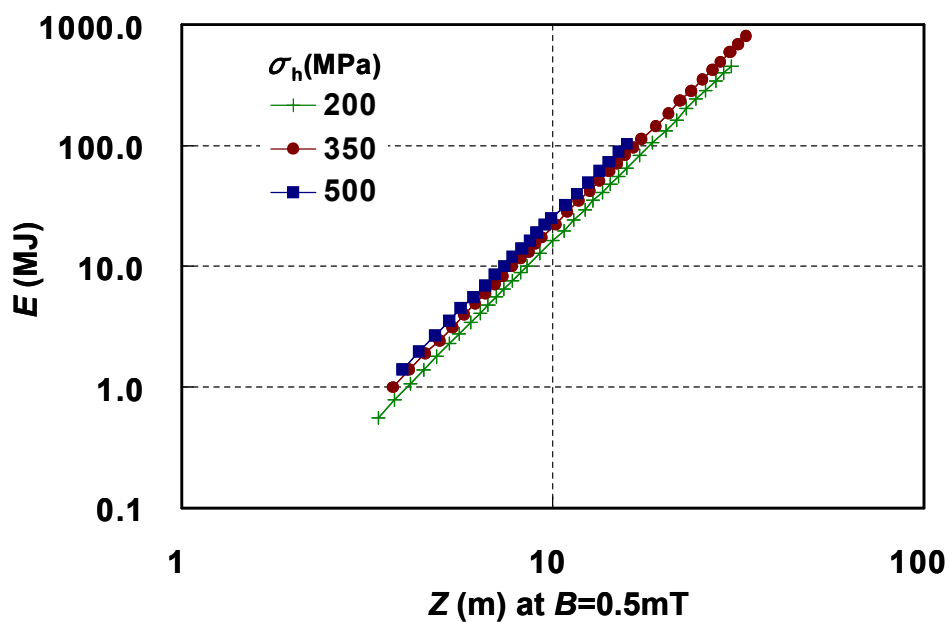


図 3-15 漏洩磁場 0.5 mT 地点と蓄積エネルギーとの相関

3.3 マグネット設計例への適用

本章で得られた相関関係を第2章で示したマグネット設計例に適用してみた。中心磁場と線材質量および蓄積エネルギーの相関をそれぞれ図3-16と図3-17に示す。これらの図では横軸を B_0 の2乗で、縦軸を対数でプロットしている。これらの図を見ると σ_h 一定のモデルマグネットで成立した規則性が、実際のマグネット設計にもほぼ当てはまることを示している。この規則性を使えば中心磁場を指定するだけでマグネットの概要を把握することが可能になる。

3.4 考察

第2章において σ_h の上限が一定値以下という条件を設けて25~30 T規模の高磁場マグネットの基本設計を行った。その結果、マグネット(線材)質量および蓄積エネルギーが非常に強い磁場依存性を示すことが分かった。そこでこれらの相関を解析するため、複数個のコイルから成る理想的なモデルマグネットを設定し、全てのコイルのフープ応力最大値 σ_{h-max} が同じ値になるという条件下で磁場計算を行った。

この計算によると、マグネットの電流密度は超伝導線の臨界電流値よりもむしろ σ_h により制約を受けることが分かった。また、コイル外径、コイル体積、蓄積エネルギー、漏洩磁場などの重要な諸元と中心磁場との間に規則性があることが分かった。それは、これらの諸元が中心磁場の2乗の指数関数に比例するというものである。この規則性の一部については無限長の多層コイルの場合に指摘されていたが、超伝導マグネットに適用して具体的な計算および解析は成されていなかった。

更に、この規則性は高磁場マグネットの基本設計にも当てはめることが可能であり、 σ_h 一定のモデルの有効性を示すことができた。これらの解析の結果として、マグネットを小型化するためには高い σ_h を基準とした設計が必要不可欠であることを定量的に示すことができた。

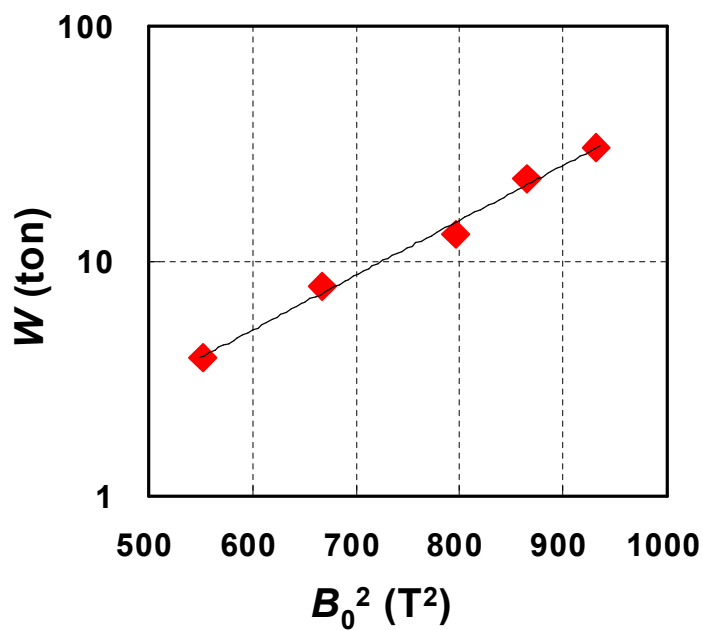


図 3-16 中心磁場と線材質量との相関

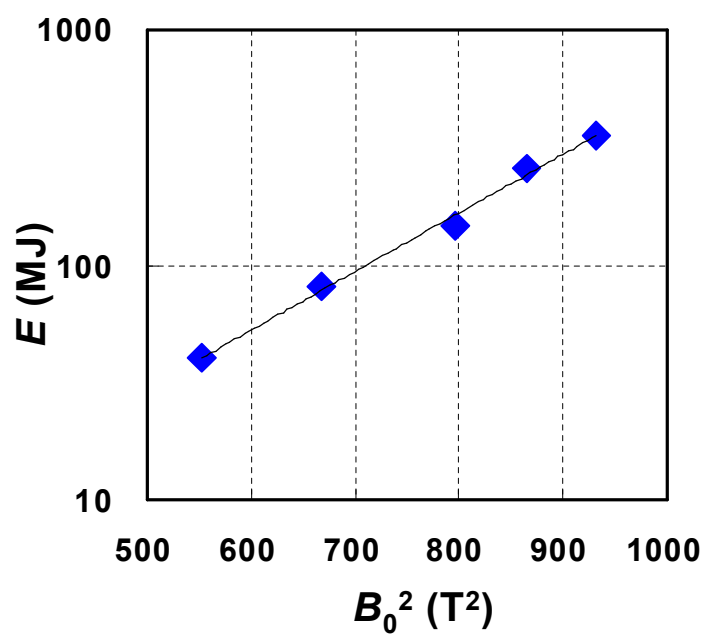


図 3-17 中心磁場と蓄積エネルギーの相関

参考文献

- [1] M. Date, "Submillimeter electron spin resonance I. A new method of high magnetic field generation," *J. Phys. Soc. Jpn.*, **39** (1975) 892-897.
- [2] H. Kitaguchi, K. Yamazaki, S. Kobayashi, J. Fujikami, and T. Kato, "High field performance of CT-OP Bi-2223 tapes," *TML annual rep.*, (2005) 81-82.
- [3] T. Kiyoshi, A. Otsuka, S. Choi, S. Matsumoto, K. Zaitso, T. Hase, M. Hamada, M. Hosono, M. Takahashi, T. Yamazaki, and H. Maeda, "NMR upgrading project towards 1.05 GHz," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **18** (2008) 860-863.
- [4] D. Larbalestier, "Transformational opportunities of YBCO/ReBCO for magnet technology," SuperPower 10th birthday celebration Schenectady NY, March 15, 2010.

第4章 高応力条件下での1.3 GHz マグネット設計

4.1 設計条件

YBCOに代表されるReBCOは、ハステロイを基材として物理的または化学的な蒸着により超伝導体を形成している。このため25 Tを超える高磁場領域で高い電流密度を有するだけでなく、700 MPaの引っ張り応力まで超伝導特性が劣化しない強度を備えている。第2世代のYBCO線材は、図1-6に示したように4.2 K、30 Tの磁場中で 1000 A/mm^2 を超える J_c が得られている[1]。図1-6からYBCO線材の臨界電流密度だけを取り出してプロットしたのが図4-1である[2]。この線材を使って製作したテスト用小コイルは、水冷銅マグネットにより発生した31 Tの磁場中で33.8 Tを発生させることに成功している[3]。この事実はYBCO線材を使うことで、30 T以上の磁場を発生させることのできる高磁場超伝導マグネットを製作することが可能であることを示している。

第2章で述べたように、LTS+HTSの組合せによる設計ではLTSの応力基準は230 MPa程度までに限定されてしまう。しかし、LTSを使わずYBCOのような高強度のHTSだけでコイル設計を行うと、500 MPaという高い応力基準を採用することが可能となる。第3章で述べたように、500 MPaをフープ応力の設計基準にした場合、設計基準が200 MPaの場合と比較してコイル体積は約1/40に減少する。これは理想的なケースなので、実際はここまで小さくすることはできない。しかし、高応力基準の採用により超伝導マグネットを小型軽量化できることは確かである。

そこで、主にYBCO線材を使って500 MPaのフープ応力を設計基準として、1.3 GHz (30.5 T) NMR マグネットの設計を行った。このマグネットの動作温度は液体ヘリウム浸漬冷却による4.2 Kとした。YBCO線材の場合、磁場の角度依存性が大きい短所がある。図4-2に示すように、線材に平行な磁場をかけた場合と比較して、磁場の傾きが小さくても臨界電流は大きく劣化する。線材と磁場の角度が30度以上では平行磁場の場合の約16%に留まる[4]。このため角度依存性がないLTS線材で設計する場合、 I_{op}/I_c の最大値は最大経験磁場の地点で決められるが、YBCO線材でマグネット設計を行う場合は臨界電流の角度依存性のため、最大経験磁場の地点と I_{op}/I_c が最大になる地点は一致しない。この点を考慮して、マグネット設計を行う必要がある。

今回の設計ではNMRに必要とされる高磁場均一度も確保するため補正コイルの導入やコイル配置を工夫した。設計条件を以下にまとめる。

- 主にYBCO線材を使う設計を行った。磁場均一度の達成に必要な補正コイルのみNbTi線材を採用した。
- 臨界電流密度 J_c の磁場依存性は図4-1の値を採用し、磁場依存性は下記の式で近似した。

$$J_c(B_{\parallel}) = -1.28 \cdot B_{\parallel}^2 - 52.47 \cdot B_{\parallel} + 4700 \quad (4.1)$$

$B_{//}$:線材に平行な磁場

- 図 4-2 は 4.2 K で 12 T の時の臨界電流の角度依存性である。この関係が全ての設計磁場領域で成立すると仮定した。臨界電流の角度依存性は下記の式で近似した。

$$\frac{I_c}{I_{c\max}} = \frac{4^2}{(\theta^{1.8} + 4^2)}(1 - 0.16) + 0.16 \quad (4.2)$$

- (2.1) 式で定義されるフープ応力の設計基準は約 500 MPa とした。
- 第 2 章の設計研究と同様にメインコイルの内径は 80 mm とした。
- 複雑な補正コイルを検討しなくても十分な磁場均一度が得られるようマグネット長さを 1800 mm 以下に設定した
- 巻き枠は厚さ 4 mm のステンレス製とした。このためコイル間の径方向の隙間は 10 mm に設定した。
- 線材の厚さは 0.1 mm、幅は 12 mm 以下に設定した。これは現状の線材製造設備が最大 12 mm まで対応できるので、これを考慮したものである。

YBCO 線材は蒸着プロセスで形成されるので、厚さを変えて臨界電流を制御することは困難である。このためマグネット設計におけるグレーディングは線材幅を変えることで行った。線材の電気絶縁は Bi-2223 線材で実績があるように、厚さ 0.025 mm のポリイミドフィルムをハーフラップ巻きすることで形成されるとした。このため絶縁層の厚さは 0.05 mm と設定した。

第 8 章で述べるが、最近の研究では電源駆動モードでも超高安定度電源と NMR ロックにより、高分解能 NMR 測定を実現することが可能となっている。このため、永久電流モードの場合考慮すべき I_{op}/I_c および n 値で決められる線材の内部抵抗および、線材どうしの接続抵抗については考慮していない。

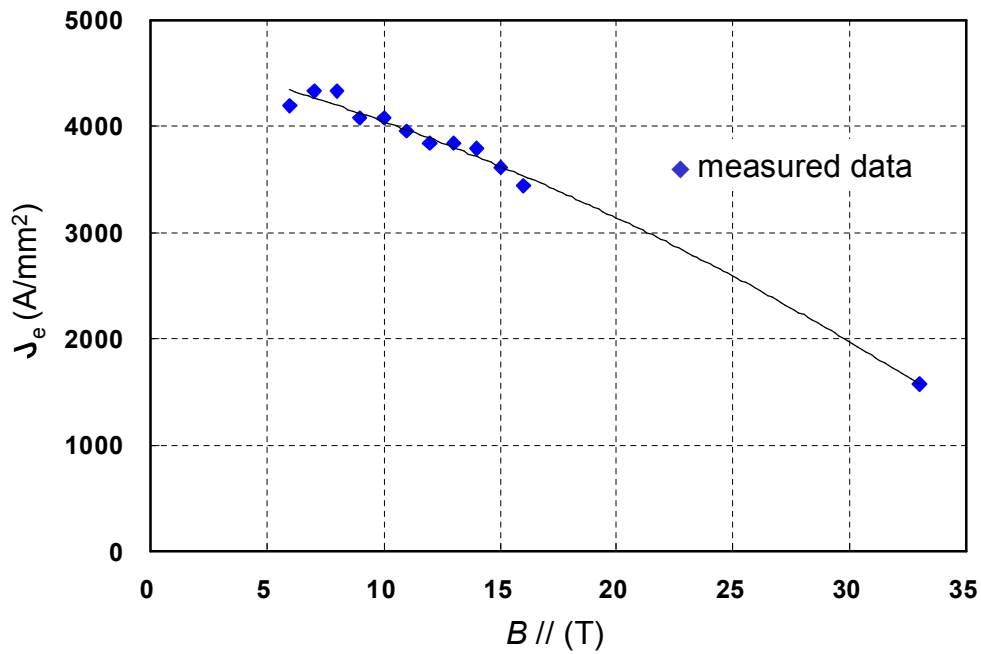


図 4-1 YBCO 超伝導線材の 4.2 K での臨界電流密度
 実線は (4.1) 式で表される近似曲線。

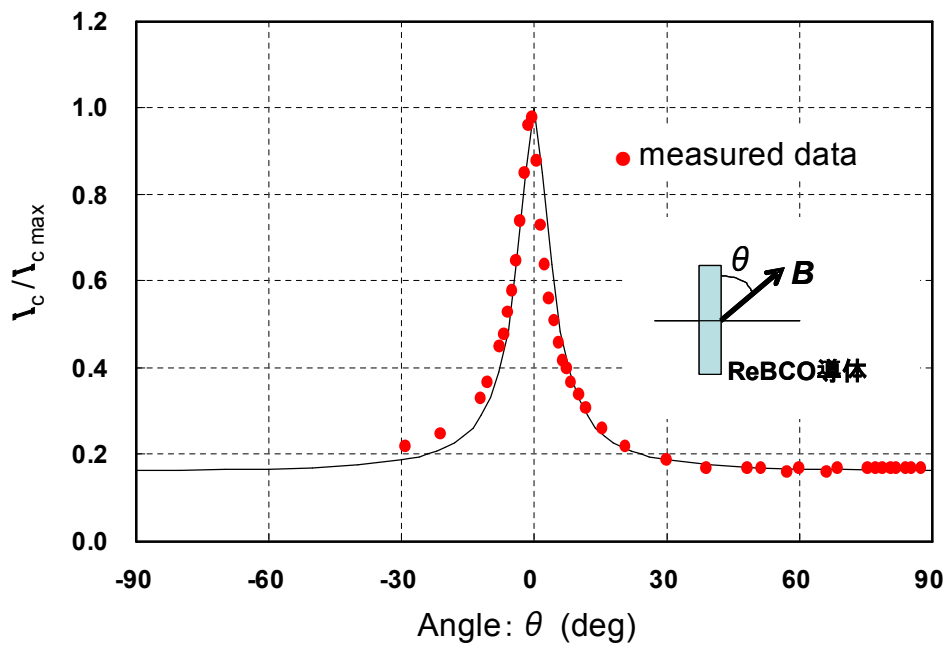


図 4-2 YBCO 超伝導線材の 4.2 K、12 T における磁場角度依存性
 実線は (4.2) 式で表される近似曲線。

4.2 1.3 GHz マグネット設計

4.2.1 基本設計

第2章で述べたように、従来 NMR 用超伝導マグネットは線材の種類でコイルを分割してきた。今回は同じ線種を使うので熱処理等の必要性からコイルを分割する必要はない。しかし、テープ形状のため製作方法として、従来のレヤー巻線だけでなくダブルパンケーキ巻線も考慮する必要がある。本設計では、巻き枠の強度やグレーディングを考慮してメインコイルを4分割している。分割数を多くすると巻き枠のための空間が必要となり小型化の妨げとなる。分割数を減らすとコイル長さの調整による軽量化など設計の自由度が減る。4分割の場合、1つのコイルの巻き厚さは約 60 mm であり、現実の製作を考慮しても問題ない厚さである。

そこで、メインコイルを4分割とした 1.3 GHz (30.5 T) マグネットで、尚且つ NMR 用として必要な磁場均一度を確保する手段として以下の3タイプを設計した。

Type-A: メインコイルの外側に補正コイルを配置した設計案

Type-B: 内側から2番目のコイル内部で電流密度を変化させた設計案

Type-C: 最内層コイルのコイル形状に窪みを持たせた設計案

これらのコイルの断面図を図4-3～図4-5に、コイルパラメーターを表4-1～表4-3に示す。コイルは内層側から順番に#1、#2、と番号を付けている。図4-3～図4-5において、コイル内部におけるフープ応力 σ_h の最大値を実線で示している。最内層の#1コイルでは半径が大きくなると磁場は下がるがフープ応力に対する半径の寄与の方が大きいので半径の増加に連れてフープ応力も増大する。フープ応力は#2コイルの中間あたりで最大値を示し、#3、#4コイルでは半径が大きくなるに連れて磁場の低下が影響し、フープ応力も小さくなっている。いずれのコイルもフープ応力の最大値は約 500 MPa で制限されていることが分かる。

YBCO の場合、臨界電流の角度依存性のため、最大経験磁場の地点と運転電流のマージン I_{op}/I_c が最大になる地点は一致しない。図4-3では I_{op}/I_c が最大になる地点を□で示している。これに対して、コイル内部での最大磁場の地点を★で示した。分割したコイルの内径側でZ軸方向の中心に近い地点に最大経験磁場が位置するのに対して、運転電流のマージンが最大となる部分は磁場角度最大となるコイル端部に位置する。最内層コイルにおける磁場角度は8度であるが、最外層コイルでは90度になる。図4-2に示すように、磁場角度が90度になると、臨界電流は磁場角度が0度の時の最大値に対して16%まで低下する。それでも、運転電流のマージン I_{op}/I_c は約33%にとどまっている。

線材の臨界電流は 700 MPa の引っ張り応力まで耐えられるデータが発表されているが、条件の良い状態での結果であり、現実的には10～20%程度の特性劣化は考慮しておく必要がある。また、臨界電流の長さ方向のばらつきがあることも考えると、今回の設計における臨界電流のマージンは妥当と考えられる。

第1章で述べたように、Z軸上の磁場分布は(1.1)式で表すことができる。今回の設計では(1.1)式にお

ける係数 B_2 と B_4 の値が小さくなるようコイル配置を工夫した。 B_6 成分はコイル長さが長いせいで補正を加えなくても十分小さい値であり、今回の設計では配慮する必要はなかった。

図 4-3 に示す Type-A 設計では NbTi 線を使った補正コイルを配置することで高磁場均一度を達成した。この NbTi 線材の重量は 27 kg であり、僅かな量で済んでいる。磁場中心 20 mm 球における B_2 と B_4 の値はそれぞれ 0.0001 ppm と -0.006 ppm となっている。フープ応力 σ_h の最大値を 500 MPa 以下にするため、YBCO 線の線幅は #1~#4 コイルで、9.80 mm、11.50 mm、12.00 mm、9.54 mm のように変化させている。本設計は従来設計の延長線上にあるものなので、実現性の高い設計案である。また、レヤー巻線だけでなくダブルパンケーキ巻線のいずれの方法も採用可能である。

これに対して、Type-B は図 4-4 に示すように補正コイルを用いていない。コイル形状に出っ張りや窪みを付けることなく、円筒状を保持しながら高磁場均一度を達成した設計案である。内側から 2 番目の #2 コイルを Z 軸方向に 5 分割し、中心コイル #2a (1 対) と中間コイル #2b (2 対) と端部コイル #2c (2 対) で線幅を 11.50 mm、10.60 mm、11.48 mm のように変化させた。#2b の電流密度を #2a と #2c に比べて高めることで、補正コイルと同様の効果が得られて磁場均一度を確保することができた。磁場中心 20 mm 球における B_2 と B_4 の値はそれぞれ -0.0006 ppm と 0.011 ppm となっている。この方式はレヤー巻線では実現困難だが、線材幅の異なるダブルパンケーキコイルを積み重ねることで実現可能である。但し、#2b は電流密度が高くなった分だけフープ応力も上昇し、 $\sigma_h=536$ MPa まで上昇している。

Type-C は図 4-5 に示すように最内層コイルを 3 つに分割し、中心コイル #1a (1 対) と端部コイル #1b (2 対) で線幅を 9.60 mm と 9.49 mm のように変化させた。更に、巻線のレヤー数を #1a が 304 レヤー、#1b が 320 レヤーと変化させた。このようにコイルを分割して電流密度を変化させただけでなく、外径部に窪みを付ける構造を採用することで補正コイルと同様の効果を得ている。磁場中心 20 mm 球における B_2 と B_4 の値はそれぞれ -0.014 ppm と 0.028 ppm となっている。この案も Type-B と同様に、異なる線幅で異なるレヤー数のダブルパンケーキコイルを積み重ねることで実現することができる。

一般的にダブルパンケーキコイル方式でマグネットを製作する場合、積み重ねるパンケーキコイルの位置の微小なずれは NMR で問題となる磁場の不均一を生じる。このため、LTS を用いた NMR マグネットではダブルパンケーキコイル方式は採用された実績はない。しかし、Y. Iwasa ら (MIT) は 500 MHz (11.7 T) の LTS マグネットの内層に Bi-2223 コイルと YBCO コイルを入れ、合わせて 1.2 GHz (28.2 T) の磁場を発生させるプロジェクトを進めている[5]。このプロジェクトでは Bi-2223 および YBCO 共にダブルパンケーキコイルで製作されている。このため、パンケーキコイルを積み重ねる時の位置精度を向上させることができれば、Type-B や Type-C のように補正コイルを用いなくても、NMR 用として十分な磁場均一度を有する高磁場マグネットを製作することが可能と考えられる。

上記の設計案ではフープ応力を設計基準として検討してきたが、現実にはフープ応力以外の電磁力も

コイルに作用する。例えば、最外層コイル#4ではコイルの中心面(赤道面)における軸方向の圧縮力は120 MPa に達する。更に、コイルにエポキシ樹脂を含浸させてコイル全体を硬化させた場合、コイル外層部の電磁力がコイル内層部に影響するので、今後はコイル全体として径方向応力を検討しなければならない。

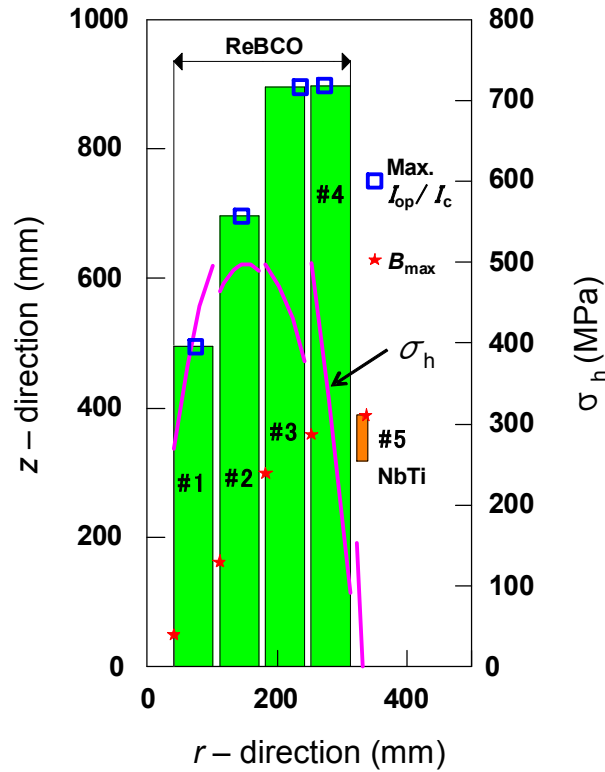


図 4-3 Type-A:メインコイルの外側に補正コイルを配置した設計案

表 4-1 Type-A のコイルパラメーター

		#1	#2	#3	#4	#5
Superconductor		Bare thickness=0.1 mm, Insulation=0.05 mm				NbTi
Wire width	mm	9.80	11.50	12.00	9.54	ϕ 0.9
Inner dia.	mm	80.0	221.6	363.2	504.8	646.4
Outer dia.	mm	201.6	343.2	484.8	626.4	680.6
Length	mm	990.0	1392.0	1790.8	1793.0	71.3
Center position	mm	0.0	0.0	0.0	0.0	+/- 353.3
Layers		304	304	304	304	18
Turns		30400	36480	44992	56544	1350
Max. field	T	30.5	22.2	15.1	8.7	3.1
Max. hoop stress	MPa	495	498	497	500	195
Max. field angle	deg	7.4	16	52	90	90
Max. I_{op}/I_c		0.19	0.21	0.25	0.32	0.31
Field homogeneity	ppm	B2=0.0001, B4=-0.006 at 20 mm DSV				
Weight	kg	ReBCO=1942 and NbTi=27				
Operating current	A	217.17				
Inductance	H	1628				
Stored energy	MJ	38.4				

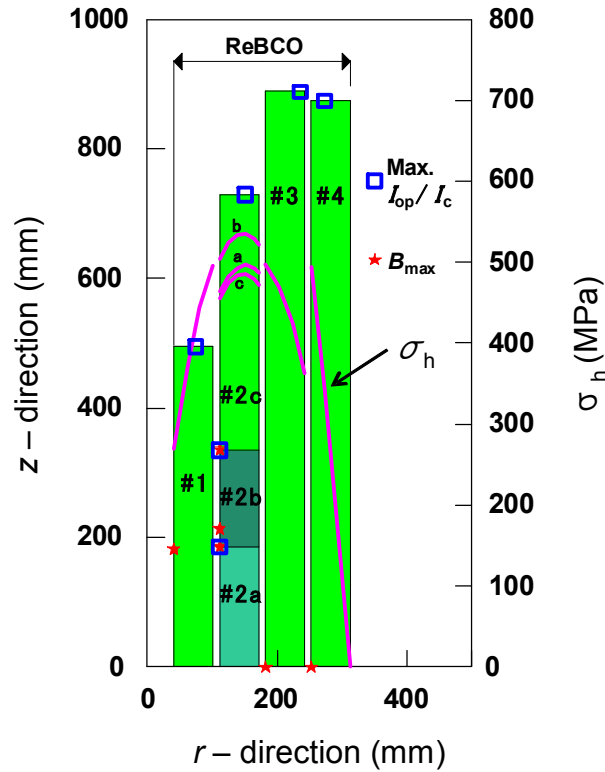


図 4-4 Type-B:内側から 2 番目のコイル内部で電流密度を変化させた設計案

表 4-2 Type-B のコイルパラメーター

	#1	#2a	#2b	#2c	#3	#4	
Superconductor	Bare thickness=0.1 mm, Insulation=0.05 mm						
Wire width	mm	9.80	11.50	10.60	11.48	11.90	9.10
Inner dia.	mm	80.0	221.6	221.6	221.6	363.2	504.8
Outer dia.	mm	201.6	343.2	343.2	343.2	484.8	626.4
Length	mm	990.0	371.2	149.8	393.7	1776.0	1748.0
Center position	mm	0.0	0.0	+/- 260.5	+/- 532.3	0.0	0.0
Layers		304	304	304	304	304	304
Turns		30400	9728	4256	10336	44992	57760
Max. field	T	30.5	22.3	22.3	21.9	15.1	8.2
Max. hoop stress	MPa	495	496	536	486	498	494
Max. field angle	deg	7.2	0.3	2.0	17	56	90
Max. I_{op}/I_c		0.19	0.07	0.07	0.22	0.25	0.33
Field homogeneity	ppm	B2=-0.0006, B4=0.011 at 20 mm DSV					
Weight	kg	1930					
Operating current	A	216.07					
Inductance	H	1623					
Stored energy	MJ	37.9					

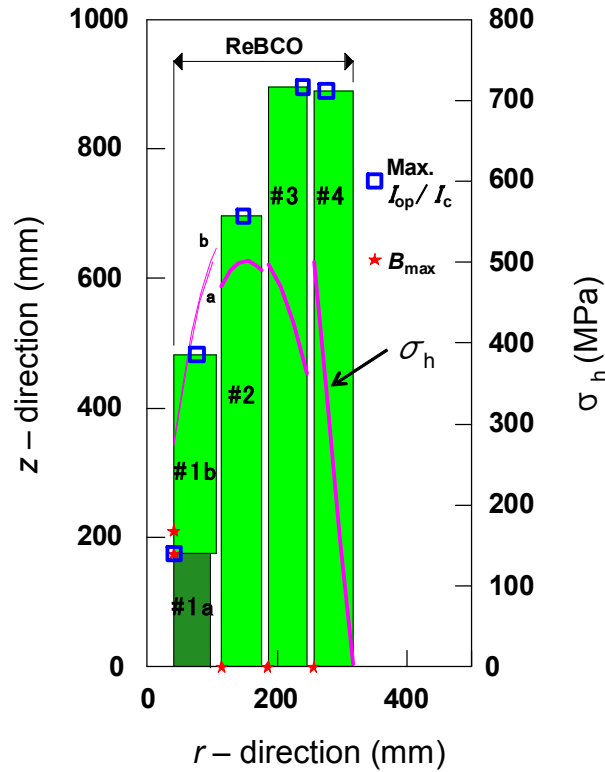


図 4-5 Type-C: 最内層コイルのコイル形状に窪みを持たせた設計案

表 4-3 Type-C のコイルパラメーター

		#1a	#1b	#2	#3	#4
Superconductor		Bare thickness=0.1 mm, Insulation=0.05 mm				
Wire width	mm	9.60	9.49	11.50	12.00	9.06
Inner dia.	mm	80.0	80.0	228.0	369.6	511.2
Outer dia.	mm	201.6	208.0	349.6	491.2	632.8
Length	mm	349.2	306.9	1392.0	1790.8	1777.0
Center position	mm	0.0	+/- 328.0	0.0	0.0	0.0
Layers		304	320	304	304	304
Turns		10944	10240	36480	44992	58976
Max. field	T	30.6	30.6	22.1	15.0	8.2
Max. hoop stress	MPa	500	517	502	497	500
Max. field angle	deg	0.7	7.6	16	54	90
Max. I_{op}/I_c		0.12	0.20	0.21	0.25	0.33
Field homogeneity	ppm	B2=-0.014, B4=0.028 at 20 mm DSV				
Weight	kg	1963				
Operating current	A	215.27				
Inductance	H	1669				
Stored energy	MJ	38.7				

4.2.2 低応力マグネットとの比較

主に YBCO を使って、500 MPa の高いフープ応力を基準に 1.3 GHz (30.5 T) マグネットの基本設計を行った。高い磁場均一度を達成するのに 3 種類のコイル設計を検討したが、いずれも線材重量は 2 ton 以下に収まっている。これに対して、第 2 章で述べた LTS+HTS の設計例の場合、線材重量は LTS と HTS を合わせて 30.4 ton に達している。しかも、この設計例は加圧超流動ヘリウム冷却により、2 K 運転を前提にしている。高応力基準と低応力基準の設計例の比較を図 4-6 に示す。これを見ると高応力基準で設計した場合、マグネットを小型化できることは一目瞭然である。更に、本設計例における重量 2 ton は 920 MHz マグネットの重量の半分以下になっている[6]。

しかし、実際に ReBCO 線材を使ってマグネットを製作するには多くの課題が残されている。本設計案ではマグネットのインダクタンスは 1600 H を超えている。この値は 920 MHz マグネットのインダクタンス 1123 H [6]と比較しても大きい。ReBCO 線材の場合、ノーマル相の伝播速度は LTS と比較して 2~3 桁小さいと言われている。このためクエンチの起点となった箇所の温度が局所的に上昇し焼損に至ることが予想される。この対策にはクエンチ発生時の磁場変化によりクエンチしていないコイルもクエンチさせるクエンチバックやクエンチを検知して強制的にコイルをクエンチさせるアクティブ保護などクエンチに対する保護を十分検討しなければならない。

その観点からすると、1600 H は大きい値であり、可能ならばインダクタンスを下げる設計を行うのが望ましい。本設計では、現在入手可能な YBCO の製造設備の制約を考慮して超伝導線の幅を最大 12 mm に設定した。超伝導線の幅を拡げて運転電流を上げる設計を行えば、インダクタンスを下げることは可能である。しかし、ReBCO 線材の場合、線材に対して垂直な磁場成分を遮蔽する遮蔽磁場の問題が存在する。遮蔽磁場は超伝導線の幅に依存するので、安易に線幅を拡げると遮蔽磁場の増大を招くことになる。

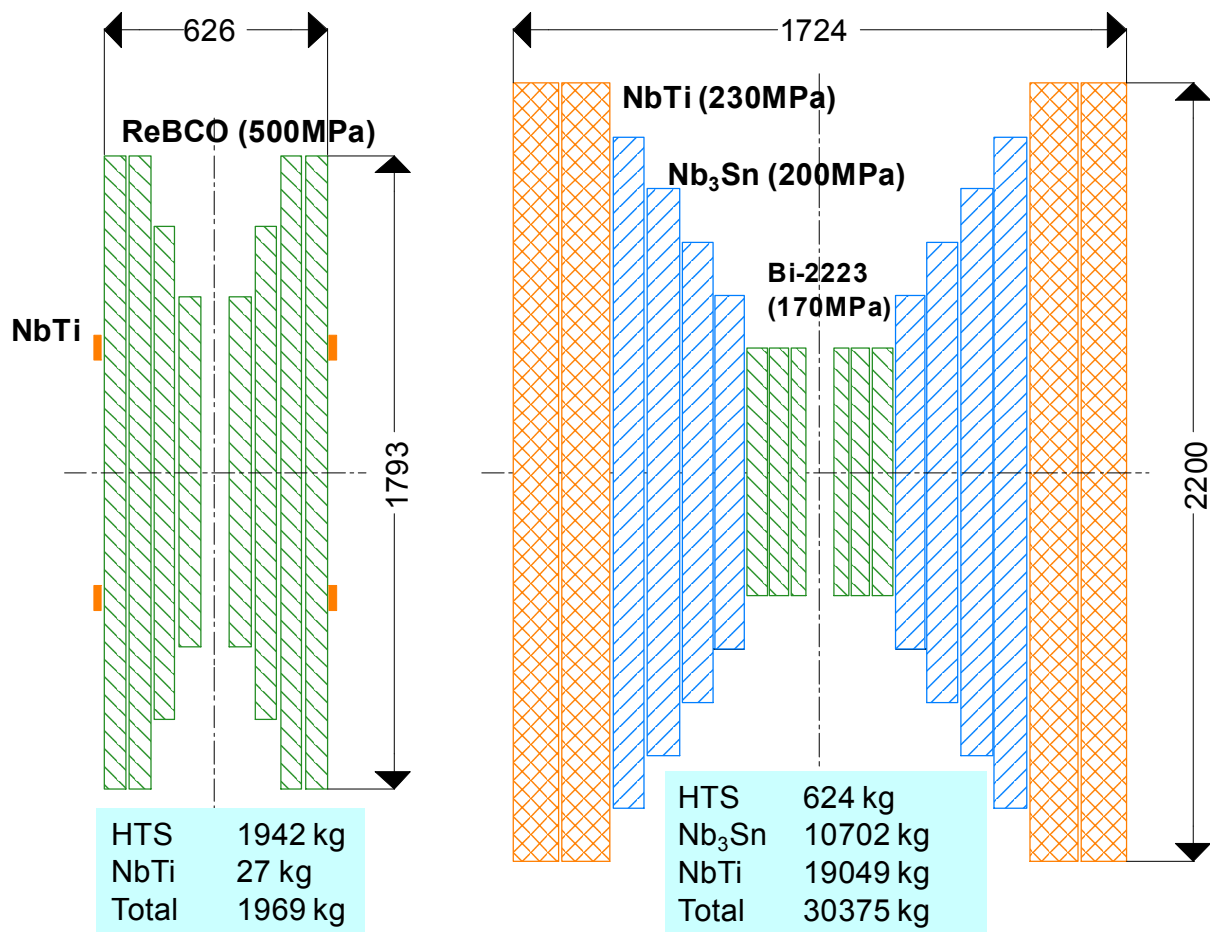


図 4-6 1.3GHz (30.5 T) マグネットについて、高応力基準と低応力基準の設計例の比較

4.3 1.3 GHz マグネットの遮蔽磁場

Bi-2223 や ReBCO のようなテープ状の線材を使ってコイルを製作した場合、図 4-7 に示すように線材には垂直磁場成分を打消すように遮蔽電流が誘起される[7] [8]。この遮蔽電流により発生した磁場(遮蔽磁場)は磁場中心にメインコイルが発生する磁場とは逆向きの磁場を発生させる。第 8 章で述べる Bi-2223 を用いて製作した NMR マグネットでは、励磁した後で遮蔽磁場の減衰による磁場の上昇が観測されている[9]。

柳澤ら(千葉大学)は小コイルを使った試験で遮蔽磁場による中心磁場の減少を実際に観測しており、遮蔽磁場は無視できない大きさであることを報告している[10]。また、遮蔽磁場の大きさについてコイル形状の依存性についても議論しているが、コイルの外径と長さを変えて計算している。コイル体積が最小となる形状で遮蔽磁場が最大となることを示している[10]。

これらの検討結果は単純な 1 個の単純なソレノイドコイルで検討されたものである。実際には前述したようにコイルは幾つかに分割され、グレーディングのために異なる断面積の線材が使用されている。そこで、前節で設計検討を行った ReBCO 線材を用いた 1.3 GHz NMR マグネットについて、遮蔽磁場の大きさを数値的に評価した。

4.3.1 遮蔽磁場の計算

遮蔽磁場の数値計算は、文献[8]に記述されている手法を採用した。ReBCO 線材に対して垂直な磁場を打消すように超伝導体に遮蔽電流が誘起される。これは超伝導体の反磁性磁化と見なすことができる。マグネットの励磁過程において、ReBCO 超伝導体に磁束が侵入した後では反磁性磁化は飽和する。遮蔽磁場の数値計算において、この磁化の飽和を考慮しようとするとは非常に計算が複雑になり、多くの計算時間が必要になる。このため、本研究では計算を簡略化するために、磁化の飽和については考慮しないことにした。その代わりに励磁電流の増加に伴い遮蔽磁場は増え続けるので、遮蔽磁場を約 1.5 倍過大に評価してしまうことになる。

図 4-8 に示すように、コイルは M 個の超伝導リングとしてモデル化した。ReBCO のアスペクト比を考慮して、シールド電流は周方向成分だけを考慮した。超伝導薄板モデルを用いて、超伝導線材の高さ方向を $2N$ 個に分割し、幅方向には分割しなかった。マグネット内の m 番目のコイルリングにおける電流密度の動きを示す離散化した拡散方程式は次のようになる[8] [11]。

$$J_{m,i}(t + \Delta t) = J_{m,i}(t) + \frac{2\pi\Delta t}{\mu_0 d} \sum_j^{2N} K_{ij}^{-1} \left[E_{m,j}(t) + \nabla\phi_m(t) - y_j \frac{\partial B_{r,m}(t)}{\partial t} \right] \quad (4.3)$$

$(m = 1, \dots, M; i = 1, \dots, 2N)$

$J_{m,i}$ は要素の遮蔽電流密度で、 i 番目の部分の電流密度を表している。 y_j は超伝導線の幅 $2a$ を $2N$ 個に分割し、 j 番目の y 方向位置である。 d は超伝導線材の厚さで、 μ_0 は真空の透磁率である。 K_{ij} はテープ状線材の幾何学的情報を含む積分定数(積分カーネル)である。 E_{mj} は電場で、 B_r は径方向磁場で他のターンからのコイル磁場に他ターンからの遮蔽磁場を足し合わせたものである。 $N \times M$ 個の式を連立させた方程式を時間ステップ毎に解き、遮蔽電流と磁場の時間変化を計算している。

この電流密度とマグネットの運転電流には、下記の関係式が成り立つ。

$$I(t) = (2ad / 2N) \sum_{i=1}^{2N} J_{m,i}(t) \quad (4.4)$$

通常、 $E - J$ の関係は次式で与えられる。

$$E_{m,j} = E_c (J_{m,j} / J_{cm})^n \quad (m = 1, \dots, M; j = 1, \dots, N) \quad (4.5)$$

しかし、今回は以下のように計算上臨界電流密度 J_c は十分大きいと仮定することで、磁化の飽和を無視している。

$$J_{cm} \sim \infty \quad (m = 1, \dots, M) \quad (4.6)$$

遮蔽磁場 B_s は下記計算を繰り返すことにより求めた。

- 1) 電流密度を使って巻線部分の磁場分布を計算する。
- 2) この磁場分布より、(4.3)式を用いて電流密度の分布を再計算する。
- 3) 再計算された電流密度を1) で用いた電流密度と比較する。
- 4) この比較が収束していなければ、電流密度の値を修正して1) から計算を繰り返す。
- 5) 一連の繰り返し計算により求められた電流密度分布 $J_{m,i}$ を使ってコイル中心磁場 B_0 を計算する。
- 6) 電流密度分布 $J_{m,i}$ が均一な場合のコイル中心磁場を計算する。これが設計磁場 B_c である。
- 7) B_0 から B_c を差し引くことで遮蔽磁場 B_s を求める。

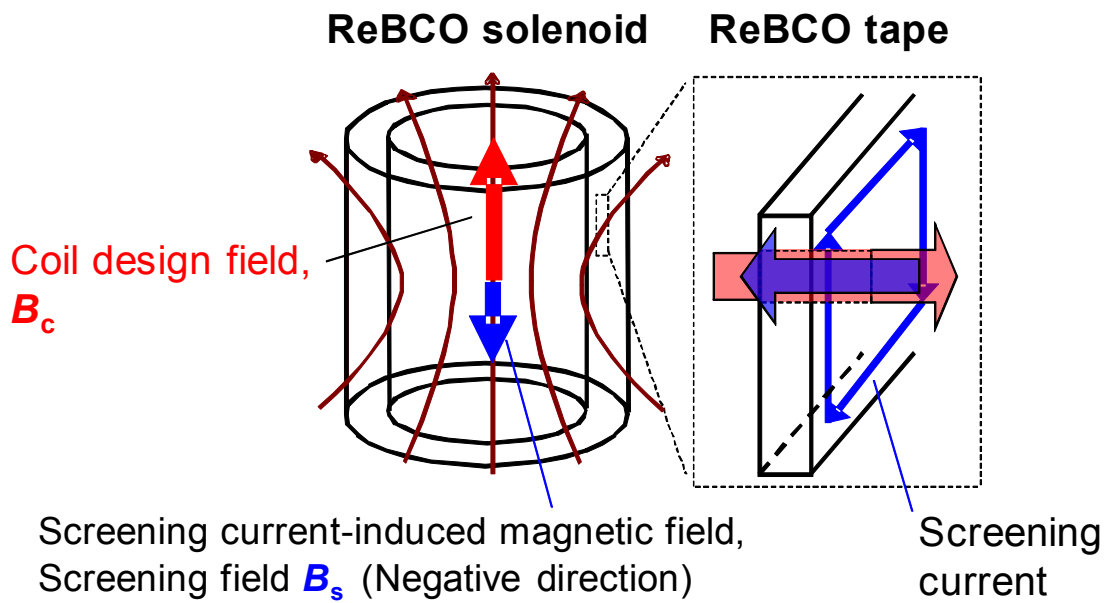


図 4-7 線材に誘起される垂直磁場成分を打消す向きへの遮蔽電流

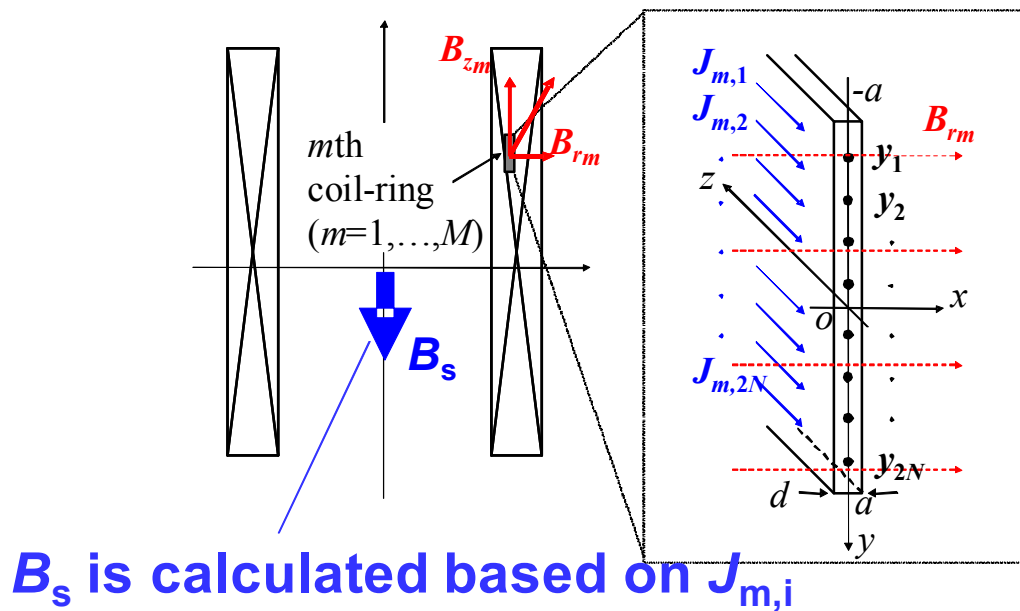


図 4-8 遮蔽電流を計算するための、コイルに対する M 個の超伝導リングのモデル化

4.3.2 コイル長さと遮蔽磁場の相関

これまでに行われた遮蔽磁場のコイル形状依存性の研究では、コイル外径と同時にコイル長さを変えて中心磁場がある一定の値となるような条件で数値計算が行われている[10]。しかし、実際のコイル設計を考慮すると、コイルの内径と外径を一定に保ったままコイル長さだけを変えたモデルで検討する方がより現実に近い情報が得られる。そこで、遮蔽磁場のコイル長さ依存性を求めるため前節で検討した 1.3 GHz NMR マグネットの最内層コイルとほぼ同じコイルをモデルとして採用した(図 4-9 参照)。コイルの条件を以下に記す。

- コイルの寸法は、内径 80 mm、外径 200 mm。
- ReBCO 線材の寸法は、厚さ 0.1 mm、幅 10 mm。
- 電気絶縁層の厚さは 0.05 mm。
- コイルのレイヤー数は 300。

これらの条件でコイル長さを変えて中心磁場 B_c および遮蔽磁場 B_s を計算した。 $|B_s/B_c|$ の計算結果を図 4-10 に示す。比較のため、この図には $Z=10$ mm 地点における軸方向の磁場均一度も表している。 $|B_s/B_c|$ の値と磁場均一度はいずれもコイル長さが長くなる程小さい値となることが示されている。 $|B_s/B_c|$ の場合、コイル長さが 300 mm 以上の領域では減衰曲線は指数関数で近似できる。コイル長さによる減衰の割合を $|B_s/B_c|$ と磁場均一度で比較して見ると、僅かだが $|B_s/B_c|$ の方が磁場均一度より緩やかに減衰することが分かった。

この結果は遮蔽磁場の影響を 1% 未満にするにはコイル長さを 1500 mm 以上にする必要があることを示唆している。数 ppm の磁場不均一は補正コイルを採用することで容易に解決することが可能だが、遮蔽磁場を低減することは困難である。このため ReBCO 線材を使ったマグネット設計においてコイル長さを決める場合、磁場均一度ではなく遮蔽磁場の大きさを考慮する方が重要である。

以上の結果を踏まえて、前節の 1.3 GHz NMR マグネット設計を振り返って見るとマグネット長さの最大値を 1800 mm に設定したことは、遮蔽磁場の影響を考慮すると妥当と考えられる。但し、内層の 2 コイルの長さを 990 mm と 1394 mm に設定したのは磁場均一度の上からは十分であったが、遮蔽磁場を考慮するともう少し長くした方が望ましいと言える。

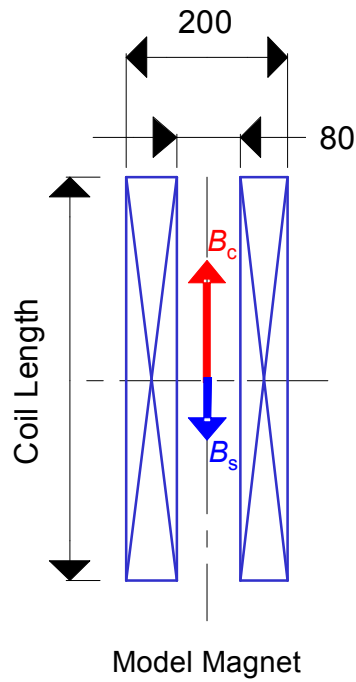


図 4-9 遮蔽磁場のコイル長さ依存性を調べるためのモデルコイル

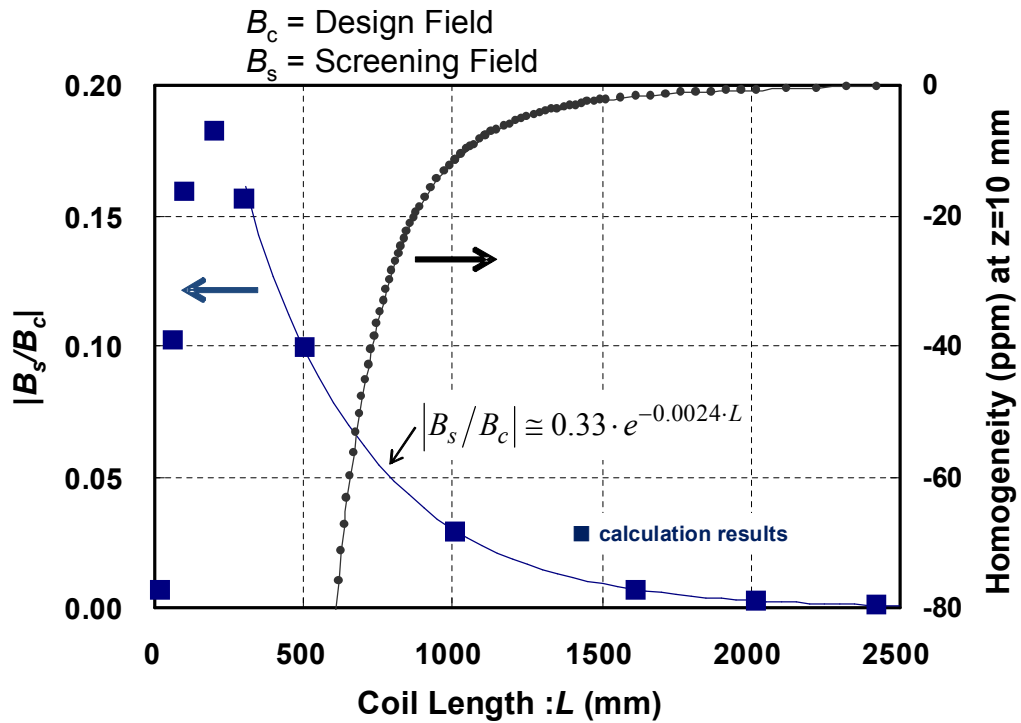


図 4-10 $|B_s/B_c|$ の計算結果および Z=10 mm 地点における軸方向の磁場均一度のコイル長さ依存性

4.3.3 遮蔽磁場の形状依存性

ReBCO 線材を使った 1.3 GHz NMR マグネット設計例における遮蔽磁場の大きさを評価するため、今回使用した手法を用いて数値計算を行った。マグネット設計では、巻き枠が 4 分割されているだけでなく、Type-B や Type-C では一つの巻き枠内でもコイルは分割されている。また、超伝導線の幅を変えることで高い磁場均一度を達成し、フープ応力を 500 MPa に抑えている。このようにパラメーターが多いと遮蔽磁場の計算は非常に複雑になる。そこで計算を容易にするため、NbTi 製の補正コイルを採用した Type-A を計算対象に選ぶことにした。更に、4 分割したコイル全てにおいて、ReBCO 超伝導線の寸法は厚さ 0.1 mm、幅 10 mm に統一した。この結果、フープ応力の最大値は約 560 MPa まで上昇するが、遮蔽磁場の評価を優先しフープ応力の増加は許容することにした。

Type-A では内側の 2 コイル(#1, #2)の長さは外側の 2 コイル(#3, #4)より短い設計にして、軽量化を図っている。補正コイルを用いることを前提にしているため、磁場均一度の面からは十分な長さを有している。しかし、前節の計算結果より遮蔽磁場を低減するにはより長いコイルの方が望ましいことが分かったので、#1 と #2 コイルの長さを変えて遮蔽磁場を評価することにした。超伝導線の幅を 1 種類に統一したことでコイル長さや 1 層当たりのターン数は幾分変化する。今回の計算は、Type-A とほぼ同じコイル形状となるようにコイルパラメーターを修正した Type-D を計算に用いた。Type-E は Type-D の #1 と #2 のコイル長さを長くした設計例で、#1 コイルの長さが約 1600 mm になるように設定した。更に、Type-F では #1～#4 までコイル長さは全て同じ 1800 mm とした。これらの Type-D、Type-E、Type-F について遮蔽磁場の数値計算を行った。

図 4-11～図 4-13 に、コイル形状と数値計算によって得られた遮蔽磁場 B_s 、見かけ上の磁場 B_0 の Z 軸方向の磁場分布を示す。グラフは設計磁場 B_c で規格化した値をプロットしている。見かけ上の磁場 B_0 から設計磁場 B_c を差し引くことで遮蔽磁場 B_s を求めている。

$$B_s = B_0 - B_c \quad (4.7)$$

各コイルの線材重量、設計磁場が 1.3 GHz (30.5 T) の時の運転電流、蓄積エネルギー、Z=10 mm における磁場均一度および $|B_s/B_c|$ の値を表 4-4 にまとめて比較した。

計算結果より、遮蔽磁場はコイル端部でピークとなる傾向があることが分かった。例えば、コイル長さが同じ Type-F では、遮蔽磁場はコイル端部で鋭いピークを示している。これに対して Type-D は #1 と #2 のコイル長さが短いので、遮蔽磁場のピークは幅広くなり、Z 軸の中心側へ移動している。この結果、Type-D の $|B_s/B_c|$ の値 8.74×10^{-2} は、Type-F の値 6.19×10^{-2} より大きいとなっている。Type-E は #1 と #2 のコイルの長さが Type-F より僅かに小さいだけだが、 $|B_s/B_c|$ の値は 6.58×10^{-2} と Type-F の値より大きくなる。このため、コイル長さが 1600 mm を超えていても、 $|B_s/B_c|$ の値は無視できない差を生じることが分かった。

今回の計算ではコイル長さが全ておなじ Type-F において、 $|B_s/B_c|$ の値が最も小さかった。それでも 6.19×10^{-2} であり、通常のマグネットの励磁にとってこれは非常に大きい値である。実際に超伝導マグネット

を運転するためには、遮蔽磁場の影響を更に低減しなければならない。マグネット設計においても何らかの工夫が必要である。

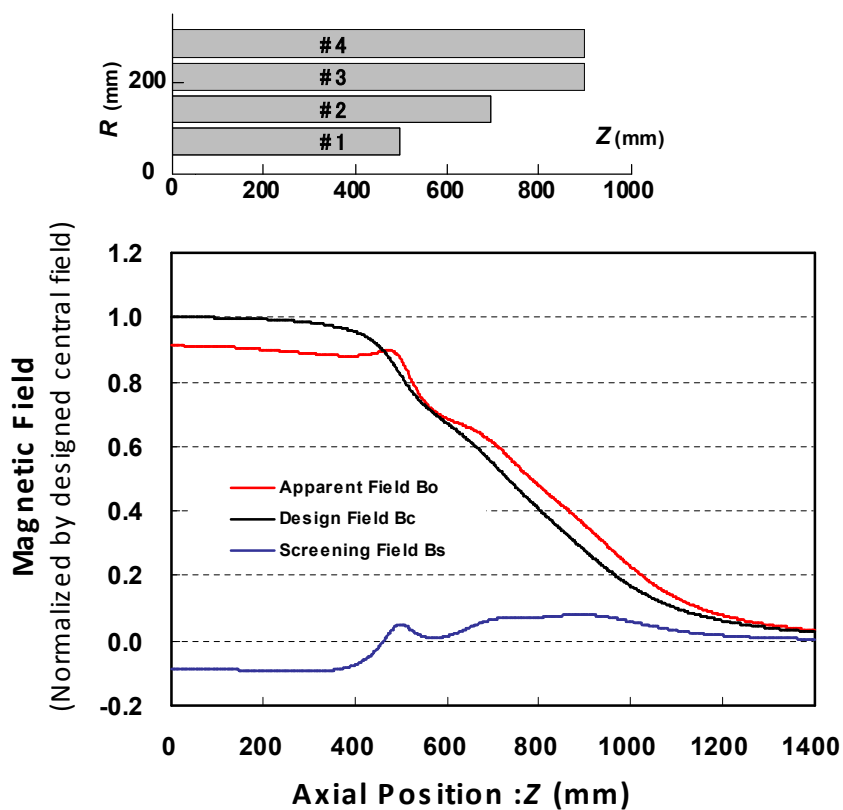


図 4-11 Type-D のコイル形状および遮蔽磁場 B_s と見かけ上の磁場 B_0 の Z 軸方向の磁場分布

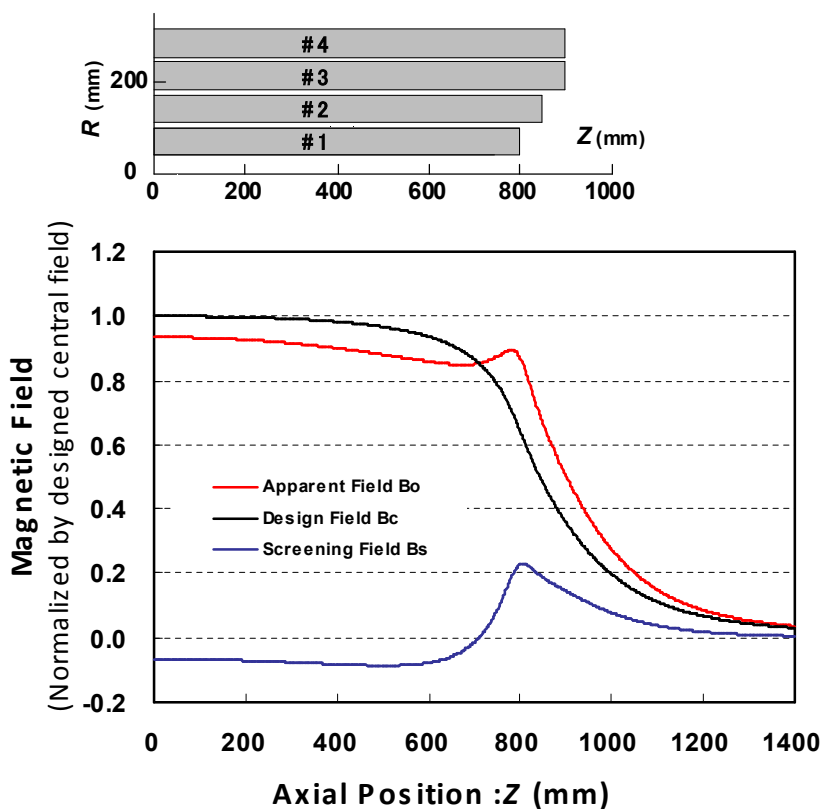


図 4-12 Type-E のコイル形状および遮蔽磁場 B_s と見かけ上の磁場 B_0 の Z 軸方向の磁場分布

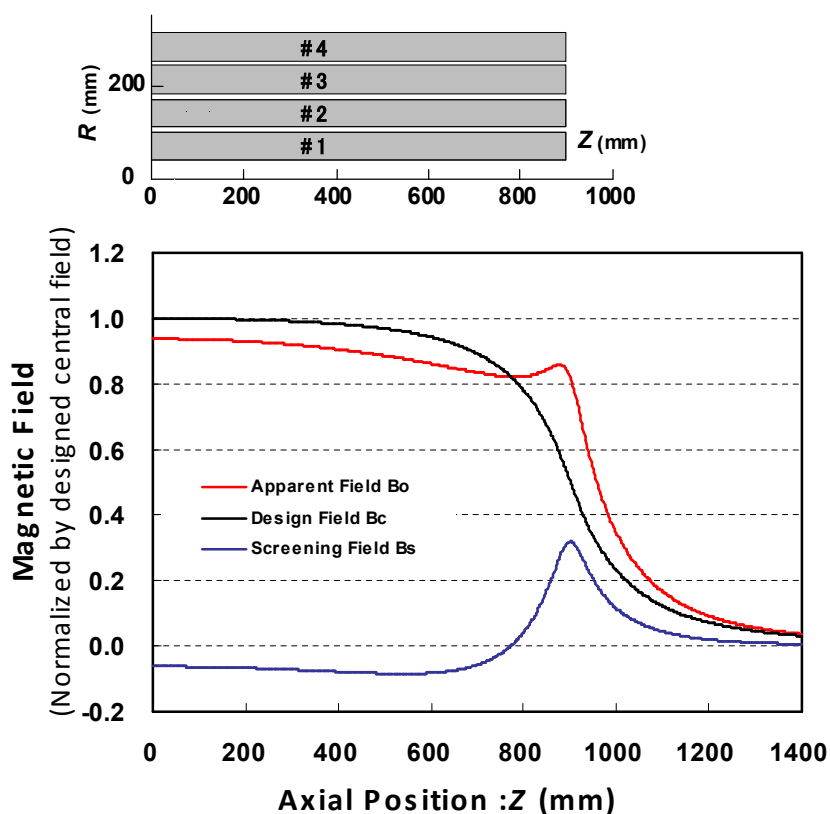


図 4-13 Type-F のコイル形状および遮蔽磁場 B_s と見かけ上の磁場 B_0 の Z 軸方向の磁場分布

表 4-4 Type-D, E, F の線材重量、設計磁場が 1.3 GHz (30.5 T) の時の運転電流、蓄積エネルギー、 $Z=10$ mm における磁場均一度および $|B_s/B_c|$ の値

Magnet Type	ReBCO Weight (kg)	Operating Current (A)	Stored Energy (MJ)	Homogeneity at $z=10$ mm * (ppm)	$ B_s/B_c $
Type D	1946	207.2	37.2	-12.2	8.74×10^{-2}
Type E	2090	206.5	40.2	-7.9	6.58×10^{-2}
Type F	2138	206.4	41.0	-7.4	6.19×10^{-2}

* Note that homogeneity at $z = 10$ mm is based on design field.

4.3.4 補正コイルによる遮蔽磁場の低減

マグネットの作る Z 軸上の磁場分布は(1.1)式のように z の累乗の級数として表すことができる。前節のメインコイルの設計で述べたように、NMR マグネットでは高い磁場均一度を達成するために、2 次および 4 次の成分を打消すように補正コイルの設計を行っている。この補正コイルが作る磁場はメインコイルの内において、部分的ではあるがコイルに掛かる磁場の径方向成分 B_r を抑制している。このため、補正コイルは磁場の径方向成分に依存する遮蔽磁場を低減する働きがあることが指摘されている[12]。

高分解能 NMR において均一な磁場空間は Z 軸上 ± 10 mm の小さい領域で実現されていけばよい。しかし、これでは径方向成分の抑制は小さい領域に限られている。そこで、Z 軸上での均一磁場空間を広げた改良型補正コイルを設計することで、広い領域に渡って径方向磁場を抑制することを試みた。前節のコイル設計では、コイル中心と端部の中間あたりに 1 対の補正コイルを配置している。これに対して、改良型補正コイルは図 4-14 に示すように、メインコイルの端部に 3 対の補正コイルを配置して Z 軸上での均一磁場領域を広げている。メインコイルは前節の計算で遮蔽磁場が最も小さい値を示した Type-F を採用した。補正のあり、なしおよび改良型補正コイルの比較を行うため、次の 3 ケースで遮蔽磁場の計算を行った。

Case-1: メインコイルのみ (Type-F の #1, #2, #3, #4) の場合

Case-2: Type-F のメインコイルに通常の補正コイル (C1) を配置した場合

Case-3: Type-F のメインコイルに改良型補正コイル (C2a, C2b, C2c) を配置した場合

本計算において、NbTi 補正コイルの磁場によって誘起される ReBCO メインコイルの遮蔽電流は考慮している。しかし、NbTi 補正コイルにおける遮蔽電流は無視した。

Case-1 と Case-3 における遮蔽磁場 B_s と見かけ上の磁場 B_0 の Z 軸方向の磁場分布を図 4-15 に示す。また、Case-3 のコイルパラメーターを表 4-5 に示す。僅かだが、Case-3 の方が見かけ上の磁場 B_0 が大きいのが分かる。数値計算で得られた $|B_s/B_0|$ の値と均一磁場領域の関係を図 4-16 に示す。この図における均一磁場領域は、磁場均一度が 1 ppm になる Z 軸上の地点としている。図 4-16 において、 $|B_s/B_0|$ の値は均一磁場領域が広がるに連れて減少している。それ故、均一磁場領域を広げた改良型補正コイルは、従来型の補正と比べて遮蔽磁場の低減に有効であることが明らかとなった。しかし、この改良型補正コイルでも遮蔽磁場の低減効果は -10.5 % に留まっているので、実用上問題とならないレベルまで遮蔽磁場を低減するには更なる補正コイルの改良が必要である。

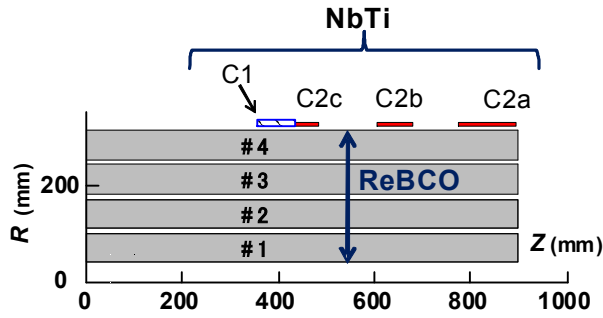


図 4-14 通常の補正コイル (C1) と改良型補正コイル (C2a, C2b, C2c)

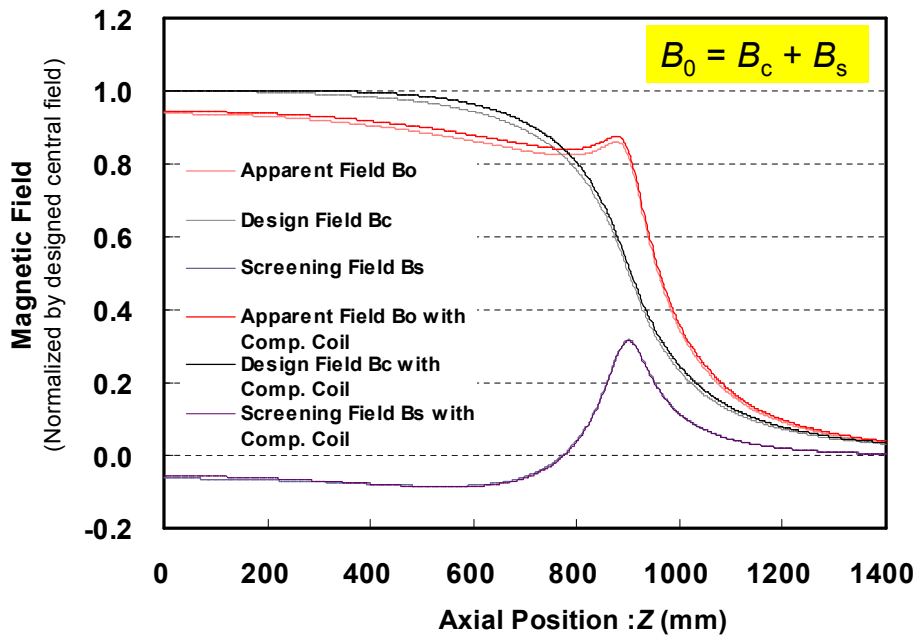


図 4-15 Case-1 と Case-3 における遮蔽磁場 B_s と見かけ上の磁場 B_0 の Z 軸方向の磁場分布

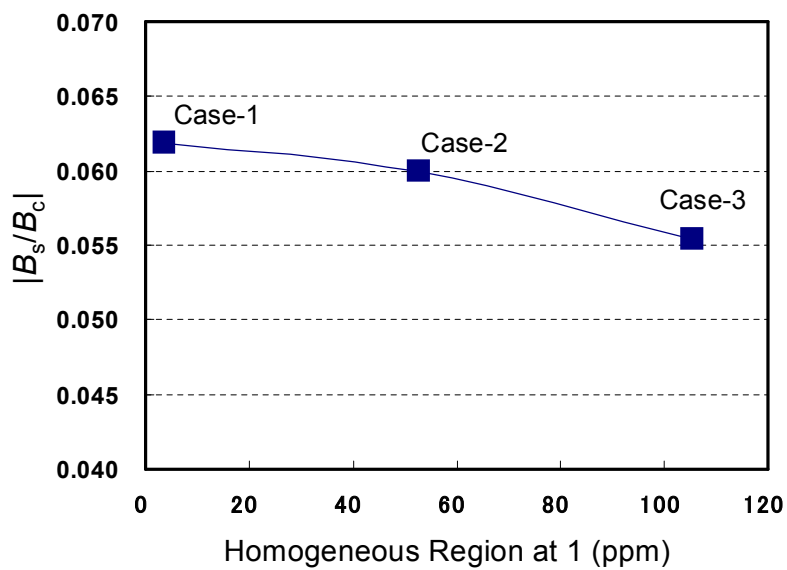


図 4-16 $|B_s/B_c|$ の計算結果と均一磁場領域の関係

表 4-5 Case-3 のコイルパラメーター

		#1	#2	#3	#4	C2a	C2b	C2c
Superconductor		ReBCO Bare wire thickness 0.1 mm and width 10 mm				NbTi ϕ 0.9		
Coil inner diameter	(mm)	80.0	221.6	363.2	504.8	646.4	646.4	646.4
Coil outer diameter	(mm)	201.6	343.2	484.8	626.4	665.4	665.4	665.4
Coil length	(mm)	1797.8	1797.8	1797.8	1797.8	121.6	76.0	76.0
Coil center position	(mm)	0.0	0.0	0.0	0.0	+/- 834.2	+/- 640.8	+/- 447.3
Number of turns		54112	54112	54112	54112	1280	800	800
Max. magnetic field	(T)	30.5	22.8	15.1	8.2	5.9	3.0	2.0
Max. hoop stress	(MPa)	470	548	561	392	104	44	77
Weight	(kg)	ReBCO = 2138				NbTi = 58		
Operating current	(A)					204.8		
Inductance	(H)					2089		
Stored energy	(MJ)					43.8		

4.4 考察

25 T を超える高磁場で実用的な臨界電流を有し、700 MPa の高い応力まで特性の劣化が小さい ReBCO 線材が開発されたことにより、30 T 級の高磁場マグネットの実現性が高まってきた。それだけでなく、高強度という特徴を生かして、ReBCO を主に使ってマグネット設計を行うことで、従来の LTS+HTS より格段に小型軽量化したマグネットを設計できることを示すことができた。ReBCO 線材は磁場の角度依存性が大きく、僅かな傾きでも臨界電流は下がってしまう短所があるが、この点も考慮した。外層コイルの端部では磁場は線材に対して垂直になるが、元々の臨界電流が高いので、特性が下がっても十分なマージンがあることが分かった。しかし、これは理想的な条件での計算であり。ReBCO 線材の場合、超伝導体に電磁力が働いた時、その下のバッファ層から剥離して特性劣化が起こるとされている。特に、エポキシ樹脂で含浸処理した場合は顕著に表れるので、ワックス含浸の方が望ましいことが報告されている[13]。これらの研究はテスト用小コイルを用いた試験であり、実用規模のコイル製作に当たっては更なる研究開発が必要であろう。

ReBCO 線材のような Coated Conductor は線材に垂直な磁場成分が掛かると、これを打消すように遮蔽電流が誘起され、これが中心磁場と反対向きの遮蔽磁場を作る。本研究では実規模のコイルを想定して、遮蔽磁場のコイル長さ依存性を明らかにした。コイルが長くなるに連れて遮蔽磁場は低下し、その様子は磁場均一度のコイル長さ依存性と似ている。しかし、遮蔽磁場の低下の方が、磁場均一度の変化より僅かに緩やかで、コイル長さを長くしても遮蔽磁場の影響が残ることが明らかとなった。磁場均一度は補正コイルを採用することで対応できるが、遮蔽磁場の低減は簡単ではない。

1.3 GHz (30.5 T) マグネットにおいて遮蔽磁場の大きさを数値計算した。その値は $|B_s/B_c|=6.19 \times 10^{-2}$ で、

無視できない程大きく、このままでは実際の励磁に支障となる。そこで、補正コイルを工夫して均一磁場空間を拡げることで、コイル内部における径方向磁場成分を抑えるようにした。これにより遮蔽磁場を-10.5%低減できることを示した。今回考案した補正コイルのように、コイル内部における径方向磁場を下げるようなコイル形状および補正コイルを工夫すれば更に遮蔽磁場を低減できるものと考えられる。

励磁時における遮蔽磁場の影響を低減させる方法として、振動型オーバーシュート励磁が有効であるとされている[14]。コイル形状や補正コイルを工夫することで遮蔽磁場を低減し、残った部分については振動型オーバーシュート励磁で対処することができれば、ReBCO 線材によるマグネットを実現に近づけることができる。

HTS 線材の場合、ノーマル相の伝播速度が LTS に比べて 2~3 桁小さいと言われている。これについても YBCO 線材で研究が進められている[15]。HTS 線材を使ったコイルを 4.2 K で運転する場合、LTS に比べて温度マージンが大きいので電磁力による線の動きなどの機械的擾乱が発生してもクエンチしにくいと言われている。しかし、マグネット設計ではクエンチする場合も想定しておかねばならない。通常、マグネットの励磁ではブリッジバランスを用いたクエンチ検出回路が用いられる。クエンチが発生した場合、ノーマル相の伝播速度が小さいと、クエンチを検出できるレベルまでクエンチ箇所が拡がって電圧が発生する前に、クエンチ箇所の温度が上昇し焼損に至る。これは、超伝導線において、安定化銅の割合が低いことも寄与している。クエンチ時の焼損は致命的であり、回避策が必要である。コイルの小型軽量化は犠牲になるが、超伝導線に銅テープを沿わせて一緒に巻き線する、レイヤー巻き線の場合レイヤー間に銅シートを挟むなどの工夫が考えられる。このようにして、クエンチ箇所の発熱を線材自身の伝播に頼らずにコイル全体に伝えることができれば、クエンチ時のマグネット保護が可能になると考えられる。

以上のように、ReBCO 線材を使って高磁場 NMR 用超伝導マグネットを実現するには、幾つかの解決すべき課題が残されている。しかし、高磁場で高い臨界電流を有し、高強度の応力基準を採用できるので、ReBCO 線材は将来的に有望な材料であることは間違いないと言える。

参考文献

- [1] D. Larbalestier, "Transformational opportunities of YBCO/ReBCO for magnet technology," SuperPower 10th birthday celebration Schenectady NY, March 15, 2010.
- [2] Z. Chen, F. Kametani, Y. Chen, Y. Xie, V. Selvamanickam, and D. C. Larbalestier, "A high critical current density MOCVD coated conductor with strong vortex pinning centers suitable for very high field use," *Supercond. Sci. Technol.*, **22** (2009) 055013 (5pp).
- [3] D. W. Hazelton, "Continued developments in high magnetic fields enabled by second-generation high-temperature superconductors," 2009 Magnetics Conference, Chicago.
- [4] D. Uglietti, H. Kitaguchi, and T. Kiyoshi, "Angular dependence of critical current in coated conductor at 4.2 K and magnet design," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **19** (2009) 2909-2912.
- [5] J. Bascuna, S. Hahn, D. Park, and Y. Iwasa, "A 1.1 GHz LTS/HTS NMR magnet – progress report," Applied Superconductivity Conference 2010, 3LP3B-06.
- [6] T. Kiyoshi, A. Sato, T. Takeuchi, K. Itoh, S. Matsumoto, O. Ozaki, H. Wada, M. Yoshikawa, T. Kamikado, S. Itoh, T. Miki, T. Hase, M. Hamada, S. Hayashi, Y. Kawate, and R. Hirose, "Development and operation of superconducting NMR magnet beyond 900 MHz," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11** (2001) 2347-2350.
- [7] N. Amemiya and K. Akachi, "Magnetic field generated by shielding current in high T_c superconducting coils for NMR magnets," *Supercond. Sci. Technol.*, **21**, (2008) 095001.
- [8] Y. Yanagisawa, H. Nakagome, Y. Koyama, R. Hu, T. Takao, M. Hamada, T. Kiyoshi, M. Takahashi, and H. Maeda, "Effect of current sweep reversal on the magnetic field stability for a Bi-2223 superconducting solenoid," *Physica C*, **469** (2009) 1996-1999.
- [9] Y. Koyama, T. Takao, Y. Yanagisawa, H. Nakagome, M. Hamada, T. Kiyoshi, M. Takahashi and H. Maeda, "Towards beyond 1 GHz NMR: Mechanism of the long-term drift of screening current-induced magnetic field in a Bi-2223 coil," *Physica C*, **469** (2009) 694-701.
- [10] Y. Yanagisawa, H. Nakagome, D. Uglietti, T. Kiyoshi, R. Hu, T. Takamatsu, T. Takao, M. Takahashi, and H. Maeda, "Effect of YBCO-coil shape on the screening current-induced magnetic field intensity," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **20** (2010) 744-747.
- [11] E. H. Brandt "Thin superconductors in a perpendicular magnetic ac field : General formulation and strip geometry," *Physical Review B*, **49** (1994) 9024-9040.

- [12] Y. Yanagisawa, H. Nakagome, K. Tenmei, M. Hamada, M. Yoshikawa, A. Otsuka, M. Hosono, T. Kiyoshi, M. Takahashi, T. Yamazaki, and H. Maeda, "Operation of a 500 MHz high temperature superconducting NMR: Towards an NMR spectrometer operating beyond 1 GHz," *J. Magn. Reson.*, **203** (2010) 274-282.
- [13] T. Takematsu, R. Hu, T. Takao, Y. Yanagisawa, H. Nakagome, D. Uglietti, T. Kiyoshi, M. Takahashi, H. Maeda, "Degradation of YBCO coil performance due to epoxy impregnation," *Applied Superconductivity Conference 2010*, 4LA-01.
- [14] Y. Yanagisawa, H. Nakagome, T. Takematsu, R. Hu, T. Takao, D. Uglietti, T. Kiyoshi, M. Takahashi, H. Maeda; "Reduction in the magnitude of screening current-induced magnetic field for YBCO coils," *Applied Superconductivity Conference 2010*, 5LZ-07.
- [15] M. Daibo, S. Fujita, M. Haraguchi, Y. Iijima, T. Saitoh, "Evaluation of the Normal-zone Propagation Characteristics of REBCO Coated Conductor with laminated Cu tape," *Applied Superconductivity Conference 2010*, 4LA-05.

第5章 フラックスポンプによるドリフト補償

5.1 フラックスポンプの応用

NbTi および Nb₃Sn を用いた従来の NMR マグネットでは、超伝導接続技術と n 値を考慮したマグネット設計により、 1×10^8 /h 台の高い磁場安定度が実現されてきた。1 GHz (23.5 T) を超える NMR マグネットを実現するには高温超伝導線 (HTS) が必要とされている。しかし、現状では n 値が低いことや超伝導接続技術が確立していないことにより、永久電流モードでは NMR として使用可能なレベルの磁場安定度 (ドリフト) の達成は困難と考えられている。このため永久電流モードで運転する場合、大きな磁場ドリフトに対して何らかの対処が必要となる。

フラックスポンプは、超伝導マグネットへの電流リードによる電流供給、あるいは永久電流モード運転における熱侵入や電流安定度の問題を解決する有効な方法として研究が進められてきた[1]。NMR マグネットへの応用として、Y. Iwasa ら (MIT) の研究グループはフラックスインジェクションと呼ばれるフラックスポンプを用いた方法を開発している[2]。図 5-1 に示すように、メインコイルの回路とは別にフラックスポンプで励磁される回路を有し、この回路は永久電流スイッチを介してメインコイルの回路とつながっている。フラックスポンプを使ってメインコイルに隣接する回路に電流を供給し、永久電流スイッチを操作することでメインコイルの磁場を持ち上げることができる。2 個の永久電流スイッチの入り切りにより、隣接する回路の励磁は何度でも繰り返すことが可能となっている。フラックスインジェクションを動作させた時の磁場 B_z の変化を図 5-2 に示す。この図に示すように磁場の持ち上げはできているが、永久電流スイッチを操作した瞬間に磁場が急激に変化しており、コイル電圧 V_{mg} にもスパイクが発生している。このような急激な磁場の変化は NMR ロックでは対応が困難で、高分解能 NMR 計測にとっては望ましいことではない。

これとは別に W. Markiewicz ら (NHMFL) はメインコイル全体をフラックスポンプとして使用し、メインコイルの一部のコイルに通電することで、永久電流運転しているマグネットの磁場減衰を補う方法を提案している[3] [4]。この方式の場合、メインコイル内の電流が一様でなくなり、磁場均一度が変化してしまう欠点があり、実用化されるには至っていない。

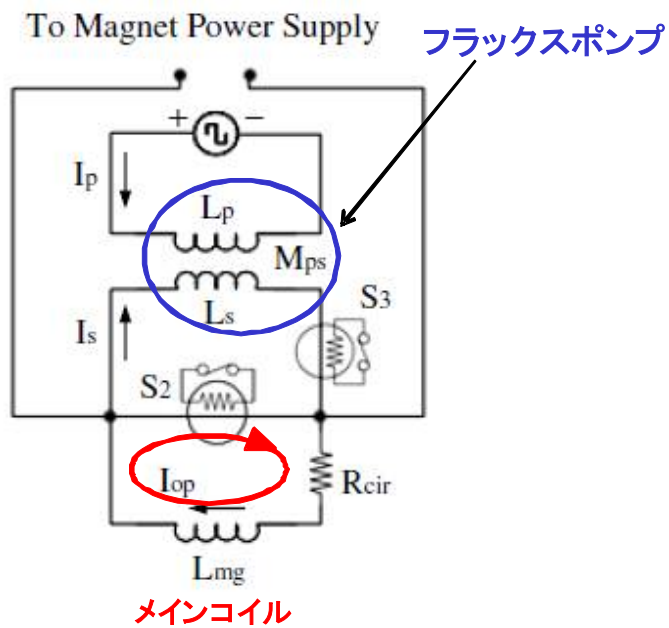


図 5-1 フラックスインジェクションの回路

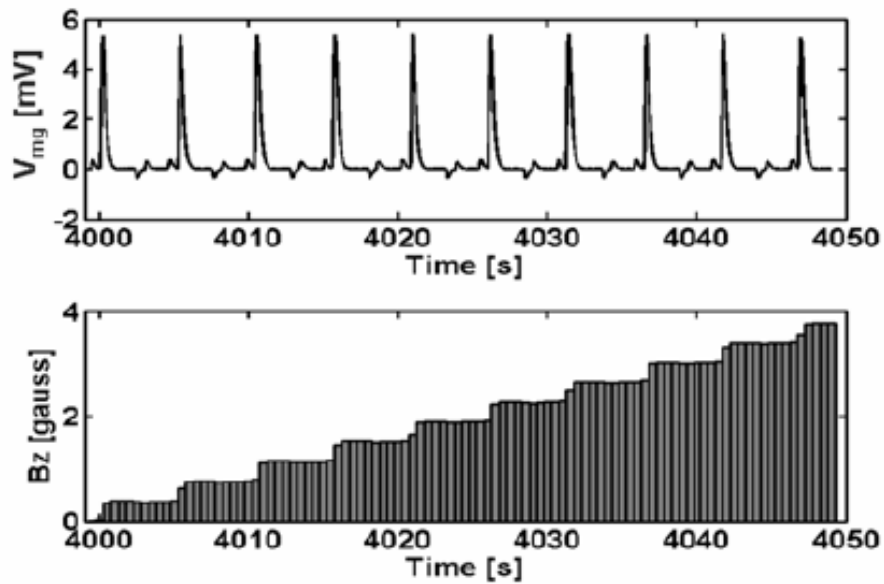


図 5-2 フラックスインジェクションによる実験結果

磁場 B_z は階段状に上昇し、コイル電圧 V_{mg} にはスパイクが観測されている。

5.2 ドリフト補償ユニット

筆者らはフラックスポンプ技術を応用したドリフト補償ユニットと電流掃引速度の遅い電源を組み合わせ、連続的に磁場の減衰を補償する方法を考案した。この試験には 600 MHz (14.1 T) NMR マグネットを用いた。このマグネットは通常の NMR マグネットと同程度の磁場均一度を有するが、ドリフト値が -0.7 ppm/h と高分解 NMR で必要とされるドリフト値 $< 1 \times 10^{-8}$ /h と比較して 70 倍大きい特徴を持っている。

図 5-3 にドリフト補償コイルの構造を示す。また、表 5-1 にこのユニットのコイルパラメーターを示す。GFRP 製の巻き枠に 2 次コイル(内コイル)を巻線し、その上に 1 次コイル(外コイル)を巻線している。その上から機械的な保護のために黄銅線を巻き、安定性を向上させるため含浸処理を施した。このドリフト補償ユニットを組み込んだメインコイルの回路図を図 5-4 に示す。永久電流運転をしている時のコイル電圧は次の式で表される。

$$L_m \frac{dI_m}{dt} + L_s \frac{dI_s}{dt} + M \frac{dI_p}{dt} + R \cdot I_m = 0 \quad (5.1)$$

L_m :メインコイルの自己インダクタンス

I_m :メインコイルの電流値

L_s :2 次コイルの自己インダクタンス

I_s :2 次コイルの電流値

M :1 次コイルと 2 次コイルの相互インダクタンス

I_p :1 次コイルの電流値

R :ドリフトの要因となるメインコイル内の微小抵抗

2 次コイルはメインコイルと連続的に結線されており、1 次コイルとは相互インダクタンス M でインダクティブにカップリングしている。

抵抗 R はドリフト補償ユニットがない時の磁場減衰から次式を用いて求めることができる。

$$I_m(t) = I_m(0) \cdot e^{-t/\tau} \quad (5.2)$$

$$\tau = \frac{L_m + L_s}{R} \quad (5.3)$$

2 次コイルに誘導される電流がメインコイルの電流減衰と等しくなる時、1 次コイルの掃引速度は次式で与えられる。

$$M \frac{dI_p}{dt} + R \cdot I_m = 0 \quad (5.4)$$

中心に 14.1 T を発生させる時のメインコイルの運転電流は 166.7 A で、その時のドリフトは -0.665 ppm/h である。メインコイルのインダクタンスは 76 H なので抵抗 R は $1.405 \times 10^{-8} \Omega$ になる。この値より 1 次コイル

の掃引速度を求めると、 -4.020×10^{-5} A/sec (= -2.412 mA/min)になる。この掃引速度で1次コイルを励磁することは、フラックスポンプにより2次コイルに 3.90×10^{-4} W のエネルギーを移していることになる。

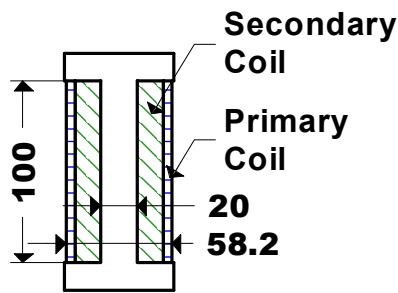


図 5-3 ドリフト補償ユニットの構造

表 5-1 ドリフト補償ユニットのコイルパラメーター(設計値)

	2次コイル 内コイル	1次コイル 外コイル
線材径(mm)	0.70	0.40
被覆径(mm)	0.75	0.44
コイル内径(mm)	20.00	47.14
コイル外径(mm)	46.43	58.19
コイル長さ(mm)	100.0	100.0
層数	18	12
全ターン数	2376	2712
自己インダクタンス(H)	4.070E-02	1.499E-01
相互インダクタンス(H)	5.826E-02	

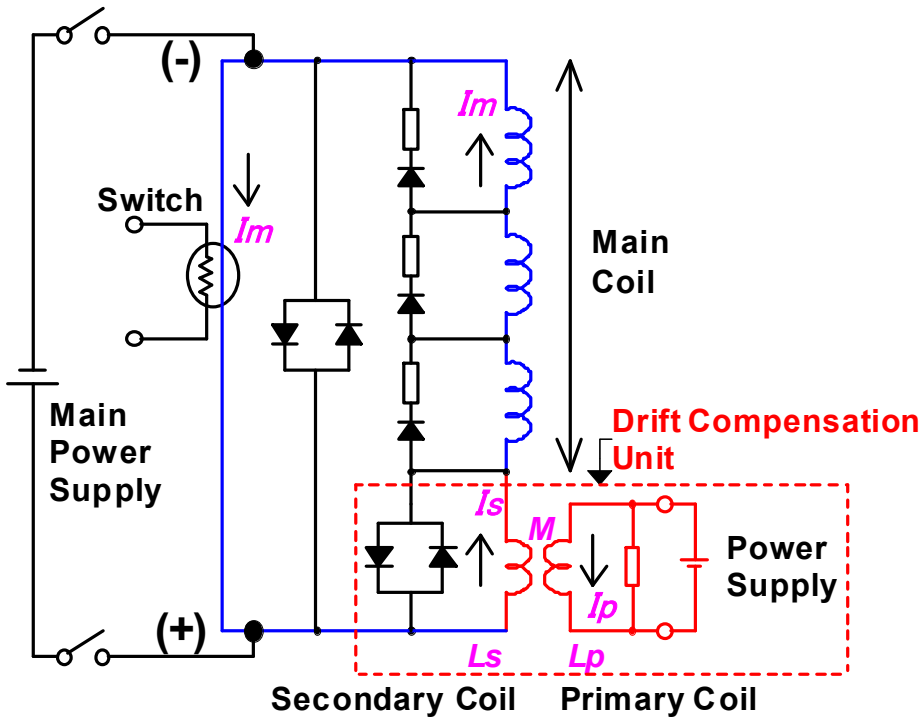


図 5-4 ドリフト補償ユニットを組み込んだメインコイルの回路図

上記の掃引速度は非常に小さい値なので、アナログ回路によりこの掃引速度を実現することは困難である。そこで、D/A コンバーターを用いたデジタル掃引方式を採用した。電源の最大出力±10 A を 16 ビットの D/A コンバーターで制御すると、1 ビットあたりの電流変化量は約 0.3 mA になる。これを 7 秒毎に増加させると 2.6 mA/min の掃引速度を実現することができる。今回製作した電源の主な仕様は次のとおりである。

- 出力電流:-10～+10 A、出力電圧:-5～+5 V
- 出力電流設定分解能:最小 0.3 mA
- デジタル掃引方式で、掃引速度は 0.3 mA/min～1.0 A/min の間で可変
- GP-IB インターフェース付き

ドリフト補償ユニットをマグネットに組込むに当たって、次の点を考慮した。

- 2 次コイルにはメインコイルと同じ電流が流れており、かつメインコイルの漏洩磁場内に設置されるのでドリフト補償ユニットには強い電磁力が働くこと。
- ドリフト補償ユニットにより作られる磁場が、メインコイルの磁場均一度に与える影響を小さくすること。このため、ドリフト補償ユニットの磁場方向をメインコイルの磁場方向と直交させ、メインコイルから離れた位置に設置した。これによりドリフト補償ユニットの 2 次コイルがメインコイルの中心に作る磁場の軸方向成分を $B_z=7\times 10^{-6}$ T (0.5 ppm)未滿に抑えることができた。
- 磁場方向を直交させることでメインコイルと 1 次コイルおよび 2 次コイルとのインダクティブなカップリングは小さくなる。この結果、メインコイルがクエンチした時にメインコイルからのエネルギーの乗り移りを抑えられる。
- メインコイルがクエンチした場合、ドリフト補償ユニットは空間的に離れているのでノーマル相の伝播によるクエンチは起きない可能性が高い。そこでメインコイルと同じ電流が流れている 2 次コイルは、電流減衰時の発生電圧を抑制するためダイオードによる保護を採用した。1 次コイルは通電電流が低く、デジタル掃引方式の電源で励磁することを考慮して抵抗保護とした。

これらのことを考慮して決定したドリフト補償ユニットの配置を図 5-5 に示す。ユニットの中心点 A における磁場は、 $B_r=0.3577$ T、 $B_z=0.2387$ T、 $B_\theta=0.2663$ T、 $\phi=\tan^{-1}(B_z/B_r)=41.9^\circ$ である。この場合、ドリフト補償ユニットには磁場に垂直な方向を中心軸とした回転力が働き、そのトルクは $M=125$ Nm になる。これは無視できない大きさなので、これに対処するためユニットを固定するブラケットを強化した。ユニットを組み込んだマグネットの写真を図 5-6 に示す。ブラケットは厚さ 5 mm のステンレス鋼で製作し、保護回路用部品を支えるスタンドに溶接で固定している。

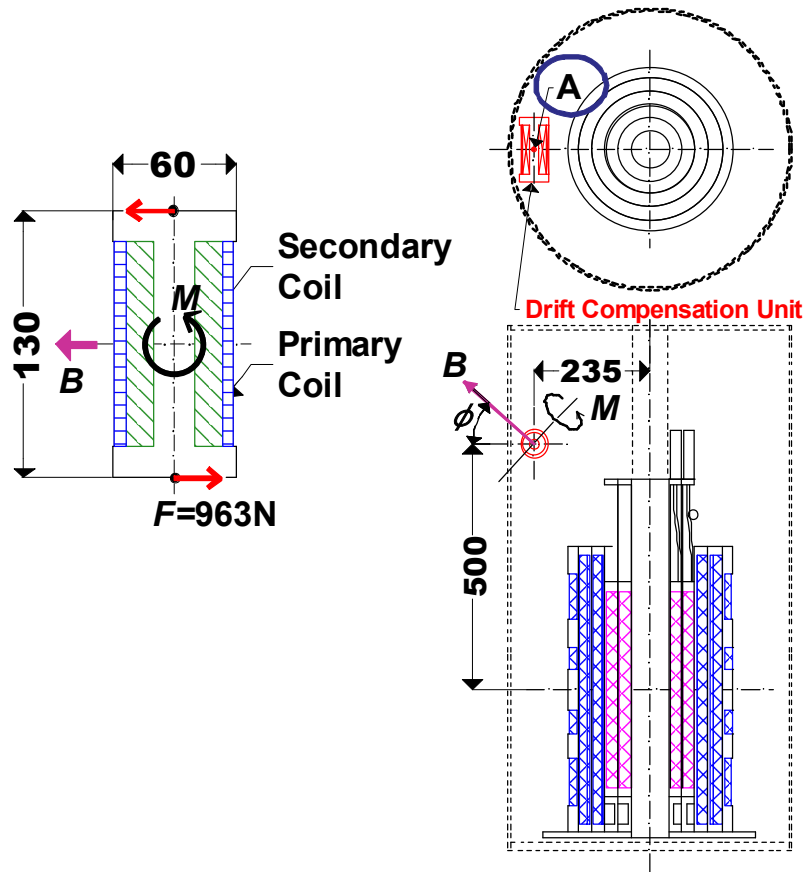


図 5-5 ドリフト補償ユニットの配置とドリフト補償ユニットに作用する回転力

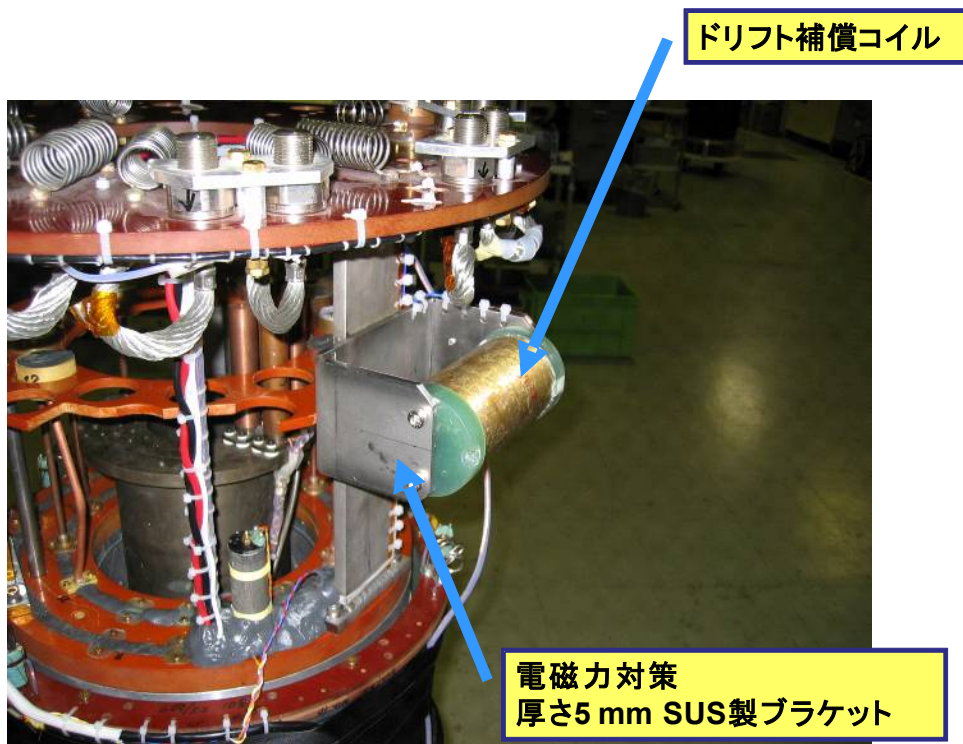


図 5-6 ドリフトユニットを組み込んだマグネットの写真

5.3 作動試験結果

図 5-7 にドリフト補償ユニットの計測システムを示す。ドリフト補償ユニットの試験は次の手順で行った。まず、メインコイルを定格磁場まで励磁した後、永久電流モード運転にする。この状態で中心磁場を METROLAB 社製 PT2025 Teslameter により測定する。この装置は NMR により磁場を計測しているので、 $1 \mu\text{T}$ の精度で磁場を測定することができる。40 時間以上磁場を測定して一定のドリフト値を示すことを確認した後、ドリフトを補償するため 1 次コイルの励磁を開始した。

作動試験結果を図 5-8 に示す。1 次コイルを励磁する前は -0.665 ppm/h で磁場は減衰しているが、1 次コイルを励磁すると磁場はほぼ一定値となり、この状態を 73.5 時間以上に渡って保持することができた。ドリフト補償後 1 次コイルの電流をゼロに戻すと磁場は元の磁場減衰線の延長上に復帰した。

ドリフト補償中の磁場を拡大したグラフを図 5-9 に示す。平均として見たドリフトは $-8.24 \times 10^{-12} / \text{h}$ で、NMR 測定に必要とされる $1 \times 10^{-8} / \text{h}$ と比較して充分小さい値を実現することができた。このグラフで磁場は上下に変動しているが、これは測定誤差やノイズではなく磁場を一定範囲内に収める制御により生じたものである。

ドリフト補償中の 1 次コイル電流 I_p とこれに伴う磁場変化を図 5-10 に示す。今回は以下に述べるような制御を行った。まず、目標とする制御範囲を 0.03 ppm とし、磁場の上限値と下限値を設定する。次に 1 次コイルを励磁すると磁場が上昇するように掃引速度は 3.2 mA/min を選択した。 I_p を増加させるとドリフト補償ユニットのフラックスポンプの作用により磁場は上昇する。磁場が上限値を超えたところで I_p を増加から減少に切り替えると、磁場は上昇から下降に転じる。磁場が下限値より下がったところで I_p を再度増加に切り替える。

上記の制御の結果、実際の磁場範囲は 0.06 ppm で目標範囲 0.03 ppm の倍になった。これは次の理由によるものと考えられる。磁場は Teslameter で測定しているが、測定誤差を小さくするため 30 秒間積算し平均値を求めている。このためリアルタイムの磁場と制御に用いている測定値には微妙なずれが生じる。また、電源出力と実際の I_p の変化には時間的な遅れがある。これは、1 次コイルには保護抵抗 (約 0.1Ω) が並列に結線されており、励磁中は電源電流の一部が保護抵抗に分流するためである。

溶液用高分解能 NMR システムには ^2H の NMR 信号を測定し、RT シムコイルに通電して磁場を一定値に保持する NMR ロックが備わっている。最近、前田ら(理化学研究所)は NMR ロックの能力の上限について研究しており[5]、上記の磁場変動(大きさ= 0.06 ppm-pp 、周波数=約 0.002 Hz)は NMR ロックで十分対応可能なレベルにある。本研究で開発したフラックスポンプによるドリフト補償にこの NMR ロックを組み合わせることで、NMR 測定に要求される高い磁場安定度を実現することが可能である。

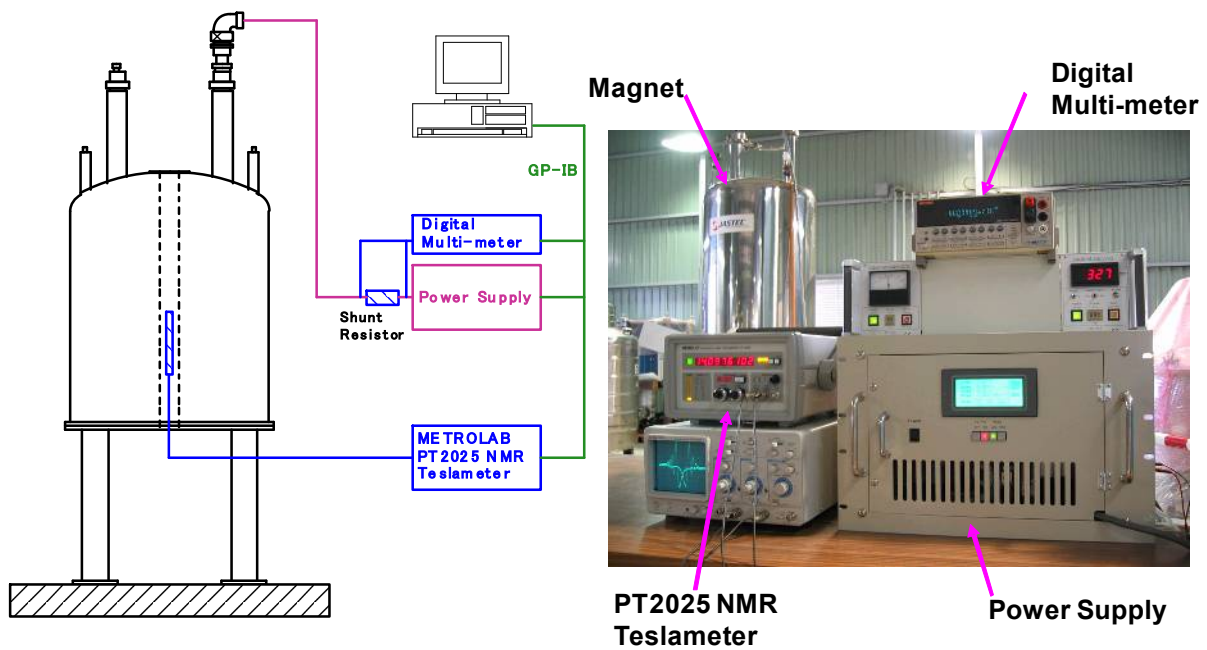


図 5-7 ドリフト補償ユニットの計測システム

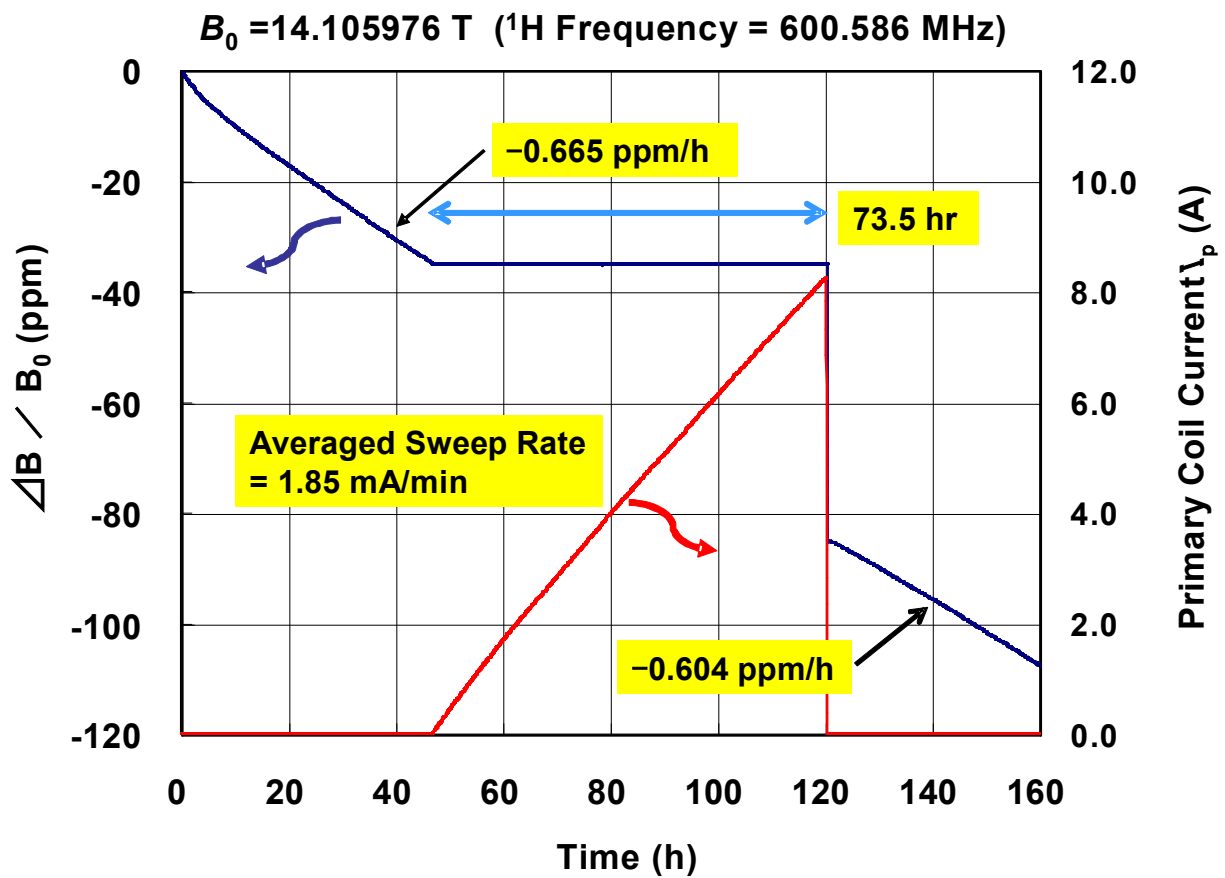


図 5-8 ドリフト補償ユニットによるドリフト補償の結果

$\Delta B = B(t) - B_0$, B_0 : 測定開始時の磁場値。

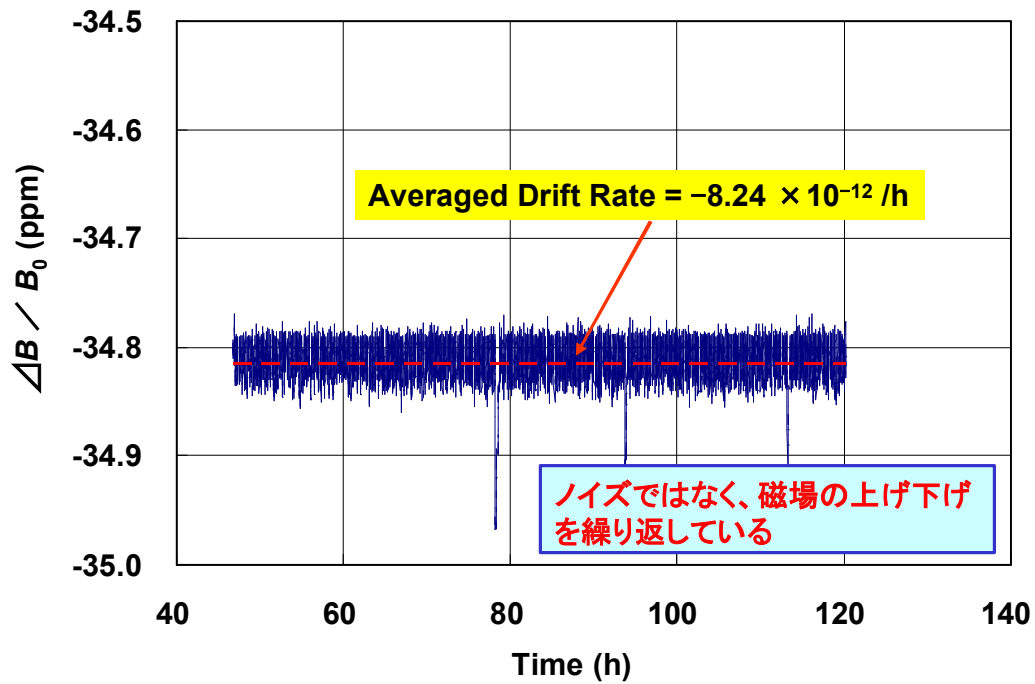


図 5-9 ドリフト補償中の磁場を拡大したグラフ

$B > \text{Upper} \rightarrow [\text{DOWN}]: I_p \downarrow \Rightarrow \text{Decrease the field}$

$B < \text{Lower} \rightarrow [\text{SET}]: I_p \uparrow \Rightarrow \text{Increase the field}$

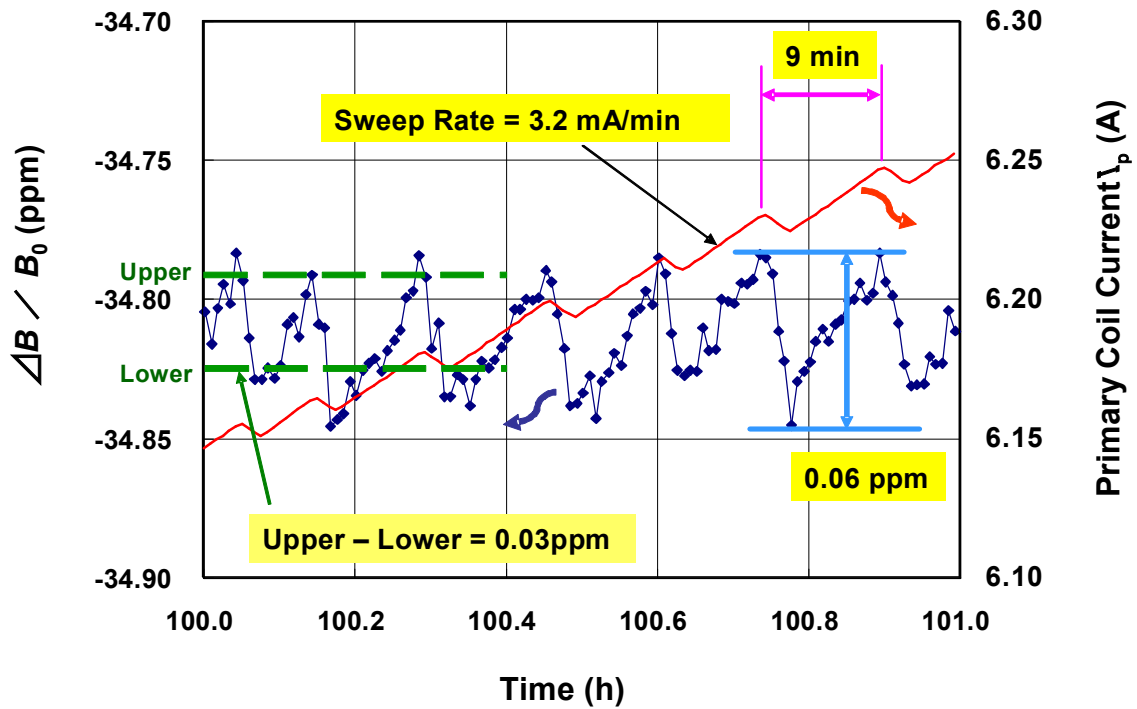


図 5-10 ドリフト補償中の 1 次コイル電流 I_p とこれに伴う磁場変化

5.4 考察

フラックスポンプを利用したドリフト補償ユニットを考案し 14 T (600 MHz) NMR マグネットに組み込んだ。このドリフト補償ユニットの 1 次コイル電流を増減する手法により、元のドリフト -6.65×10^{-7} /h を -8.24×10^{-12} /h に改善することができた。本方式の有利な点は次のとおりである。

- 必要な改造はドリフト補償ユニットを追加するだけで済み、簡単でしかもどのマグネットにも取り付けることができる。
- フラックスポンプを専用電源で駆動することにより、磁場を連続的に変化させることが可能である。文献[2]のフラックスインジェクションのようにスイッチ操作に伴う磁場の急激な変化は生じない。

他方、次のような欠点もある。

- 測定時間が専用電源またはドリフト補償ユニットの電流容量で制約される。

本方式は時間的な制限はあるものの、NMR 測定には十分な長時間に渡ってドリフトの改善が可能であることを示すことができた。

参考文献

- [1] 社団法人低温工学協会編、低温工学ハンドブック、オーム社(1993 年)
- [2] R. Mai, S. Hahn, H. Lee, J. Bascunan, and Y. Iwasa, “Operation of a digital flux injection coupled to a 50-MHz HTS insert magnet,” *Journal of Physics: Conference Series*, **43** (2006) 763-766.
- [3] W. D. Markiewicz, “Current injection for field decay compensation in NMR spectrometer magnets,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **12** (2002) 1886-1890.
- [4] R. Fu, W. W. Brey, K. Shetty, P. Gor’kov, S. Saha, J. R. Long, S. C. Grant, E. Y. Chekmenev, J. Hu, Z. Gan, M. Sharma, F. Zhang, T. M. Logan, R. Bruschweiler, A. Edison, A. Blue, I. R. Dixon, W. D. Markiewicz, and T. A. Cross, “Ultra-wide bore 900 MHz high-resolution NMR at the National High Magnetic Field Laboratory,” *J. Magn. Reson.*, **177** (2005) 1-8.
- [5] Y. Yanagisawa, H. Nakagome, M. Takahashi, S. Hobo, M. Hosono, M. Hamada, T. Kiyoshi, T. Yamazaki, and H. Maeda, “Stability of a 500 MHz NMR spectrum under magnetic field disturbances,” *Abstract of CSJ Conference*, **76** (2007) 2P-p27.

第 6 章 電源駆動モードにおける磁場安定度

6.1 従来の安定化方法

永久電流モードでの磁場安定度が 1 ppm/h 程度であれば、フラックスポンプを用いてドリフトを補償することは可能だが、これ以上大きくなるとフラックスポンプではドリフトの補償が追いつかなくなる。この場合、永久電流モードではなく、電源駆動モードでマグネットを運転することを想定しなければならない。

電源駆動モードにおける磁場安定度は電源の安定度に依存するが、市販されている電源の安定度が 1×10^{-4} /h 程度なので必要とされる磁場安定度を達成するのは容易ではない。高い安定度を有する励磁電源は当然必要だが、更に安定度を高めるための対策が求められる。このためには長期に渡る磁場安定度の性質、即ち磁場変動の大きさや変動の周波数などを把握することが必須である。

Y. Iwasa ら (MIT) は 14 T のバックアップ磁場中において、HTS を使ったコイルを用いて 1.76~2.35 T の追加磁場を発生させ、磁場均一度や磁場安定度の評価を行っている [1] [2]。14 T の磁場発生には NbTi と Nb₃Sn 超伝導線で作成したマグネットを使用しており、永久電流モードで運転される。一方、HTS コイルは電源駆動モードで運転される。実験装置の制約で長期に渡る計測は困難なようで、短時間で数 ppm の磁場安定度が得られたとの発表に留まっており、磁場安定度の詳細な結果については報告されていない。

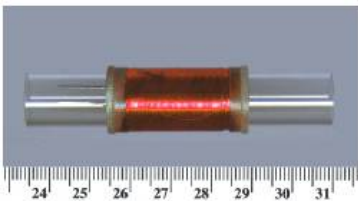
電源駆動モードにおける磁場変動には電源のノイズに起因するものがあり、商用周波数におけるリップルノイズが代表的なものである。超伝導マグネットが開発される以前の NMR 用鉄心電磁石では、このリップルノイズ対策としてフラックススタビライザーが使われていた。これはピックアップコイルでノイズを検出し、ドライブコイルを制御して変動磁場を補償するものである。図 6-1 に示すように、最近ハイブリッドマグネットを使用した高磁場での NMR 計測において効果があることが示されている[3] [4]。しかし、変動の周波数が低くなるとピックアップコイルでの検出が困難になり、十分な効果が得られない欠点がある。

HTS バルクシリンダーは磁気シールドとして有効であることが証明されている[5]。浅野ら(物質・材料研究機構)は、ハイブリッドマグネットを使用した高磁場において、YBCO のバルクシリンダーを磁場中冷却し、ピックアップコイルを用いてノイズ低減効果を測定した。有効性を示す結果は得られたが、YBCO の高磁場特性の劣化と考えられる理由により、シールド効果は不十分であった[6]。

NMR 用超伝導マグネットを電源駆動モードで運転した場合、予想される磁場変動の大きさや変動の周波数について十分な知見が得られているとは言えないのが実情である。将来 HTS を使った NMR 用超伝導マグネットが実用化された時のために電源駆動モードにおける変動磁場の挙動を検証する必要がある。そこで、フラックスポンプの実験に使った 600 MHz NMR マグネットを電源駆動モードで長期運転し、磁場変動の観測を行った。

磁場変動をピックアップコイルで検出し、変動分を打消すようにドライブコイルを駆動する

Sense (Pick up) コイル



Drive コイル

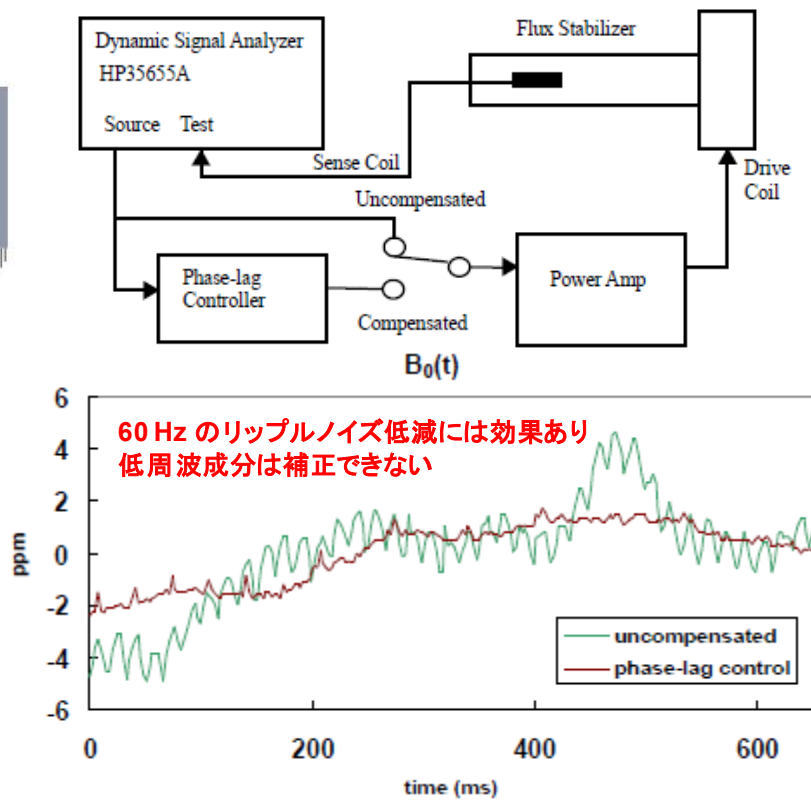


図 6-1 フラックススタビライザーによる 25 T 水冷銅マグネットの磁場安定化の結果

6.2 600 MHz NMR マグネットの改造

6.2.1 マグネットの改造

通常の NMR マグネットは永久電流モードで使用することを前提にして設計されており、そのままでは電源駆動モードでの運転に不都合が生じる。電源駆動状態を維持するためには永久電流スイッチをオフにしなければならず、スイッチヒーターに常時通電する必要がある。これは液体ヘリウム の蒸発量を増加させ、長時間の測定にとって支障となる。そこで電源駆動モードでの磁場安定度を長時間測定できるようマグネットを改造した。主な改造箇所は次のとおりである。

- メインコイルの永久電流スイッチを取り外し、電源駆動モード専用とした。
- メインコイルとインダクティブにカップリングしているアキシアルシムコイル(コイル軸に対して対称な磁場不均一成分を補正するシムコイル: z^0 、 z^1 、 z^2)については、永久電流スイッチを取り外し、電源駆動モード用に変更した。これらのシムコイルが永久電流モードになっていると、メインコイルの磁場変動の影響を受けてシムコイルに流れている電流値が変化する。その結果、磁場の値がずれて正しい磁場変化を測定することができなくなる。
- 上記以外のラディアルシムコイル(コイル軸に対して非対称な磁場不均一成分を補正するシムコイル: x 、 y 、 zx 、 zy 、 x^2-y^2 、 xy)については、コイル配置の関係でメインコイルとのカップリングが小さい。このため、永久電流モードで運転しても中心磁場への影響がないと判断し、従来どおり永久電流スイッチ付きとした。

改造後の回路図を図 6-2 に示す。

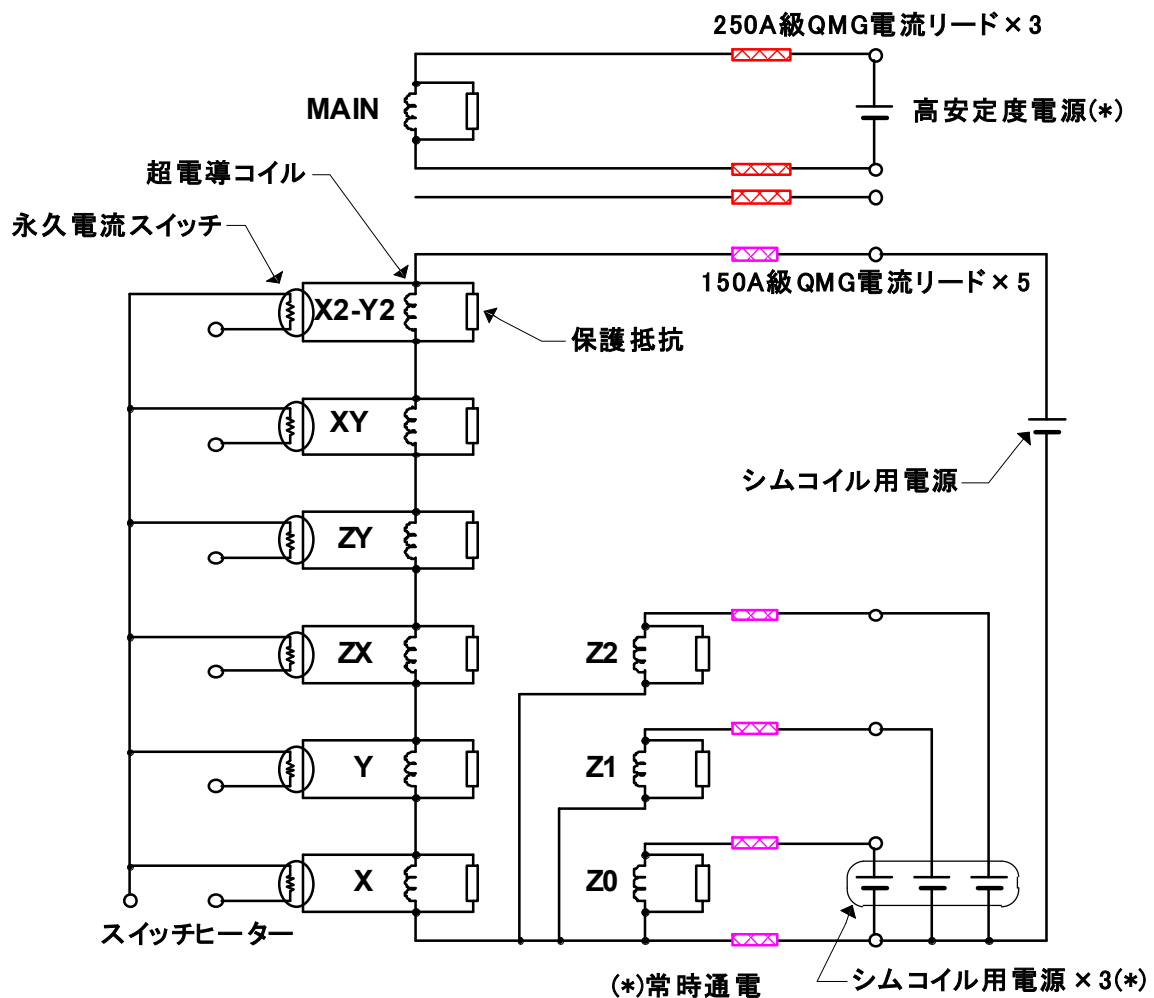


図 6-2 電源駆動モード用に改造したマグネットの回路図

(*)で示す電源は常時通電している。250 A 級 QMG 電流リードは、今後 HTS コイルを組み込んだ時に 2 電源による電源駆動も可能となるよう、予備 1 個を加えた計 3 個を取り付けた。

6.2.2 クライオスタットの改造

NMR マグネットでは液体ヘリウムの消費を抑えるため、脱着式電流リードを採用している。これはマグネットを励磁する時は電氣的に接続することができるが、永久電流モードでは取り外すことが可能な電流リードである。これを使って電源駆動モードで運転すると、電流リードの導体およびコイル部との接続用コネクタでの発熱により、液体ヘリウムの蒸発量が著しく増加する。このため頻繁に液体ヘリウムを補充しなければならず、電源駆動モードでの長時間の測定は困難であった。そこでクライオスタットについて下記の改造を施した。改造後のクライオスタット断面構造を図 6-3 に、外観写真を図 6-4 に示す。

- 4K-GM (Gifford-McMahon) 冷凍機を組込み、2nd ステージをヘリウム槽内の再凝縮器に接触させることで蒸発したヘリウムガスを再液化できるようにした。
- 断熱真空槽内に熱シールド板を設置し、冷凍機の 1st ステージで冷却することでヘリウム槽への浸入熱を低減した。
- 電流リードによるヘリウム槽への浸入熱を低減するため酸化物系高温超伝導材料(新日本製鐵(株)製 QMG[®]電流リード)を採用した。図 6-2 に示すようにメインコイル用として 250 A 級を 2 個(予備 1 個)、シムコイル用として 150 A 級を 5 個取り付けた。
- ヘリウム槽に低温でも使用可能なフィードスルーを設けて、酸化物電流リードを真空槽内に設置した。これにより電流リードの高温端を冷凍機の 1st ステージに熱的に接触させ、室温からの伝導熱とジュール熱を効率良く冷却できるようにした。この結果、電流リードの高温端の温度が安定し、電流リードの熱暴走を防いで安定な動作を確保することができた。

クライオスタットの熱シールド板の温度を 40 K と仮定した場合のクライオスタットの熱計算結果を、図 6-5 に示す。室温から熱シールド板への浸入熱の計算値は定格通電時で約 38 W になるが、これは冷凍機(住友重機械工業(株)製:RDK-408D2)の 1st ステージの冷却能力(40/50 W (50/60 Hz) @43 K)より小さい。また、熱シールドからヘリウム槽への浸入熱の計算値は約 0.2 W であり、2nd ステージの冷却能力 1 W @4.2 K より充分小さい。このままではヘリウム槽内のガスが 4.2 K 以下に冷却されて負圧になると予想された。そこで圧力センサーでヘリウム槽内の圧力をモニターし、ヒーターで液体ヘリウムを蒸発させて大気圧よりやや高めの圧力に維持する圧力保持装置を組み込んだ。

実際に冷却して冷凍機を動作させたところ、予想どおりヘリウム槽は負圧状態になったので圧力保持装置を動作させた。この状態でマグネットを定格まで励磁した。励磁速度が速いと AC ロスによる発熱で僅かに液体ヘリウムが蒸発したが、励磁速度を遅くすると液体ヘリウムの蒸発量はゼロであった。更に、定格の 14.1 T を発生させた状態で 294 日間保持したが、この間に液体ヘリウムの補充は 1 度も行っていない。

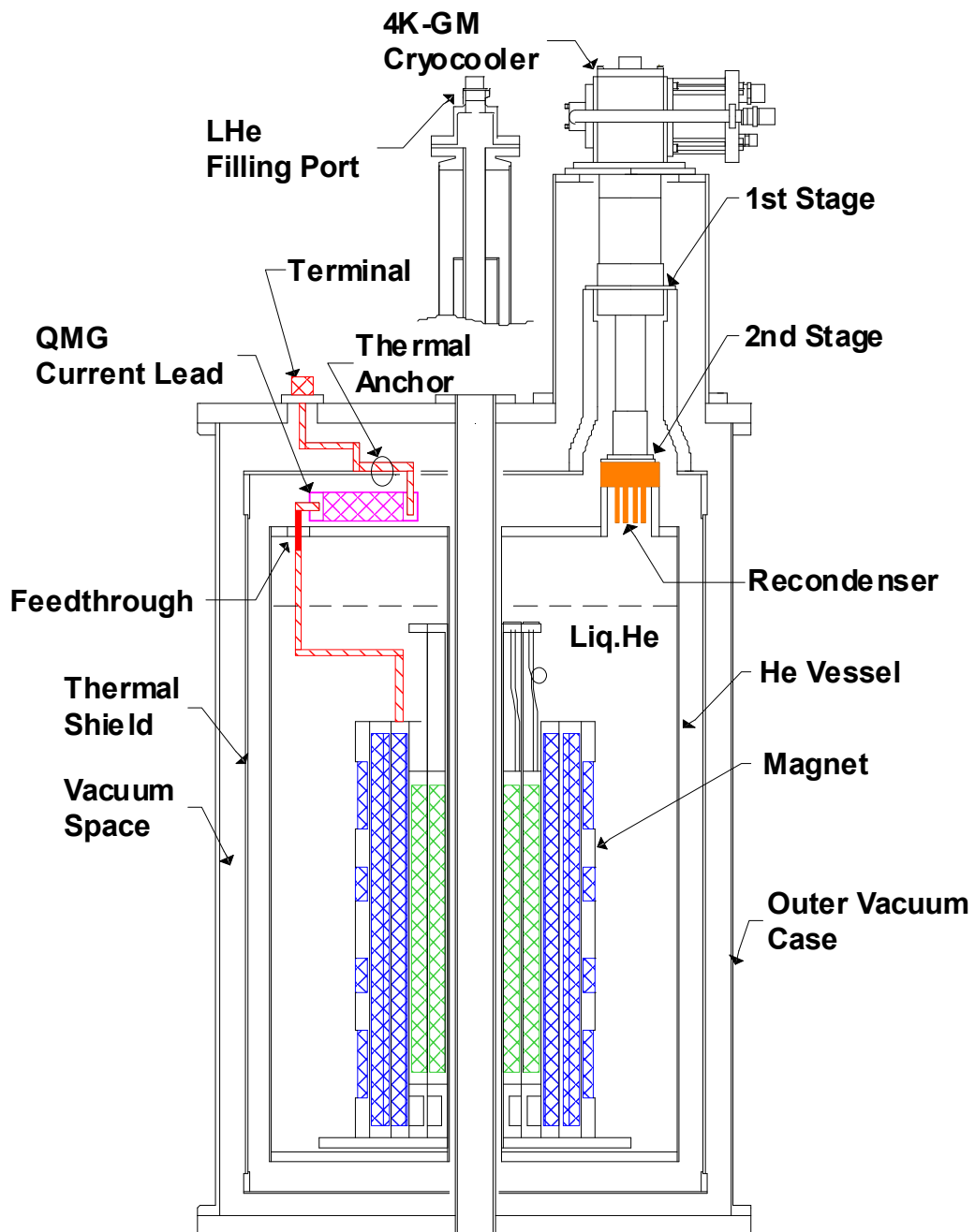


図 6-3 電源駆動モード用に改造したクライオスタットの構造図

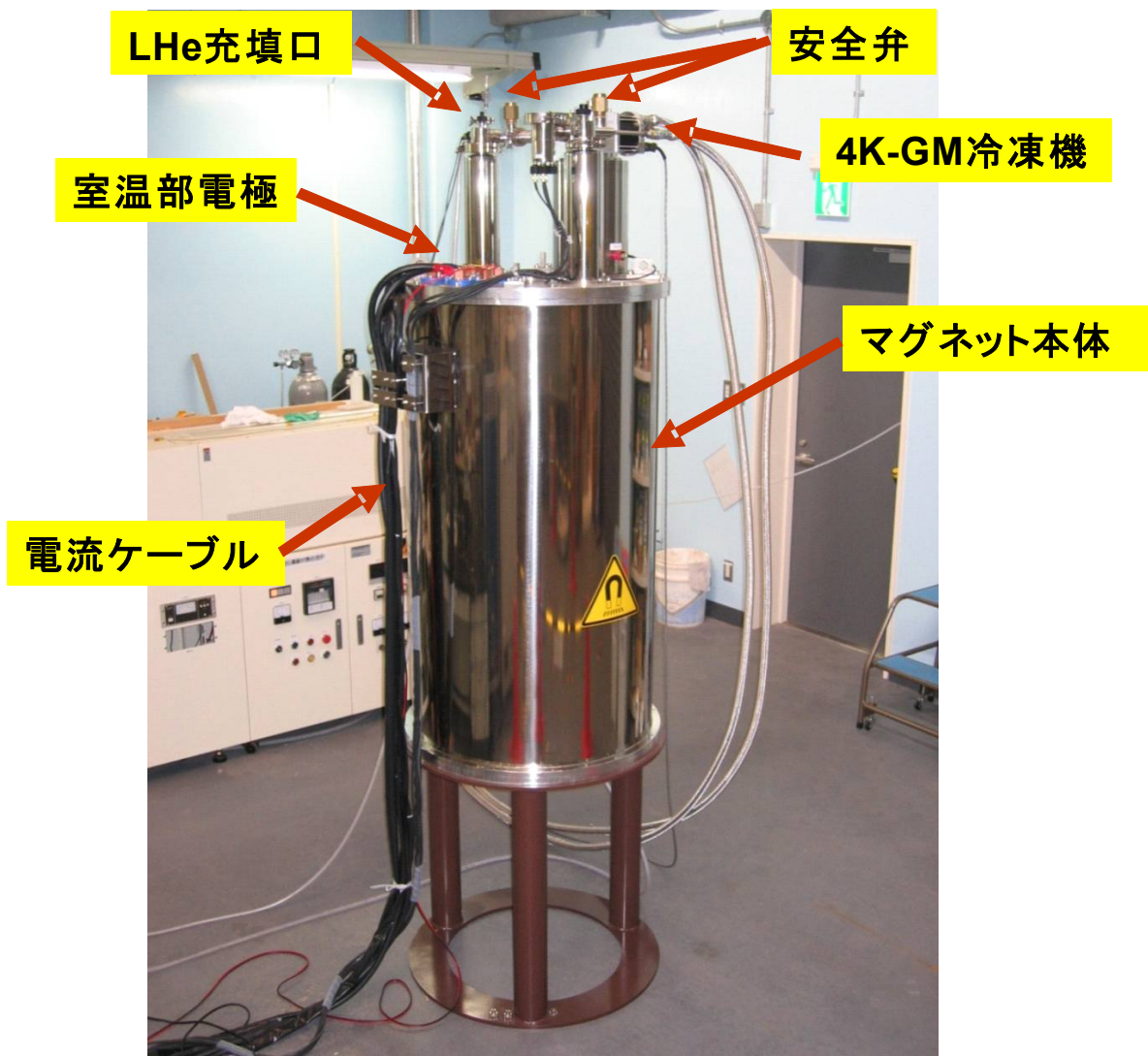


図 6-4 改造したクライオスタットの外観写真

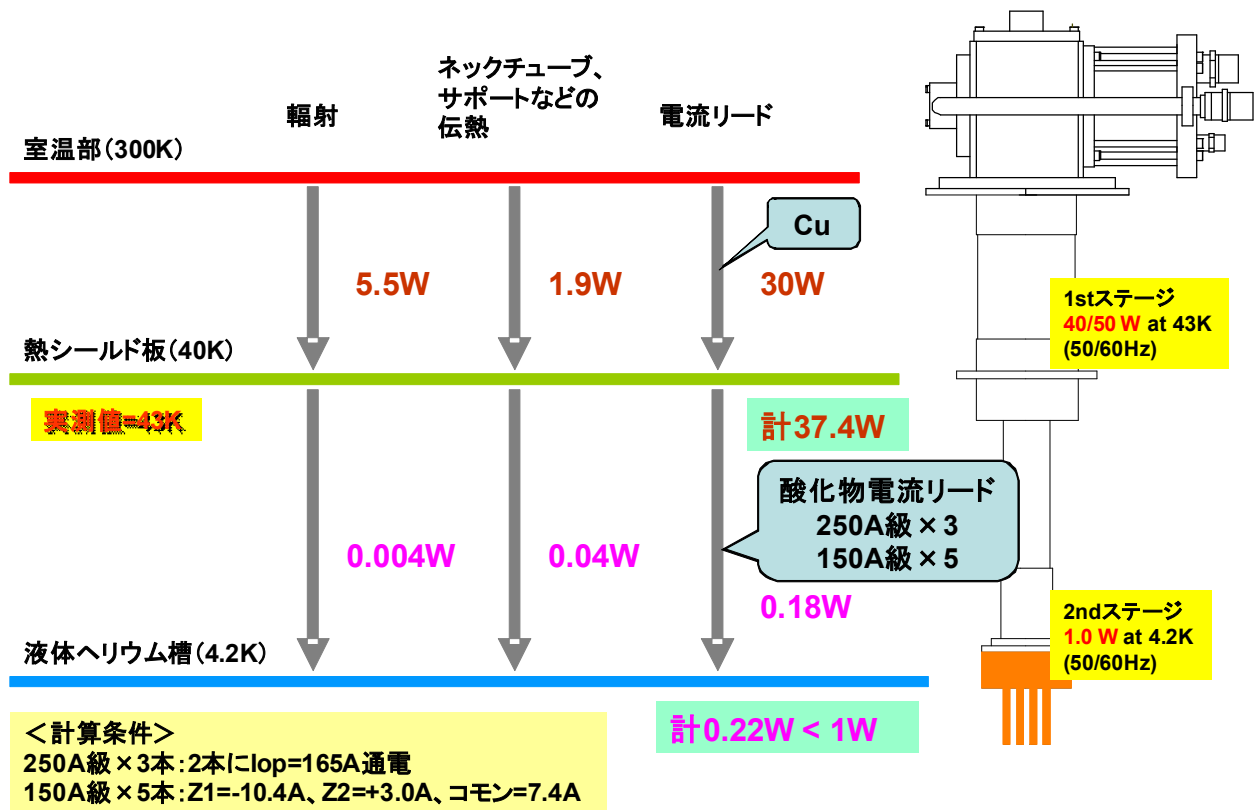


図 6-5 クライオスタットの侵入熱の計算結果

6.2.3 高安定度電源

電源駆動モードにおける磁場安定度は励磁電源の安定度に依存する。通常市販されている超伝導マグネット用電源の安定度はフルスケールに対して $1 \times 10^{-4}/\text{h}$ 程度であるが、本マグネットの励磁用として、これより1桁安定度の高い高安定度電源を製作した。この電源の特徴は次のとおりである。

- 出力電流の制御はダイオード整流とトランジスタドロップ方式とした。
- 電流検出器には高精度の DC Current Transformer (DCCT) を採用した。
- 出力電流の安定性能に関する制御回路部分はペルチェ素子を使って 25°C 付近で一定温度(約 $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$) に制御した。
- 電源の出力電流は $0 \sim 200 \text{ A}$ 、出力電圧は $-5 \sim +5 \text{ V}$ である。

6.3 磁場安定度測定結果

クライオスタットの改造により励磁中の液体ヘリウム補充が不要になった。この状態でマグネットを長時間励磁し、磁場変動を METROLAB 社製 PT2025 Teslameter で測定した。この装置は NMR により磁場を計測しているので、 $1 \mu\text{T}$ の精度で磁場を測定することができる。約 2 週間の磁場変動の測定結果を図 6-6 に示す。これより約 6 ppm-pp の変動があることが分かった。測定を行った実験室は空調されていないので、電源だけでなく計測機器も含めて温度変化の影響を受けているものと考えられる。この測定で安定している 50～80 時間の部分(図 6-6 において赤丸で示した箇所)を拡大したグラフを図 6-7 に示す。この図より 30 時間では 2 ppm-pp 程度に収まることが分かった。

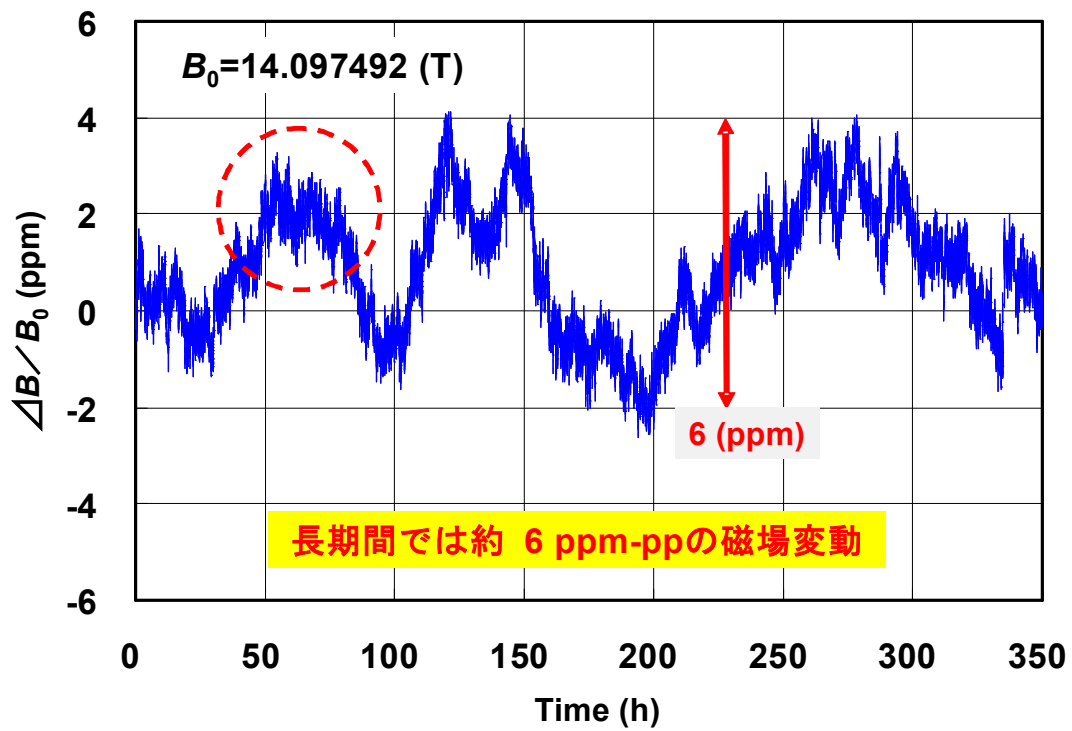


図 6-6 電源駆動モードにおける 350 時間 (約 2 週間) の磁場変動の測定結果

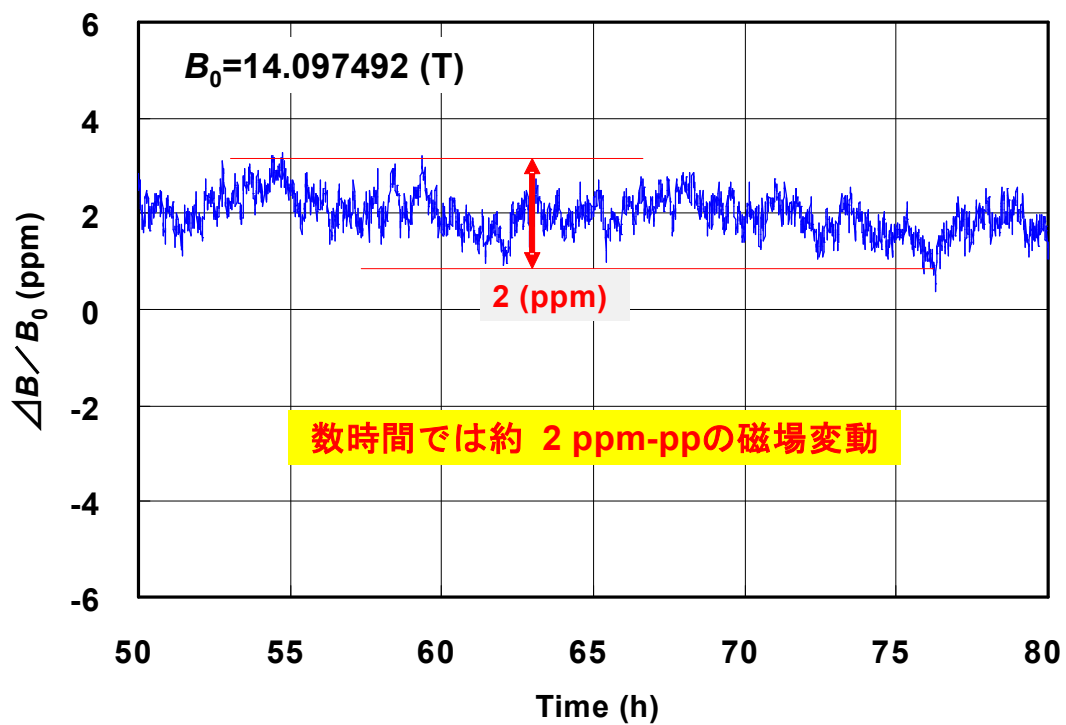


図 6-7 電源駆動モードにおける 30 時間の磁場変動の測定結果

6.4 z^0 シムによる安定化制御

電源駆動モードにおける磁場変動を抑制する方法として、測定した磁場の値からメインコイルの電流をフィードバック制御する方法がある。メインコイルの運転電流は 167 A なので、上記磁場変動を 1/10 に抑えるには電流を 0.03 mA 以下の精度で制御しなければならず、電流検出器の精度などを考えると現実的ではない。

そこで中心磁場値の z^0 成分の補正(磁場を僅かに上下させて中心磁場値の微調整を行う)用に使われる超伝導 z^0 シムコイルを用いて磁場変動を低減する試験を行った。Teslameter で磁場値を測定し、これを一定に保持するよう z^0 シム電流をフィードバック制御した。この結果を図 6-8 に示す。 z^0 シムコイル用電源を 0 A 近傍で使うのは電源の精度の点で問題があるので、シム電流を 0.5 A 近傍で制御することにした。制御開始直後に磁場が約 15 ppm 上昇しているのはこのためである。 z^0 シムを制御する前の磁場は数 ppm 変動しているが、 z^0 シム制御中は一定値に保たれている。これに対応するように z^0 シム電流は時間と共に変化しており、磁場が一定になるよう z^0 シム電流が変化していることが分かる。この時の平均のドリフト値は 4.1×10^{-11} /h で NMR に必要とされる 1×10^{-8} /h より十分小さい値を実現することができた。

しかし、図 6-9 に示すように z^0 シム制御中の磁場を拡大して見ると ± 0.3 ppm の範囲内で変動している。測定磁場値は精度を高めるため約 12 秒間積算しており、 z^0 シム制御もこの間隔で行った。制御間隔を短くして磁場変動を抑えようとしたが、逆に変動は大きくなり発振する傾向が観察された。図 6-2 に示したように z^0 シムコイルには保護抵抗が並列に結線されているので、電源電流の変化に対して磁場の変化には遅れが生じる。このため上記のような発振現象が起きたものと考えられる。

z^0 シム制御中の磁場変動をフーリエ変換し、周波数分布を求めた結果を図 6-10 に示す。これを見ると 0.012 Hz 付近にピークを持つブロードなスペクトルになっていることが分かる。ピークより低い周波数については今回行った z^0 シムの制御で対応できている。但し、計測器の積算時間の関係で高い周波数成分の変動は明らかではない。

柳澤ら(千葉大学)は、本マグネットのコイル両端電圧の測定から次のような解析を行った[7]。まず電圧をトランジェントレコーダーで記録し、フーリエ変換による解析を行って電圧変動の周波数スペクトルを得た。このスペクトルでは、50 Hz の所に最大のピークが現れ、これの倍数にあたるピークも現れた。この結果を使ってメインコイルのインダクタンス(76 H)から求められるインピーダンスより電流変動のスペクトルを求めた。その結果、主な電流変動は 0.5 Hz 以下の成分で、これより高い周波数成分は 1 ppb 未満であった。この解析結果より、0.5 Hz 以上の磁場変動については、ほとんど無視できるものと考えられる。

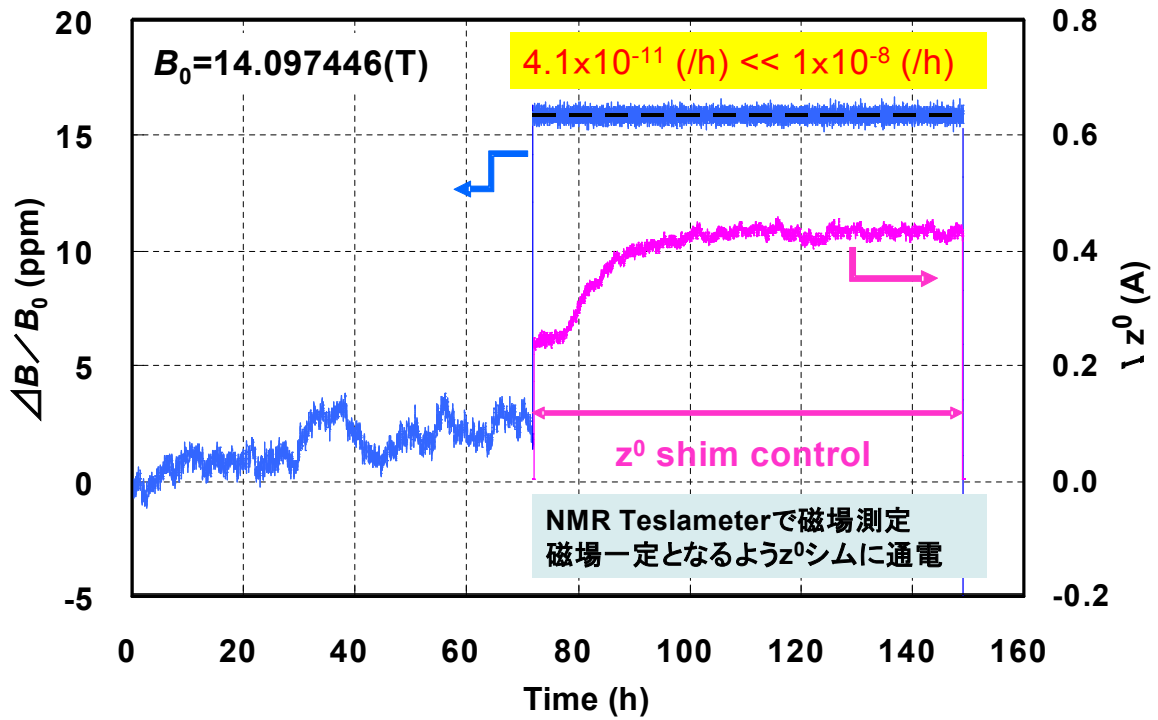


図 6-8 z^0 シム電流フィードバック制御による磁場の安定化

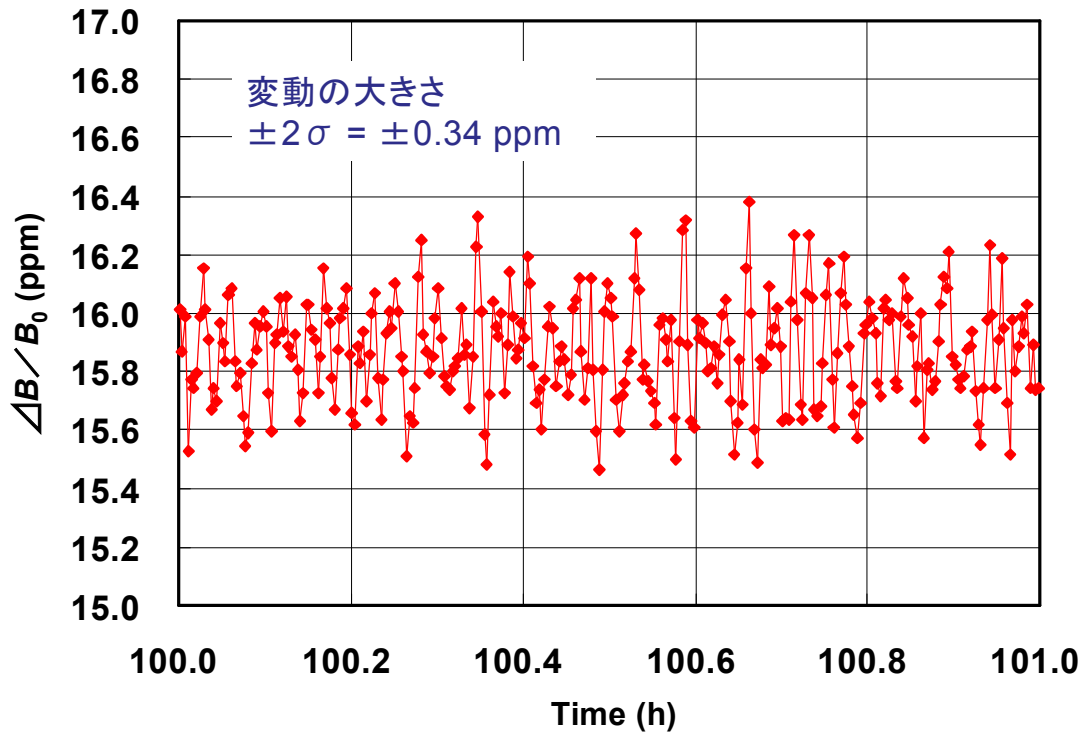


図 6-9 z^0 シム制御中の磁場変動の大きさ

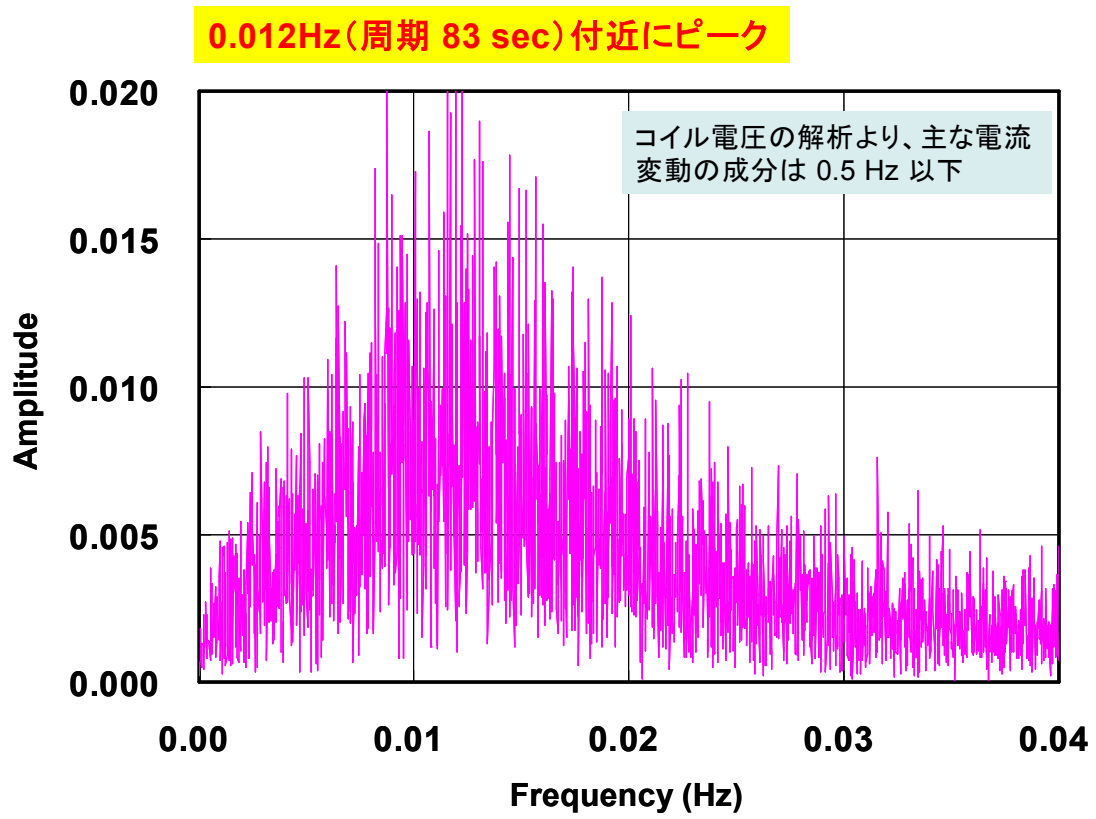


図 6-10 z^0 シム制御中の磁場変動をフーリエ変換して求めた周波数成分

6.5 永久電流モードとの比較

磁場の時間変化を電源駆動モードと永久電流モードで比較したグラフを図 6-11 に示す。永久電流モードの磁場変化は電源駆動モード用に改造する前に測定した結果である。本マグネットは第 5 章で述べたフラックスポンプによるドリフト補償の実験で使用したものである。永久電流モードではドリフト値が -0.75 ppm/h と通常の NMR マグネットより大きいですが、短期変動はなくほぼ直線的に磁場が減衰している。他方、電源駆動モードでは短期間に磁場は上下動を繰り返している。これを見ると永久電流モードにおける磁場がいかに安定しているか、よく理解することができる。

電源駆動モードにおける長期的な変動に対しては、超伝導 z^0 シムコイルのような補助コイルを用いて補正することは可能であることを実証できた。しかし、短期的な変動が残るので、何らかの対策が必要であることが明らかとなった。

図 6-12 に 294 日間のドリフトデータを示す。試験開始当初は目標とした安定度を発揮していたが、試験開始から 80 日を経過した頃から磁場は上昇し、210 日頃をピークにして磁場は減少した。本マグネットは空調設備の整っていない実験室に設置されており、本試験は 9 月 11 日に開始している。その頃は室温が高く、ペルチェ素子による温度制御が十分に機能しており電源の出力は安定していたと考えられる。しかし、秋から冬になると通電中であっても制御回路の温度が低いままとなり、ペルチェ素子での温度制御がうまく働かず出力電流がゆっくりと季節の変化と共に変わっていったのではないかと推測される。ともかく、これだけ長期間に渡って電源駆動モードで、しかも液体ヘリウムを補充することなく運転され続けた NMR 用超伝導マグネットは非常に珍しく、貴重なデータである。

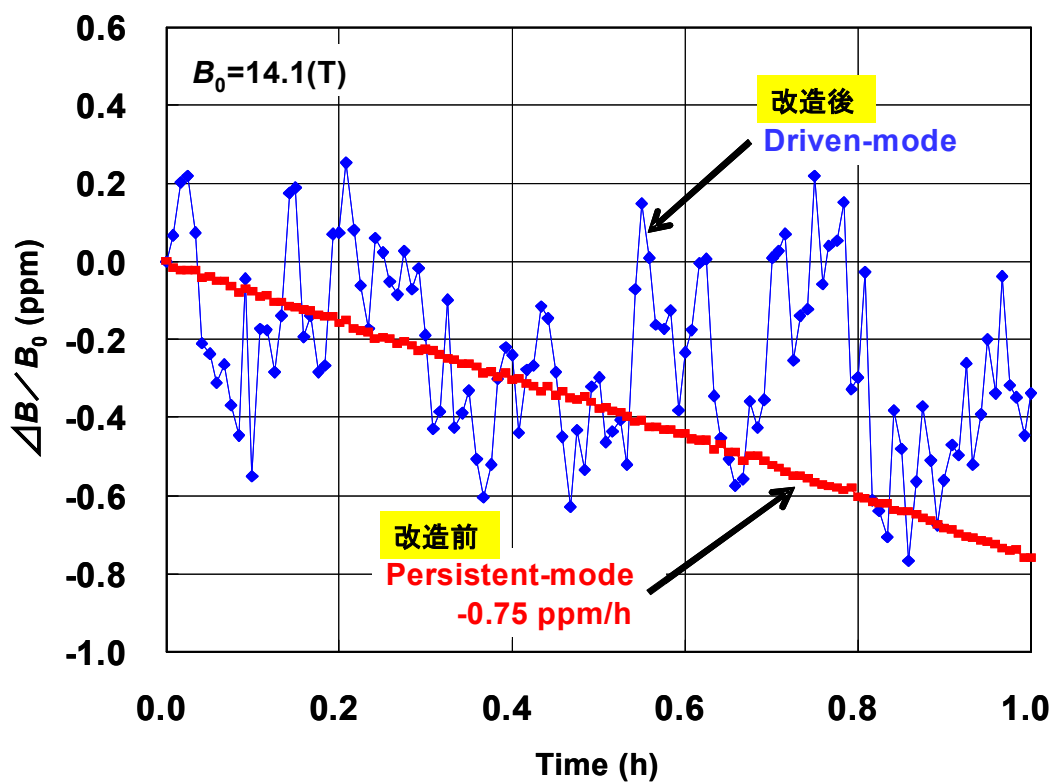


図 6-11 電源駆動モードと永久電流モードにおける磁場変動の比較

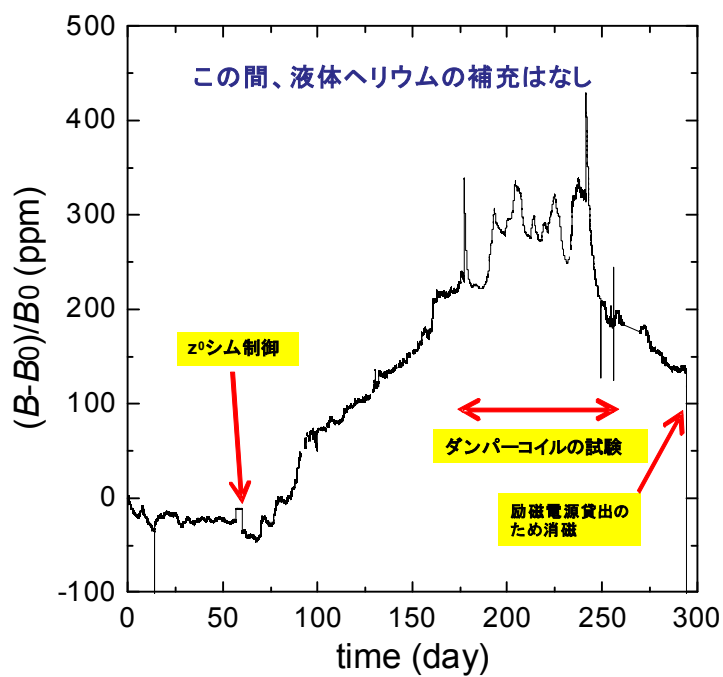


図 6-12 電源駆動モードでの 294 日間における磁場変化

参考文献

- [1] J. Bascunan, H. Lee, E. S. Bobrov, H. Seungyong, and Y. Iwasa, "A 700 MHz LTS/HTS NMR magnet – A status report," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **16** (2006) 1531-1534.
- [2] J. Bascunan, W. Kim, E. S. Bobrov, H. Lee, and Y. Iwasa, "An LTS/HTS NMR magnet operated in the range 675-700 MHz," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **17** (2007) 1446-1449.
- [3] V. Soghomonian, M. Sabo, A. Powell, P. Murphy, R. Rosanske, T. A. Cross, and H. J. Schneider-Muntau, "Identification and minimization of sources of temporal instabilities in high field (>23 T) resistive magnets," *Rev. of Sci. Instrum.*, **71** (2000) 2882-2889.
- [4] W. W. Brey, J. L. Schiano, E. Bredy, M. D. Bird, P. L. Gorkov, and J. A. Powell, "Feedback stabilization of a high field resistive magnet for NMR," presented at 42nd ENC (2001).
- [5] S. Denis, L. Dusoulier, M. Dirickx, Ph. Vanderbemden, R. Cloots, M. Ausloos, and B. Vanderheyden, "Magnetic shielding properties of high-temperature superconducting tubes subjected to axial fields," *Supercond. Sci. Technol.*, **20** (2007) 192-201.
- [6] T. Asano, T. Kiyoshi, S. Matsumoto, and H. Wada, "Noise reduction performance of a YBCO cylinder in high-field resistive magnets," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **13** (2003) 1554-1557.
- [7] Y. Yanagisawa, H. Nakagome, M. Hosono, M. Hamada, T. Kiyoshi, F. Hobo, M. Takahashi, T. Yamazaki, and H. Maeda, "Towards beyond-1 GHz solution NMR: Internal ^2H lock operation in an external current mode," *J. Magn. Reson.*, **192** (2008) 329-337.

第7章 HTS ダンパーコイル

7.1 ダンパーコイルの目的

前章のドリブンモードにおける磁場安定度の研究により、超伝導 z^0 シムの制御で長時間の安定性を確保することはできたが、短期的な変動対策が必要とされることが分かった。変動磁場の低減には銅のような導電率の高い材料がシールドとして用いられる。シールド効果の目安に、表皮深さ d (skin depth) がある。表皮深さ d は次式を用いて計算される。

$$d = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}} \quad (7.1)$$

ρ : 導体の電気抵抗率

ω : 角周波数

μ : 透磁率

銅を室温 (RT)、液体窒素温度 (77 K)、液体ヘリウム温度 (4.2 K) で使用した時の侵入深さと変動磁場の周波数の関係を図 7-1 に示す。100 Hz 以上の変動磁場であれば銅のシールドでも 10 mm 以上の厚さがあれば有効だが、前章で明らかとなった電源駆動モードにおける周波数 0.01 Hz の変動磁場を低減するためには、銅を液体ヘリウム温度近くまで冷却したとしても厚さが 100 mm 以上必要となるので現実的ではない。

そこで、超伝導材料を用いて変動磁場を低減するためのダンパーコイルを考案し、変動磁場低減効果の実験を行った。

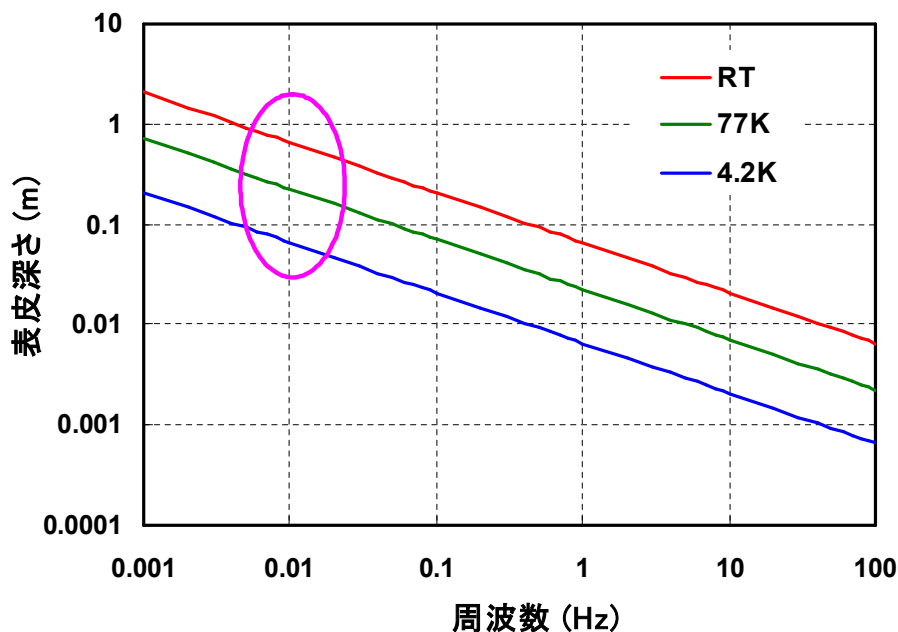


図 7-1 銅の表皮深さ

7.2 ダンパーコイルの構造

ダンパーコイルの設計に当たっては、実際の NMR マグネットに適用することを想定した。NMR マグネットは室温磁場空間を有しており、ヘリウム槽への輻射による熱浸入を低減するため、室温ボアと液体ヘリウム槽ボアとの間には液体窒素で冷却される熱シールドチューブと蒸発したヘリウムガスで冷却される熱シールドチューブがある。このガス冷却シールドチューブは蒸発したヘリウムガスのエンタルピーを利用して 30～40 K に冷却されている。この表面に HTS で閉回路(ダンパーコイル)を作ると、回路には変動磁場を打ち消すように誘導電流が流れて、ダンパーコイルの内側には安定な磁場が実現される。メインコイルおよび超伝導シムコイルを励磁する時は、ダンパーコイルを T_c 以上に保持しなければならないが、一時的にヒーターで熱シールドチューブを加熱すればよいので技術的に大きな問題はない。

熱シールドチューブ間の隙間は数 mm なので、ダンパーコイルは 1 mm 以下の厚さにすることが望ましい。熱シールドチューブの表面に HTS を蒸着などで形成する方法も考えられたが、本研究では製作上の容易さを考慮して Bi-2223 テープ線材を用いることにした。試作したダンパーコイルの構造と寸法を図 7-2 に示す。実際に使用した線材は住友電気工業(株)製 Bi-2223 (DI-BSCCO[®])の“High I_c Type”($I_c > 140$ A at 77 K, self-field)[1]で、線材の幅は 4.3 mm、厚さは 0.22 mm である。線材の断面写真を図 7-3 に示す。これを次のようにして製作した。まず、銅パイプの上に 1 層目を 49 ターン巻線し、全面を銀入りハンダ (62wt%Sn-2wt%Ag-Pb) で銅パイプにハンダ付けする。その上に 2 層目を同じターン数巻線し、これも全面に渡って 1 層目とハンダ付けをする。完成したダンパーコイルの写真を図 7-4 に示す。

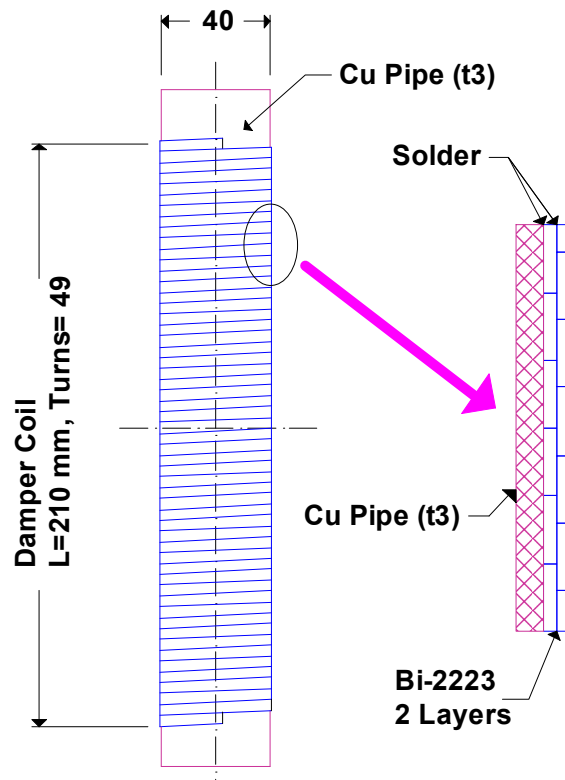


図 7-2 ダンパーコイルの構造



図 7-3 ダンパーコイルに使用した Bi-2223 超伝導線の断面図



図 7-4 ダンパーコイルの完成写真

7.3 ダンパーコイルの試験

7.3.1 インサートクライオスタット

ダンパーコイルを磁場中で冷却して長時間保持するため、冷凍機を搭載したインサートクライオスタットを製作した。このクライオスタットの構造を図 7-5 に示す。ダンパーコイルは直径 30 mm の銅ロッドを介して住友重機械工業(株)製の 1 段式 GM 冷凍機 (RDK-400B) で冷却される。冷凍機の冷却能力は 54/70 W (50/60 Hz) @ 40 K で、コールドヘッドの最低到達温度は 25 K 以下である。クライオスタットの先端は METROLAB 社製 PT2025 Teslameter での磁場計測ができるように内径 24 mm の室温空間を有している。ダンパーコイルの上端と下端には酸化ルテニウム温度センサー (Scientific Instruments 社製、RO-105) を取り付けて、温度モニター (Cryocon 社製、Model-43B) により常時温度の計測を行った。

7.3.2 ダンパーコイル冷却による磁場ヒステリシス

ダンパーコイルを T_c 以下に冷却すると図 7-6 に示すように磁場は 100 ppm 以上上昇した。ダンパーコイルの上端と下端の温度はそれぞれ 19 K と 23 K まで冷却された。その後は図 7-7 に示すように、ほぼ一定の温度を保持しており、上端と下端の温度変化はいずれも 0.5 K 以内であった。磁場は上昇後徐々に下がっていき、約 4 日後にはダンパーコイルを冷却する前の値まで戻った。後述する試験を 55 日間行った後、冷凍機を停止してダンパーコイルを昇温すると、今度は逆に磁場が下降した後上昇に転じた。ダンパーコイルの下端の温度と磁場の関係を図 7-8 に示す。これを見ると冷却過程と昇温過程で磁場はヒステリシスループを描く変化を起こしている。昇温後の磁場の値が冷却前の値からずれているのは、55 日間の磁場ドリフトによるものである。

また、上記の現象が示すように中心磁場の値はダンパーコイルの温度に強く依存しており、ダンパーコイルを使用する時はコイルの温度変化を最小限に留めて安定に保つ必要があることが分かった。

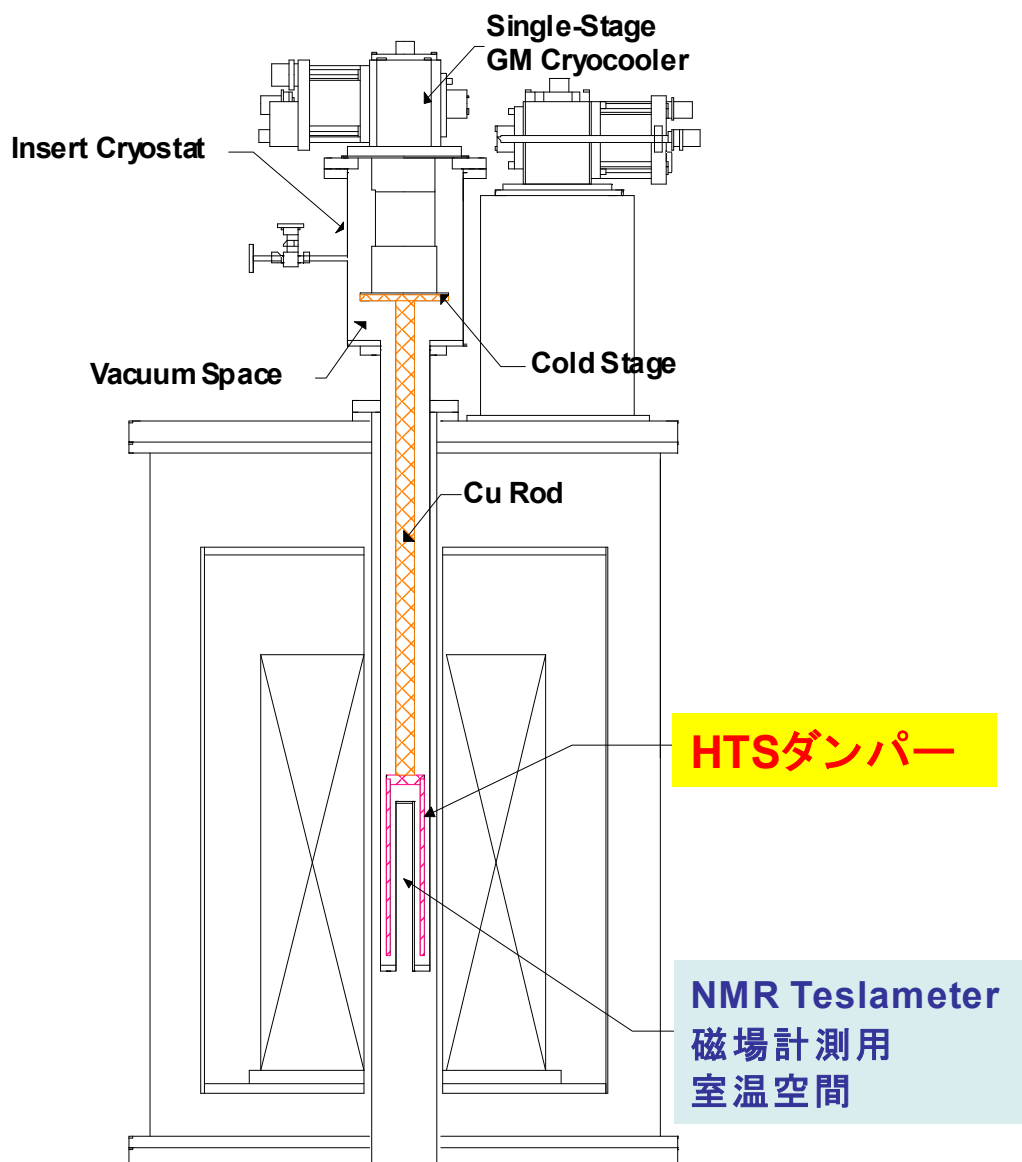


図 7-5 ダンパーコイルテスト用インサートコイルの構造図

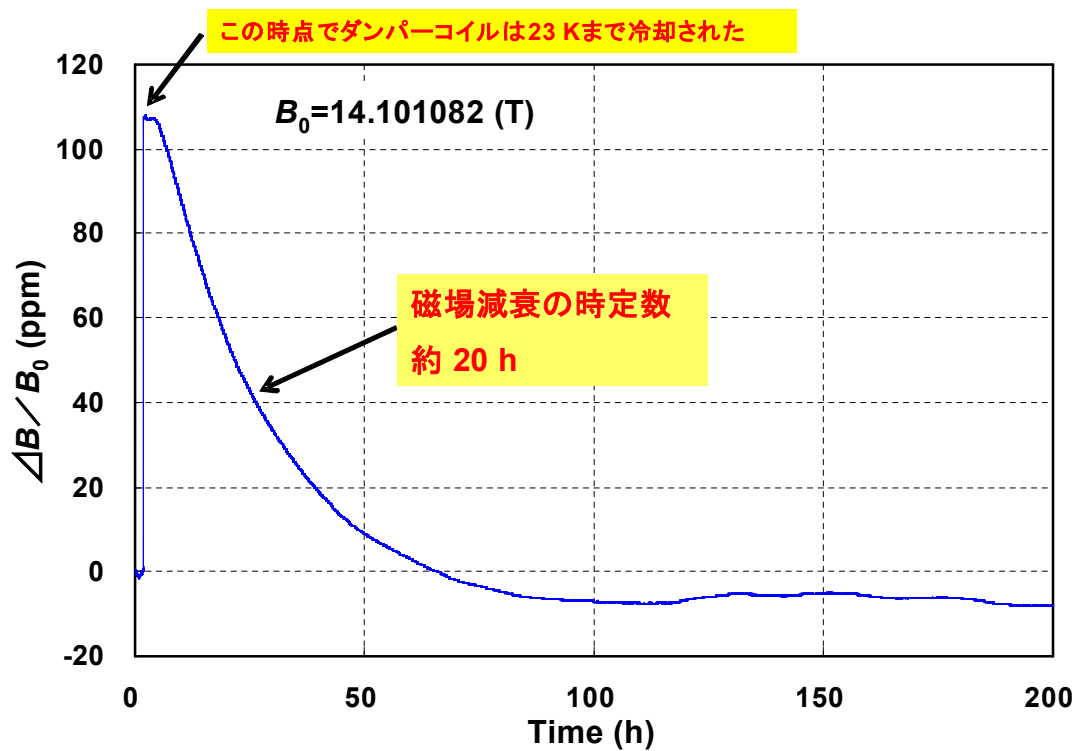


図 7-6 ダンパーコイル冷却による磁場上昇とその後の磁場減衰

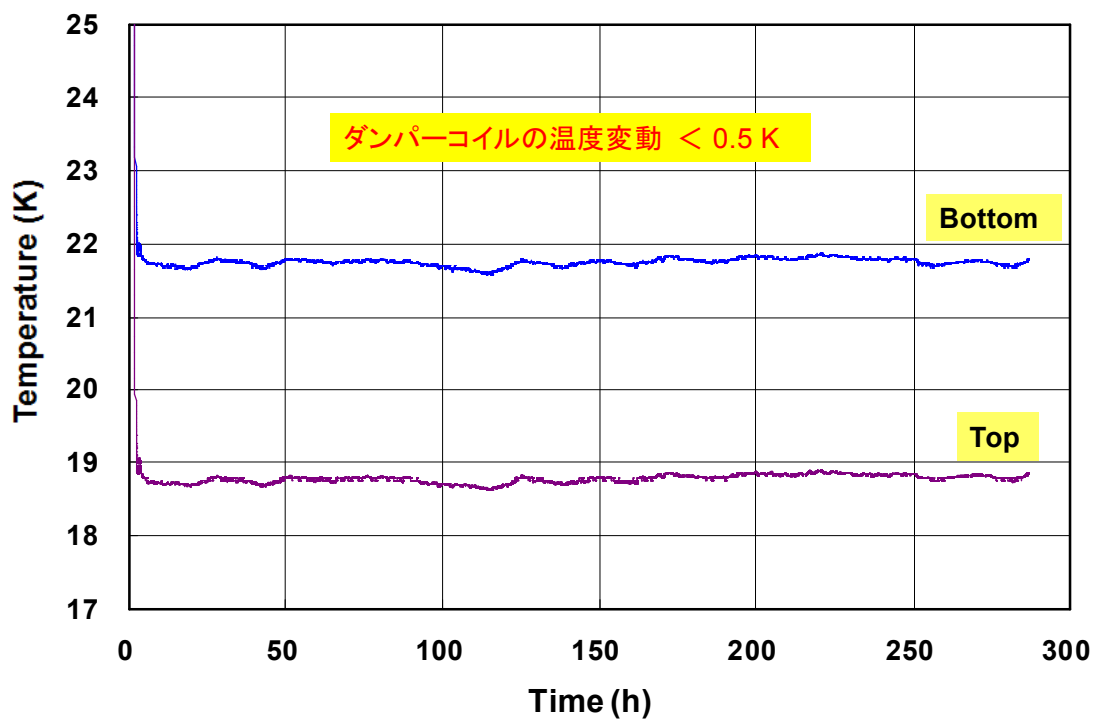


図 7-7 冷却後のダンパーコイルの温度

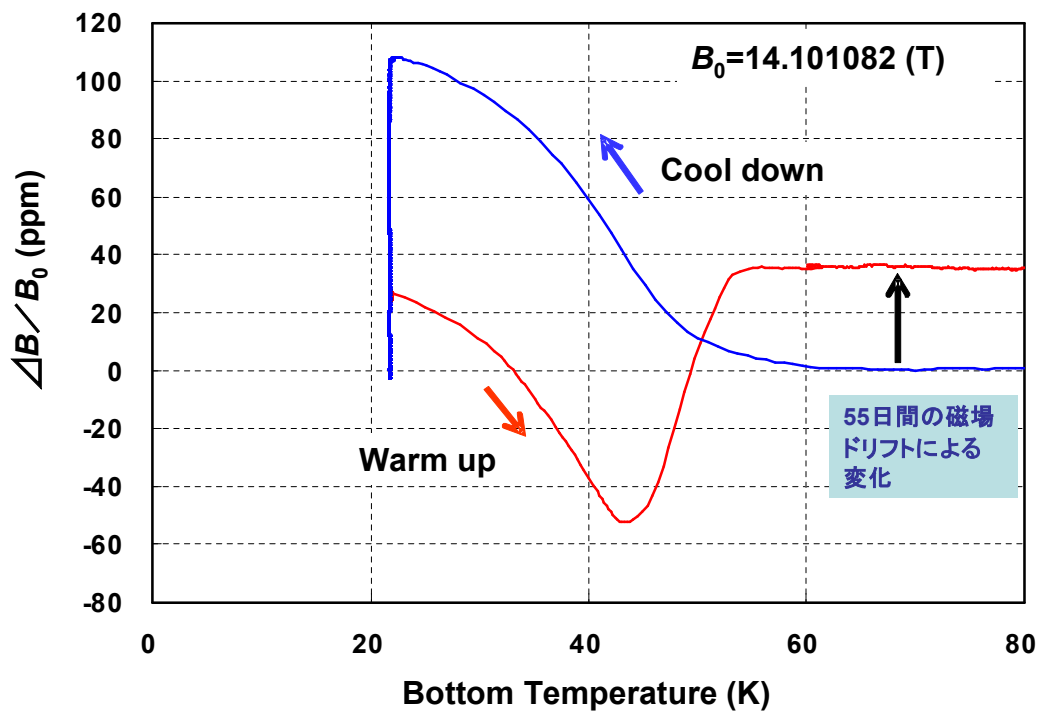


図 7-8 ダンパーコイルの冷却と昇温過程における磁場変化のヒステリシス

7.3.3 ダンパーコイルの効果

ダンパーコイルが動作していない状態の磁場変動を図 7-9 に示す。これに対して、ダンパーコイルの冷却から 100 時間以上経過して磁場が安定な状態になった時の短時間の磁場変化を図 7-10 に示す。ダンパーコイルが動作していない時は図 7-9 のように 1.2 ppm の変動があったが、動作中は図 7-10 のように 0.07 ppm まで低減しており、ダンパーコイルが有効に動作したことを示している。これらと同じスケールで比較したグラフを図 7-11 に示す。これを見ると、ダンパーコイルにより変動磁場が低減されていることが明らかである。

0.07 ppm という値は Teslometer の測定精度と同程度に小さい。永久電流モードで運転される通常の NMR マグネットにおける測定結果でも、この程度の変動が観測されている。比較のため同じ型式の Teslometer を用いて、永久電流モードで運転されている別の 600 MHz NMR マグネットの磁場測定を行った。その結果を図 7-12 に示す。測定結果は 0.15 ppm 程度の変動があることを示している。永久電流モードで運転されるマグネットの磁場は図 6-11 に示したように安定しており、短時間で上昇と下降を繰り返すような変化はしない。これより、図 7-12 の変動は計測器の測定誤差によるものと考えられる。このため図 7-10 における磁場変動の値 0.07 ppm には計測器の測定誤差が含まれており、実際の磁場変動は更に小さいと推測された。

7.3.4 外部磁場の変化に対する応答

ダンパーコイルの変動磁場低減効果を数値的に示すため、超伝導 z^0 シムコイルを使って外部磁場を変化させた。ダンパーコイルが動作していない状態で、 z^0 シムに ± 0.99 A 通電した時の中心磁場は図 7-13 に示すように 59 ppm 変化した。これに対してダンパーコイルが動作中は図 7-14 に示すように 1.1 ppm まで低減した。

これらの結果より、ダンパーコイルに流れる誘導電流で変動磁場が遮蔽されていることが明らかとなり、その変動磁場低減効果は約 0.02 であることが分かった。マグネットの磁場変動が 2 ppm ならば、ダンパーコイルが動作している状態では磁場変動は 0.04 ppm まで低減されることになる。この値は非常に小さい値で、電源駆動モードでも永久電流モードにおける磁場安定度に近い状態を実現することができることを示している。

z^0 シムコイルを励磁して外部磁場を変化させた状態を数日間保持し、磁場が時間経過によりどのように変化するかという過渡応答特性を測定した。その結果を図 7-15 に示す。 z^0 シムコイルによる外部磁場の変化に対して、ダンパーコイルにはこれを遮蔽するように電流が誘導され、ある時定数で減衰している様子が観察された。この時定数は約 20 時間で、超伝導線の銀マトリクス of 抵抗およびハンダ付け部の接続抵抗に依存していると考えられる。

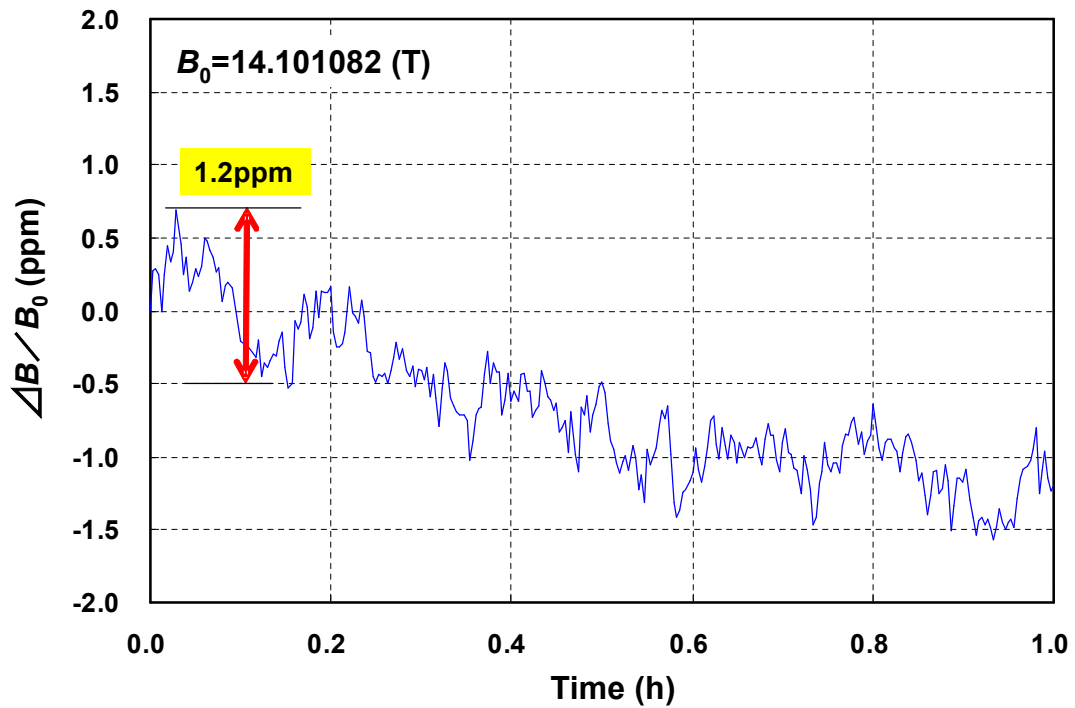


図 7-9 $T > T_c$ ダンパーコイルが動作していない時の磁場変動

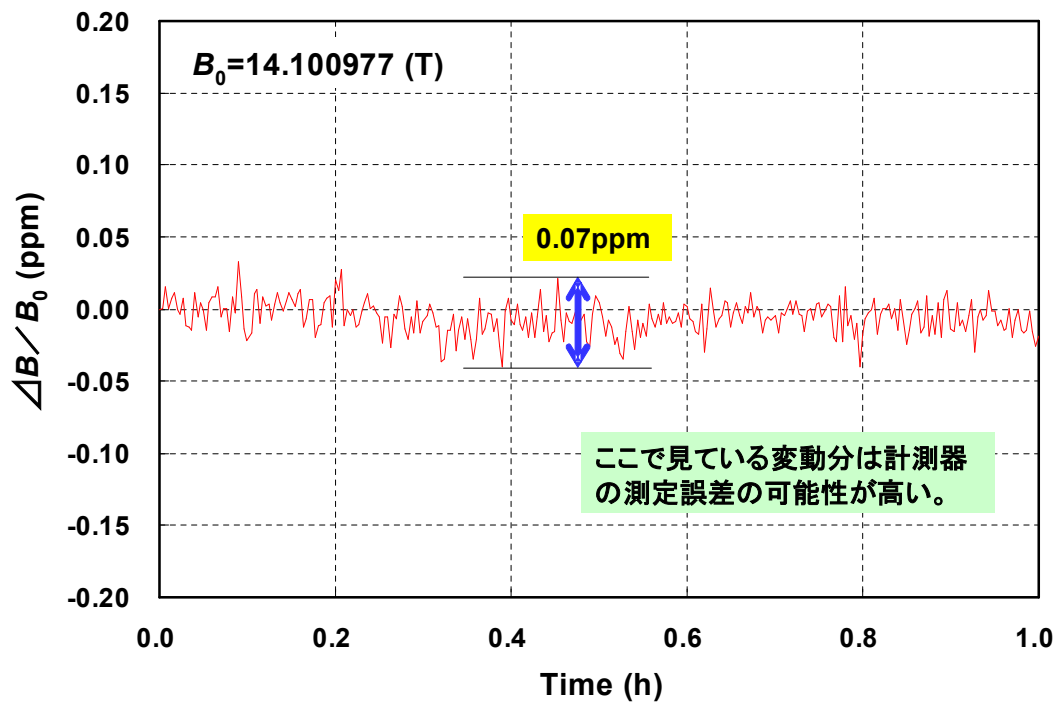


図 7-10 $T < T_c$ ダンパーコイルが動作している時の磁場変動

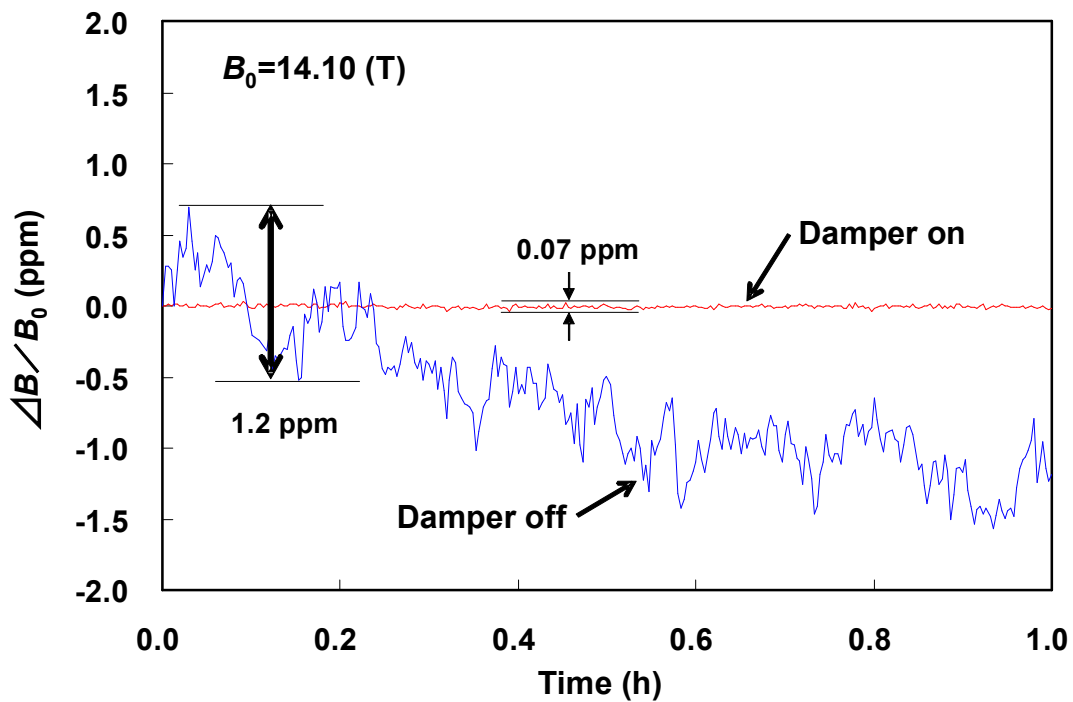


図 7-11 ダンパーコイルの動作時と非動作時における磁場変動の差異

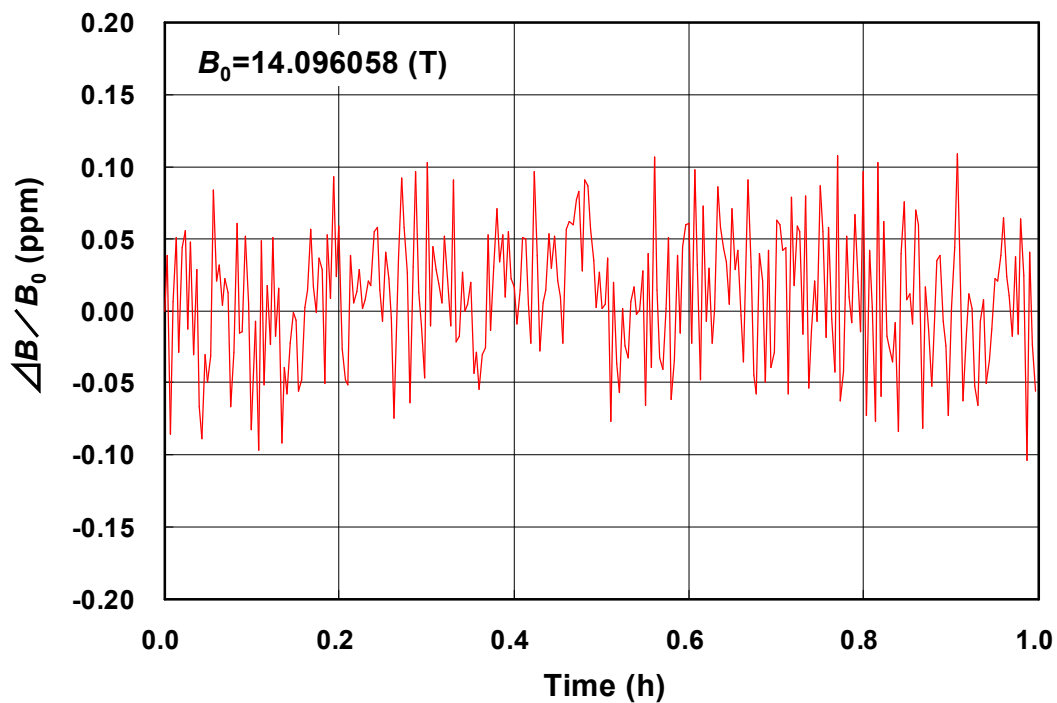


図 7-12 比較のため同型の測定器で、永久電流モードでの磁場変動を測定した結果

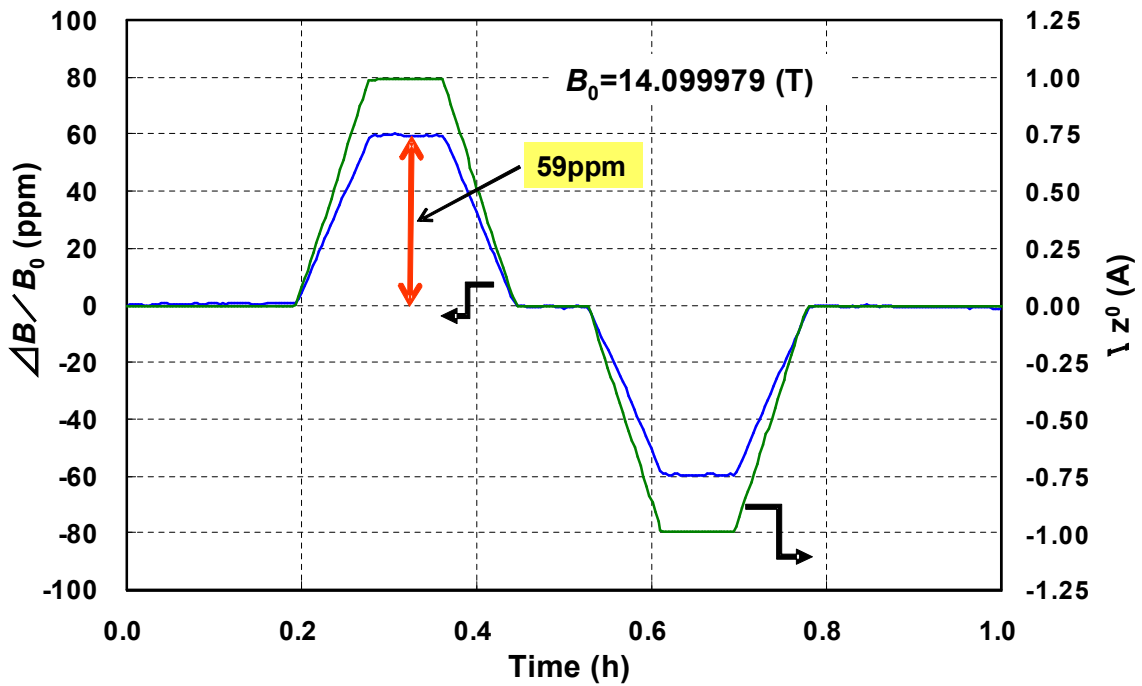


図 7-13 ダンパーコイルが動作していない状態で、 z^0 シムに $\pm 0.99 \text{ A}$ 通電した時の中心磁場の変化

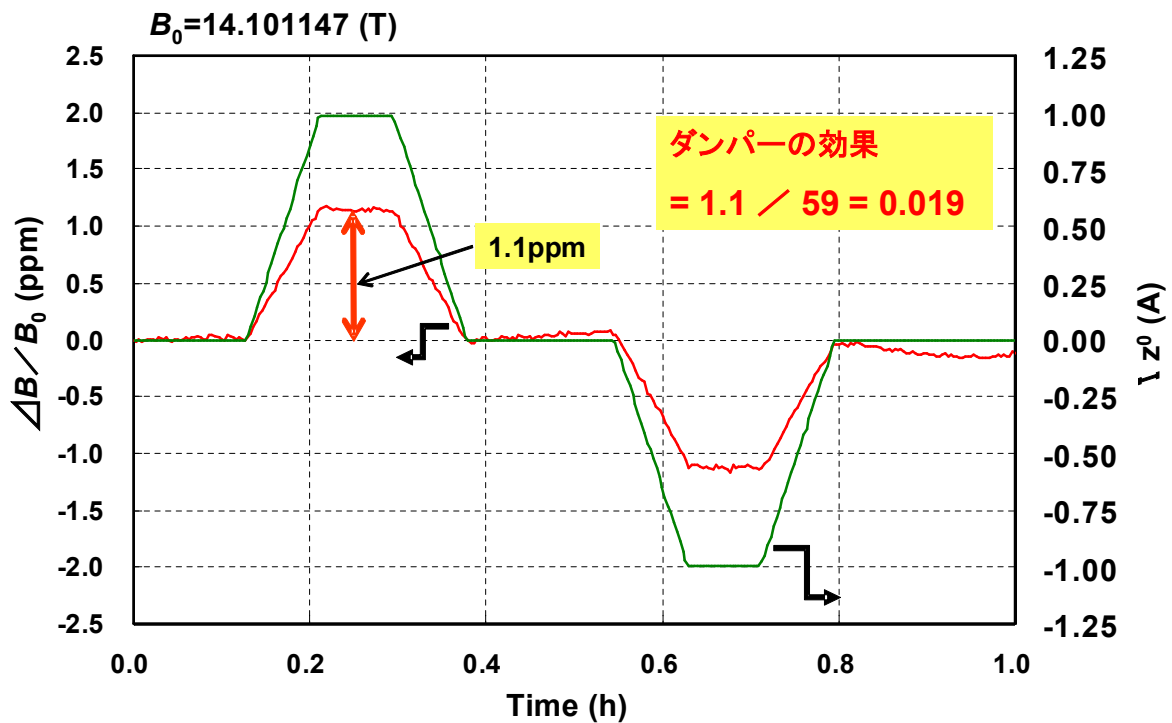


図 7-14 ダンパーコイルが動作している状態で、 z^0 シムに $\pm 0.99 \text{ A}$ 通電した時の中心磁場の変化

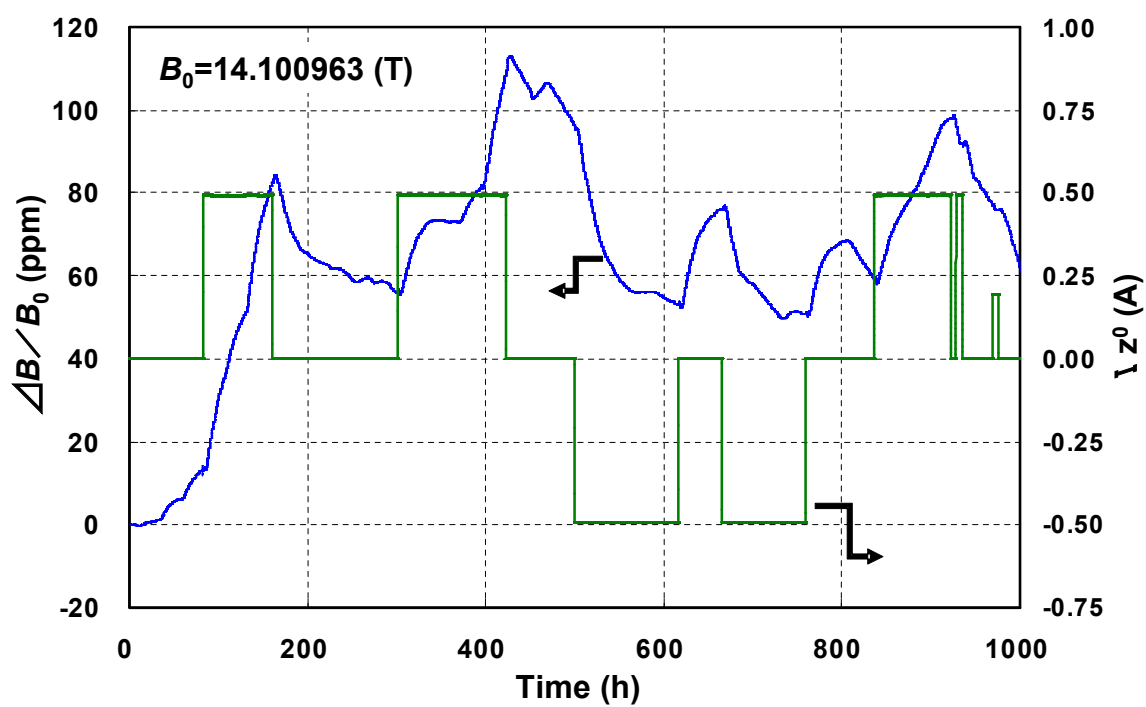


図 7-15 z^0 シムコイルを励磁して外部磁場を変化させた状態を数日間保持し、磁場変化の過渡応答特性を測定した結果

7.3.5 絶縁型ダンパーコイル

図 7-8 に示すように、ダンパーコイルの冷却過程と昇温過程で磁場はヒステリシスループを描く変化が観測された。この現象については Bi-2223 超伝導体自身が引き起こしている可能性があり、これを解明するため絶縁型ダンパーコイルを製作した。寸法と構造は同じだが、1 層目と 2 層目の層間およびターン間が絶縁されており、誘導電流が流れない構造となっている。これをダンパーコイルと同様に磁場中で冷却したが、図 7-16 および図 7-17 に示すように磁場ヒステリシス現象は観測されなかった。

また、冷却後の磁場を測定し絶縁型ダンパーコイルの場合は図 7-18 に示すように磁場変動が残っており、変動磁場低減の効果は見られなかった。更に、 z^0 シムコイルに ± 0.99 A 通電して外部磁場を変化させたが、図 7-19 に示すように磁場はダンパーコイルがない時と同じ変化を示し、効果は見られなかった。

7.4 考察

磁場変動を低減するため Bi-2223 テープ線材を使って磁気ダンパーコイルを製作し、1 段式 GM 冷凍機により T_c より十分低い約 23 K まで磁場中で冷却した。このダンパーコイルは有効に動作し、変動磁場は約 0.07 ppm に低減された。 z^0 シムコイルを使った外部磁場の変化により、ダンパーコイルの変動磁場低減効果は 0.02 であることが分かった。これよりダンパーコイル動作時の実際の変動磁場は 0.04 ppm 程度と推定される。

本研究により、これまで安定度が問題とされてきた電源駆動モードでも永久電流モードに近い高い磁場安定度を実現することが可能であることを示すことができた。 z^0 シムによる磁場安定化手法は、それ自身では必ずしも十分な安定度を確保できていないが、通常高分解能 NMR 計測で使用されている NMR ロックを併用すれば電源駆動モードで十分良い NMR 信号を得ることが期待できる。また、ダンパーコイルは安定度の悪い電源に対しても磁場を安定化できるメリットがあり、この場合も NMR ロックとの併用で高分解能 NMR 計測が実現できると期待される。

ダンパーコイル冷却時に観測された磁場の上昇と下降、更には冷却と昇温過程における磁場ヒステリシスの現象は十分には解明されていない。絶縁型ダンパーコイルでは、これらの現象は観察されなかったため、ダンパーコイルに使われた超伝導体の超伝導転移に伴う現象ではないと考えられる。ダンパーコイルの冷却による磁場の上昇は、その後約 4 日かけて減衰している。この時定数は外部磁場を変化させた時の値と同じである。これらの結果より、ダンパーコイルが冷却されて超伝導状態に転移した時、何らかの原因でダンパーコイルに電流が誘起されたと推測される。ダンパーコイルの Bi-2223 が超伝導転移した時、Bi-2223 内部から排除された磁束はダンパーコイルを通過するので、これが影響しているのではないかと考えられるが、現象を解明するには至っていない。このメカニズムの解明は今後の課題として残っている。

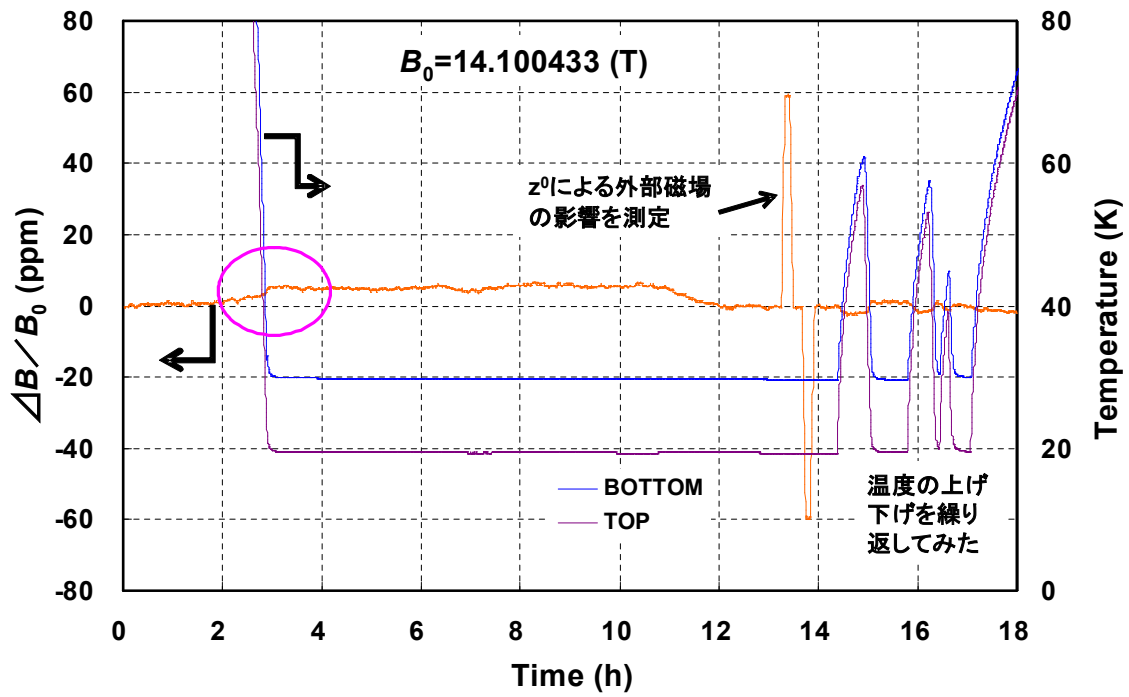


図 7-16 絶縁型ダンパーコイルを冷却した時の磁場変化

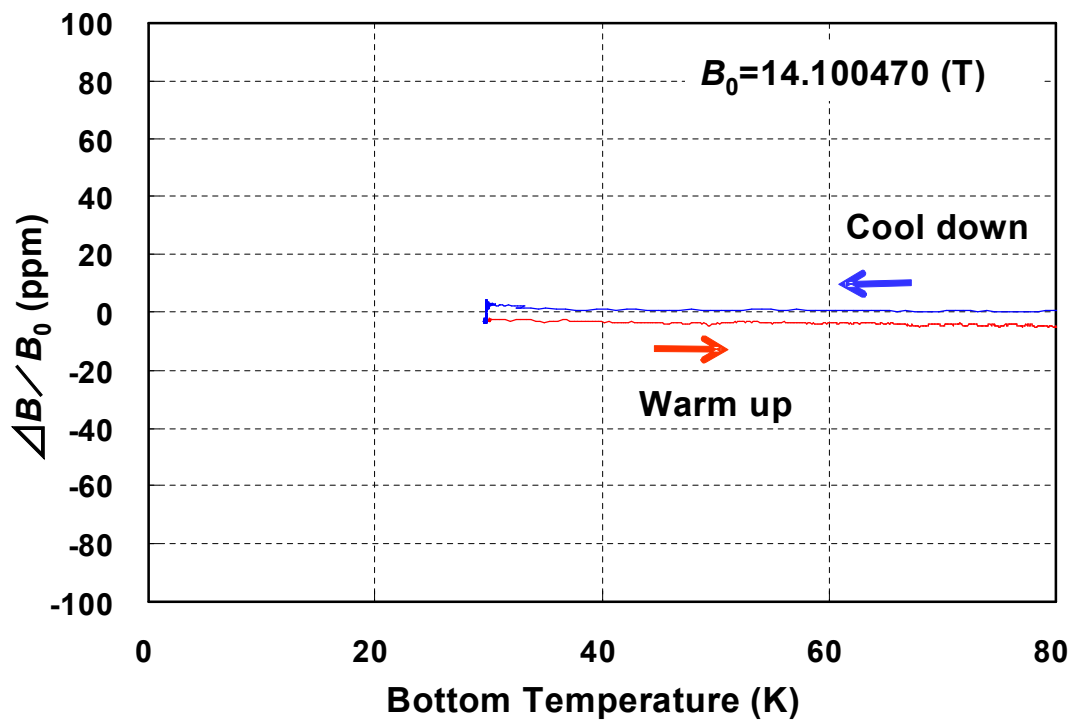


図 7-17 絶縁型ダンパーコイル冷却・昇温時の磁場変化

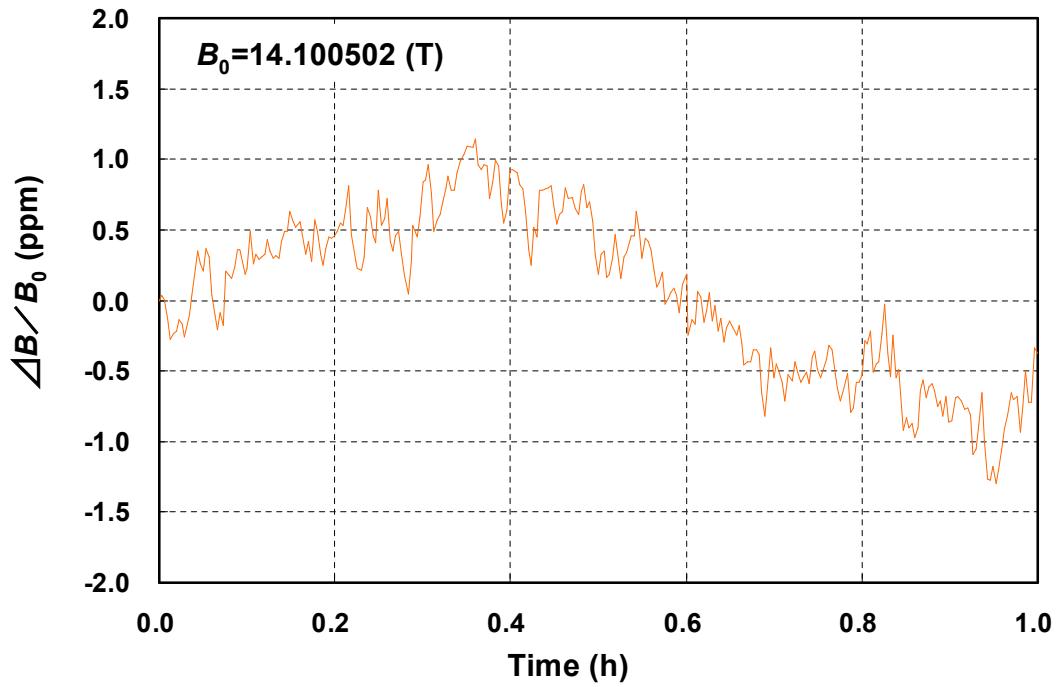


図 7-18 絶縁型ダンパーコイル冷却後の磁場変動

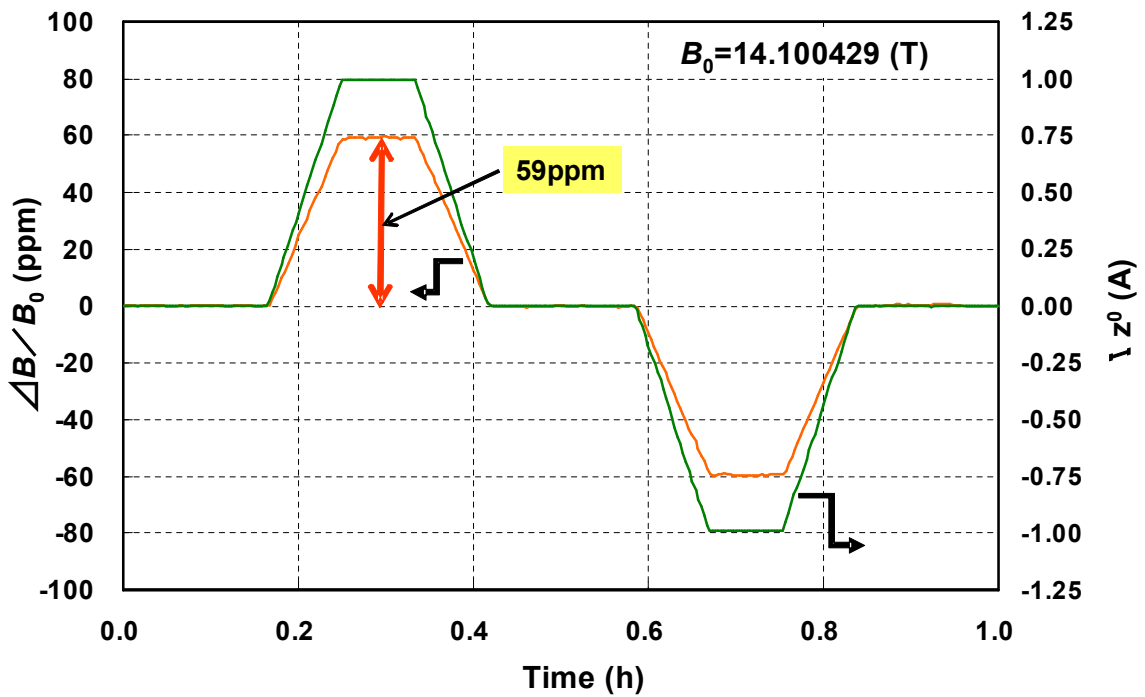


図 7-19 絶縁型ダンパーコイルを冷却した状態で、 z^0 シムに ± 0.99 A 通電した時の中心磁場の变化

参考文献

- [1] N. Ayai, T. Kato, J. Fujikami, K. Fujino, S. Kobayashi, E. Ueno, K. Yamazaki, M. Kikuchi, K. Ohkura, K. Hayashi, K. Sato, and R. Hata, "DI-BSCCO wires by controlled over pressure sintering," *Journal of Physics: Conference Series*, **43** (2006) 47-50.

第 8 章 HTS を使った高分解能 NMR 計測

物質・材料研究機構が所有する 920 MHz NMR マグネットの最内層 Nb₃Sn コイルを、HTS を用いたコイルに置き換えて 1 GHz (23.48 T) 以上の磁場発生を目指すプロジェクト「超 1 GHz NMR システムの開発」が平成 18 年度から平成 22 年度において進められている。本プロジェクトでは、920 MHz NMR マグネットの改造に先立ち、第 5 章から第 7 章で述べた試験に使用された 600 MHz NMR マグネットの内層コイルを HTS で製作したコイルに置き換えて、NMR マグネットとしての特性評価を行った。HTS コイルを用いた NMR マグネットを 500 MHz で試験を行い、NMR としての評価を行ったので本マグネットを HTS-500 と称している。

なお、8.2.2 節の高分解能 NMR 計測は、理化学研究所横浜研究所 NMR 装置技術研究チームおよび千葉大学などにより成されたものであり、成果は筆者に帰属するものではない。ここでは、HTS-500 の成果を説明するため、参考データとして NMR スペクトル等の結果について記載した。詳細は柳澤らの文献に記載されている[1]。

8.1 HTS コイルの製作

HTS コイルの製作に用いられた線材は住友電気工業(株)製の Bi-2223 線材である。この線材は粉末法 (Powder in Tube:PIT) と呼ばれる方法で作られている。まず Bi-2223 の粉末を銀パイプに詰めて伸線する。これを束ねて銀シースに入れて、更に伸線していく。基本的に酸化物超伝導体は 2 次元的な結晶構造のため、強い異方性を示す。結晶の配向を揃えて、電流が流れる Cu-O 面を電流方向に合わせるために 1 次焼成により Bi-2223 結晶を成長させた後、圧縮によって結晶配向が揃うという特徴を利用して圧延加工が施される。更に、結晶粒どうしの結合を強めるため 2 次焼成が行われる。近年、この焼成プロセスで加圧焼成法が開発され、超伝導フィラメントの高密度化により臨界電流の向上が図られている[2]。

(1) コイル No.1

当初、製作された Bi-2223 線材は図 7-3 に示すように補強材がなく、曲げれば簡単に折れるので取扱いに注意しなければならなかった。このような線の特徴を考慮し、ダブルパンケーキ方式でコイル製作を行った。これをコイル No.1 と称している。このコイルのパラメーターを表 8-1 に示す。ダブルパンケーキコイルは、コイルに必要な線材長さの半分に相当する線をあらかじめ別の予備リールに巻き取っておく。そこから超伝導線を巻き型に巻いていくが、この時予備リールも巻き型と一緒に回転させる。コイル半分を巻線した後、超伝導線を切断し、予備リールに巻いてあった線を巻き型に巻線していく。このようにしてコイルの中央でつながった二つのパンケーキ型コイルを製作することができる。これが、一般的にダブルパンケーキコイル

と呼ばれるものである。Bi-2223 線材は絶縁処理がされていない。そこで、厚さ 0.08 mm のエポキシ樹脂を浸み込ませたプリプレグテープ(株寺岡製作所製エポキシ樹脂含浸テープ、支持体ガラスクロス)を超伝導線と一緒に巻線した。これにより、コイルのターン間の絶縁が図れるだけでなく、巻線後に加熱することで超伝導線とプリプレグテープが接着するので、コイルを一体化することができる。また、最初のコイルを巻き終わったあと、次に巻くコイルとの間に厚さ 0.3 mm の GFRP シートをコイル間に挟むことによって、パンケーキ間の絶縁とした。

ダブルパンケーキコイルはステンレス製のフォーマーに厚さ 0.3 mm の GFRP シートを挟み込みながら、42 個積み重ねた。ダブルパンケーキコイル間の接続は、Cu 安定化 YBCO 線材をコイル間にあてがい、ハンダ付けすることで行った。この接続を 41 箇所行い、ひとつのコイルと成した。GFRP シートおよびダブルパンケーキ自身の厚さにばらつきがあることから、積み重ねた後のコイル長さが設計値と僅かにずれることが予想された。この点を考慮して、フォーマーのフランジ位置は任意の位置に取り付けられるよう、設計面での配慮を行った。

Bi-2223 線材は長さ 450 m のスプール 5 個で供給されたが、線材厚さが他のスプールのものと比べて 0.01 mm 厚いスプールがあった。また、巻線途中でプリプレグシートの破断が時々発生した。これの補修には厚さ 25 μm のポリイミドテープを使用した。これらの影響で、ダブルパンケーキコイル巻線外径は約 2 mm のばらつきが生じた。ダブルパンケーキの積み重ね作業においては、これらのばらつきを考慮し、磁場均一度への影響を最小限に留まるよう配慮した。

完成したコイルの写真を図 8-1 に示す。本コイルは、試験用の大口径マグネット内に設置して 6 T の外部磁場中で励磁試験を行い、180 A 通電し、外部磁場と合わせて 8.94 T 発生できることを確認した。

表 8-1 コイル No.1 のパラメーター

HTS内層コイル	
線材の種類	Bi-2223線材(補強なし)
線材の寸法(絶縁なし)	幅4.3 mm×厚さ0.22 mm
コイル内径	81.0 mm
コイル外径	120.6 mm
ダブルパンケーキの厚さ	9.3 mm
ダブルパンケーキあたりの巻数	66×2=132 ターン
ダブルパンケーキあたりの線材長	41.8 m
総ダブルパンケーキ数	42 個
総巻数	132×42=5544 ターン
コイル長さ	402.7 mm
線材長さ	1755.6 m
ターン間絶縁	厚さ0.08 mmプリプレグシート
コイル間絶縁	厚さ0.3 mm GFRPシート
単独で発生する磁場	0.01679 T/A



図 8-1 コイル No.1 の外観写真と外部磁場コイルに組み込んだ状況

(2) コイル No.2

ダブルパンケーキコイル方式の場合、コイル位置が僅かにずれても磁場均一度に影響を及ぼすので、高い磁場均一度を得るためには課題が多い。このため NbTi 線材や Nb₃Sn 線材を巻線するのと同様のレヤー巻線(整列巻線)方式でコイル製作を行うことができれば、磁場均一度への影響を小さくすることができる。Bi-2223 線材をレヤー巻線するためには、脆くて曲げるとすぐに折れるという取扱い上の問題点が解決されなければならない。更に、レヤー巻線の場合、線材のアスペクト比(厚さに対する幅の比率)が大きいとコイル端部での折り返しにおいて、線材のよじれが大きくなり巻線が困難になることが予想された。コイル No.1 の線はアスペクト比が約 20 であり、平角の NbTi 線材や Nb₃Sn 線材の約 1.6 と比べて大きい。このため、コイル No.1 で使った線の約半分の線幅のスリム線を用い、幅 2.7 mm、厚さ 0.22 mm の Bi-2223 線材を 2 枚重ねて、それを厚さ 0.05 mm の真鍮で挟みハンダ付けで一体化した補強型線材(4 ply 線、4 枚重ね)が開発された。断面写真を図 8-2 に示す。電気絶縁のため、厚さ約 0.0125 mm のポリイミドフィルムが半重ねで巻きつけられている。絶縁前の寸法は、幅 2.7 mm×厚さ 0.54 mm、絶縁後は幅 2.75 mm×厚さ 0.59 mm アスペクト比は 4.7 である。

コイル No.2 のパラメーターを表 8-2 に示す。この線を用いてレヤー巻線作業を行っている最中に Bi-2223 線が割れているのが見付き、製作は中断された。その後の調査で Bi-2223 線材どうしを接続するためのハンダが十分に線の間に入っておらず、密着が不十分で線に剥がれが生じ、割れが起きたことが判明した。線材メーカーで不具合について検討したが、4 枚重ねの場合どうしてもハンダ付けが不十分な箇所が残るので、このタイプの線材は長尺材を製作することが困難との結論に至った。

(3) コイル No.3

コイル製作には長尺線が必要である。Bi-2223 を両側から補強材で挟む 3 枚重ねの構造であれば、長尺線の製造が可能とのことであった。そこで、4.3 mm 幅の Bi-2223 線をブロンズ合金の線で挟み、ハンダ付けで一体化した 3 ply 線(3 枚重ね)が開発された[3]。断面写真を図 8-3 に示す。Bi-2223 超伝導線と補強線の間ハンダはほぼ均等に充填されている。補強材は表 8-3 に示すように、強度面では SUS304H が優れているが、比抵抗が高いことと磁性の影響を懸念して採用しなかった。ブロンズは真鍮と同程度の強度があり、77 K での比抵抗が小さいので、接続抵抗が小さくなる利点がある。この補強材により、50 mm の規定半径の曲げを加えても割れないことが確認された。

絶縁にはコイル No.2 の線と同様にポリイミドのフィルムが使われた。使われた線材の絶縁前の寸法は、幅 4.55 mm×厚さ 0.36 mm、絶縁後は幅 4.60 mm×厚さ 0.41 mm、アスペクト比は 11.2 である。コイル No.3 のパラメーターを表 8-4 に示す。

コイル No.1~3 に用いられた線材の臨界電流の比較を図 8-4 に示す。この図に示すように、Bi-2223 線の

臨界電流は印加する磁場の向きに依存する。テープ面に平行な磁場の臨界電流に対して、テープ面に垂直な磁場の臨界電流は約 35% 低下する。また、補強材の関係で、コイル No.3 に使われた 3 ply 線材の臨界電流はどうしても低下してしまう。600 MHz NMR マグネットの運転電流は 167 A であり、コイル No.3 を用いると約 580 MHz 発生できるが、NMR 分光計の周波数は、500 MHz、600 MHz と離散的なので、500 MHz の磁場発生を目指すことになった。図 8-5 にコイル No.3 のロードラインを示す。500 MHz であれば、 B_{\perp} (テープ面に垂直に磁場を印加) の臨界電流と比較しても十分なマージンがある。

図 8-6 に巻線時の写真を、図 8-7 に巻線完了後の写真を示す。アスペクト比の増加によりコイル端部での巻線処理に困難が伴うことが予想されたが、丁寧な作業と現場での工夫により整列巻線を完成させた。このコイル No.3 を 600 MHz NMR マグネットに組み込んだ時の断面図を図 8-8 に示す。

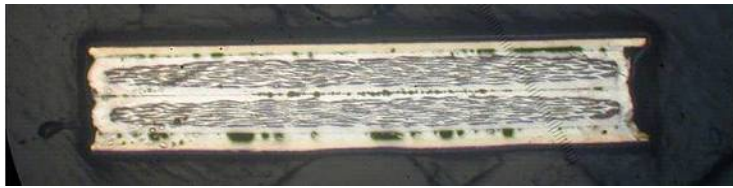


図 8-2 Bi-2223 4 ply 線の断面図

表 8-2 コイル No.2 のパラメーター

HTS内層コイル	
線材の種類	真鍮補強スリムBi-2223線材
線材の寸法(絶縁前)	幅2.7 mm × 厚さ0.54 mm
線材の寸法(絶縁後)	幅2.75 mm × 厚さ0.59 mm
コイル内径	81.0 mm
コイル外径	123.48 mm
コイル長さ	400.0 mm
総巻数(設計値)	144 × 36層 = 5184 ターン
線材長さ	1665.1 m
単独で発生する磁場	0.01575 T/A



図 8-3 Bi-2223 3 ply 線の断面図

表 8-3 コイル No.3 のパラメーター

HTS内層コイル	
線材の種類	ブロンズ補強Bi-2223線材
線材の寸法(絶縁前)	幅4.55 mm × 厚さ0.36 mm
線材の寸法(絶縁後)	幅4.60 mm × 厚さ0.41 mm
コイル内径	81.2 mm
コイル外径	121.0 mm
コイル長さ	375.23 mm
総巻数(設計値)	81 × 48層 = 3888 ターン
総巻数(実績)	3870ターン
線材長さ	1339.1 m
単独で発生する磁場	0.01249 T/A
最大経験磁場	11.75 T @ 144.17 A
最大フープ応力	53 MPa

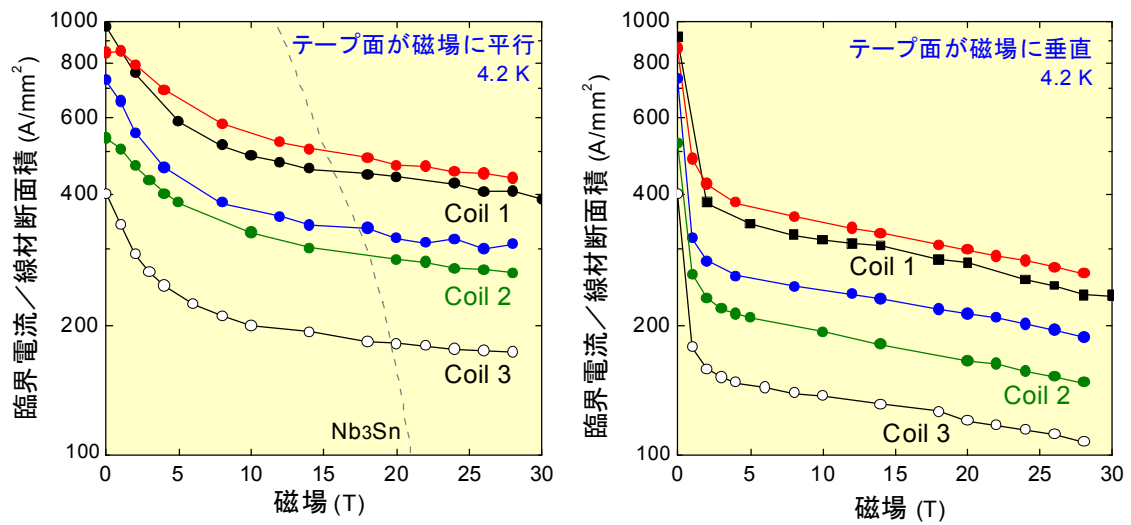


図 8-4 コイル No.1~3 に使用された線材の臨界電流の比較

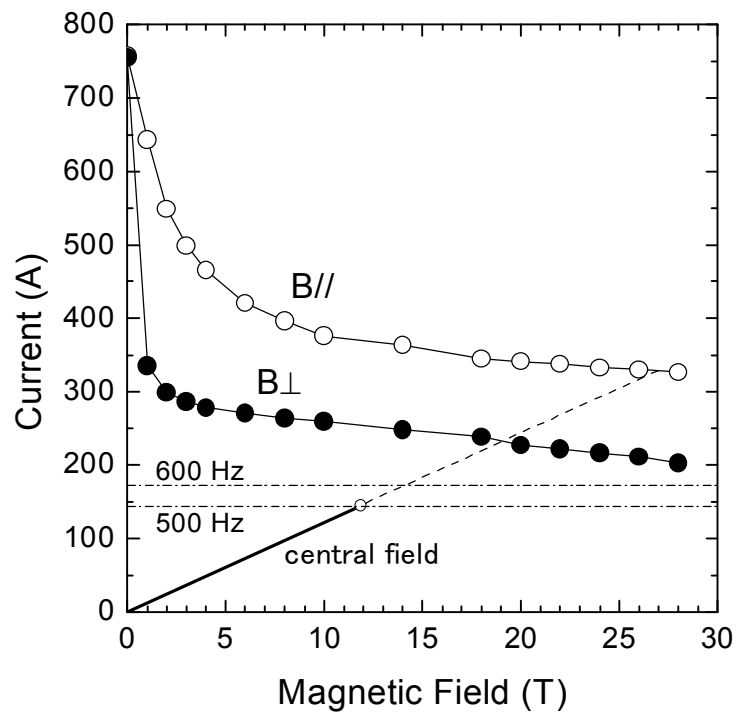


図 8-5 コイル No.3 のロードライン

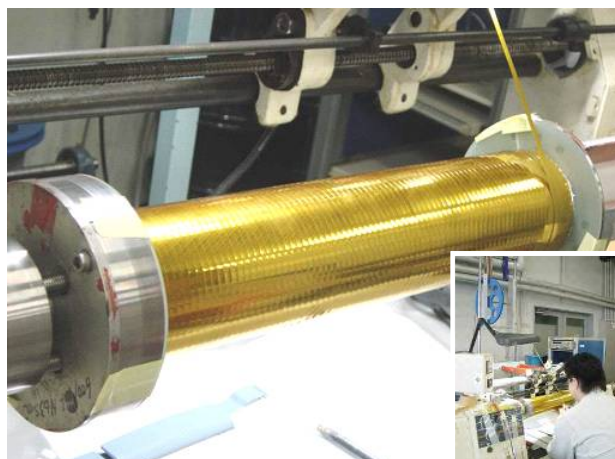


図 8-6 巻線作業中の写真

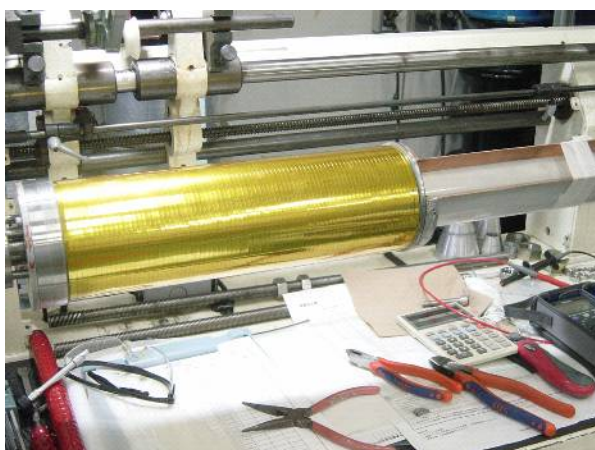


図 8-7 巻線完了後の写真

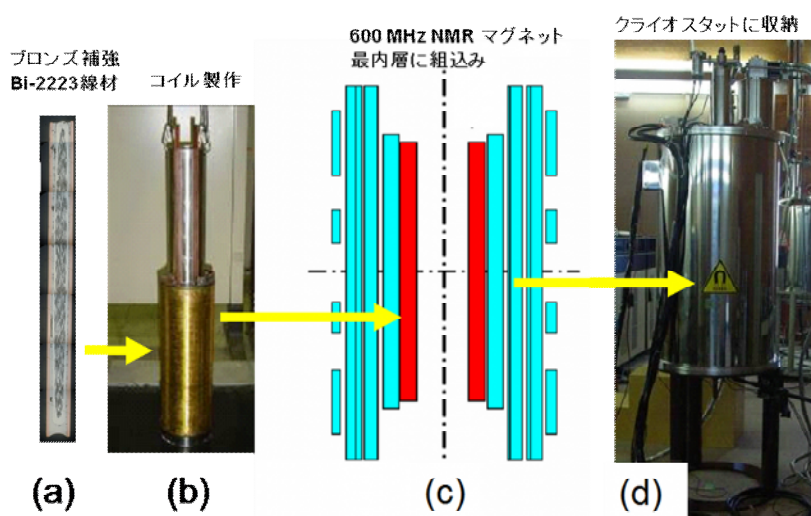


図 8-8 断面構造

8.2 HTS-500

8.2.1 600 MHz NMR マグネットへの組み込み

第6章で述べた電源駆動モード用に改造したクライオスタットを分解し、ヘリウム槽の底板下部の溶接箇所をグラインダーで切り取ってマグネットを取り出した。HTS コイルの組み込みは改造当初から想定していたので、溶接部は2~3回切断・再溶接を行えるよう切りしろを設けた構造にしてある。このため、ヘリウム槽溶接部の切断および組み込み後の再溶接は比較的容易に行うことができた。本マグネットは図6-3に示したように、ヘリウム槽上板のフィードスルーからメインコイル用とシムコイル用のケーブルが伸びてマグネットまで配線されている。ヘリウム槽の底を切り取ってマグネットを取り出したので、これらのケーブルを傷付けないよう注意しなければならなかった。

メインコイル内での結線を切り離して、メインコイルから内層Nb₃Snコイルを取りはずした。その後、HTSコイルNo.3を組み込んだ。コイルNo.3のリード線と外層Nb₃Snコイルおよび電流リードケーブルとはハンダ付けにより接続を行った。完成したコイルにフィードスルーに配線されているケーブルを接続し、マグネットを取り出した時と逆の要領でマグネットをヘリウム槽に組み込んだ。その後、ヘリウム槽底板下部の切断箇所を再溶接し、クライオスタットを完成させた。

クライオスタットは真空引き、リークテストが行われた後、液体窒素による予冷を経て液体ヘリウムで冷却された。冷凍機を稼働することで、液体ヘリウムは再液化され、蒸発量がゼロの状態を再現できた。この状態で励磁試験を行い、LTS+HTSのメインコイルに114.682 A 通電して11.82517 T = 503.47 MHzの磁場を発生させることに成功した。

8.2.2 高分解能 NMR 計測

Bi-2223コイルを組み込んだHTS-NMRマグネットはNMR分光計のある理化学研究所横浜研究所に持ち込まれた。マグネットの励磁には第6章で開発した高安定度電源(空冷式)より更に安定度が高い超高安定度電源(水冷式)が使用された。これは前田ら(理化学研究所)がデンマークのDanfysik社と共に開発した電源である。これにより外部電源の電流変動による磁場変動は、高安定度電源の約1 ppm/30 minから約0.3 ppmに減少した。図8-9に電源の外観写真と短絡運転時の安定度を示す。

この電源を用いて、HTS-500マグネットを144.936 A(11.84593 T = 504.35 MHz)まで励磁した後、電源駆動モードで一定値に保持した。励磁後、PT2025 Teslameterで観測した磁場変化を図8-10に示す。励磁直後の磁場は 1.9×10^{-5} /hで急上昇したが、励磁して110時間後には 5×10^{-8} /hまで低下した。これは、励磁中にBi-2223超伝導体に誘起された遮蔽電流により、マグネット中心に逆向きの磁場が生じたからであ

る。遮蔽電流が緩和し減衰するに連れて、見かけ上の磁場が上昇した結果と考えられる。Bi-2223 の超伝導フィラメントは部分的にブリッジしており、この部分を通ることで遮蔽電流が生じる。磁場の時間変化は時間の対数に比例しているため、遮蔽電流の緩和はフラックススクリープに支配されていることが分かる。その後、磁場変動が安定するのを待って超伝導シムコイルによる磁場均一度の調整が行われ、更に NMR 分光計の調整可能範囲内に入るよう電流を 143.725 A (499.9344 MHz) に変更された。次に、分光計を用いて RT シムコイルによる磁場均一度の調整作業が行われた。分光計で磁場変動を測定した結果を図 8-11 に示す。電源出力のリップルに起因する約 100 Hz (相対値 $=2 \times 10^{-7}$) の磁場変動が観測された。日々の変化として約 200 Hz の振幅の変動があるが、電源の冷却水はチラーで常時一定温度に冷却しているため、この変動は環境温度の変化によるものと考えられている。平均としては、遮蔽電流の緩和による約 6 Hz/h で磁場は上昇している。この結果より、電源駆動モードでも永久電流モードと同レベルの磁場安定度が実現されていることが分かる。この状態で ^2H 信号を利用した NMR ロックを動作させ、74 時間かけてクロロホルムの NMR 信号を周期的に取得した結果を図 8-12 に示す。ピーク周波数の変化は僅かに 0.25 Hz で、永久電流モードと同程度であった。NMR 信号の半値幅は計測開始時 0.67 Hz、74 時間後 1.31 Hz で、顕著な劣化は見られなかった。以上より、磁場と NMR 線形 (line shape) の安定度は高分解能 NMR を実施するに十分なレベルであることが明らかとなった。

図 8-13 にエチルベンゼンの ^1H スペクトルを示す。HTS-500 の S/N 比は 463 で、従来の永久電流モード運転の値 599 と遜色のない値であった。従来の NMR マグネットは永久電流モードで運転されるため、電流リードは切り離されている。これに対して HTS-500 は第 6 章で述べたように、常時電流リードがつながっており、冷凍機により電流リードからの侵入熱およびジュール熱を冷却している。冷凍機のディスプレイサーは上下動を繰り返すため、振動の発生は避けられない。図 8-14 に冷凍機の振動によるサイドバンド (ノイズ) が観測された NMR スペクトルを示す。図 8-15 はリゾチームの 2 次元 NOESY (Nuclear Overhauser effect spectroscopy) 信号で、従来の永久電流モードと HTS-500 の比較を示している。NOESY は ^1H 核の距離情報を与える計測で、信号の差分を取るため磁場の安定性が最も要求される計測のひとつである。この結果は、磁場の安定性とスペクトルの線形が良いことを示しており、電源駆動モードでも 12 時間に渡って磁場は十分安定で、良好な多次元 NMR 計測を行えることが分かった。

このように HTS-500 では振動によるサイドバンドが乗ってしまうが、ほぼ従来の永久電流モードの NMR 計測と同程度の性能を示すことを実証することができた。

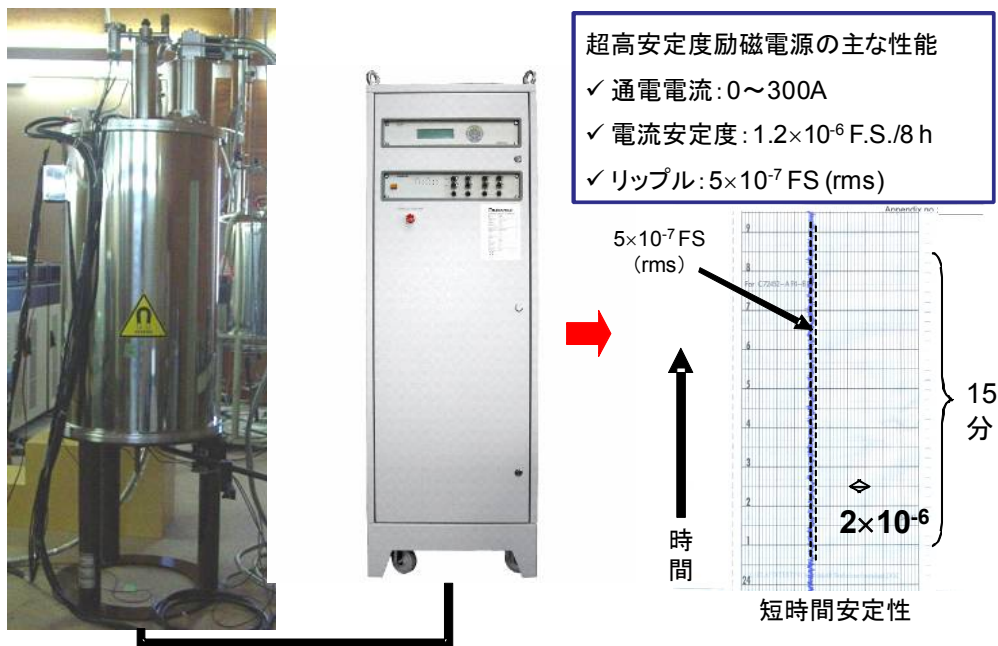


図 8-9 超高安定度電源

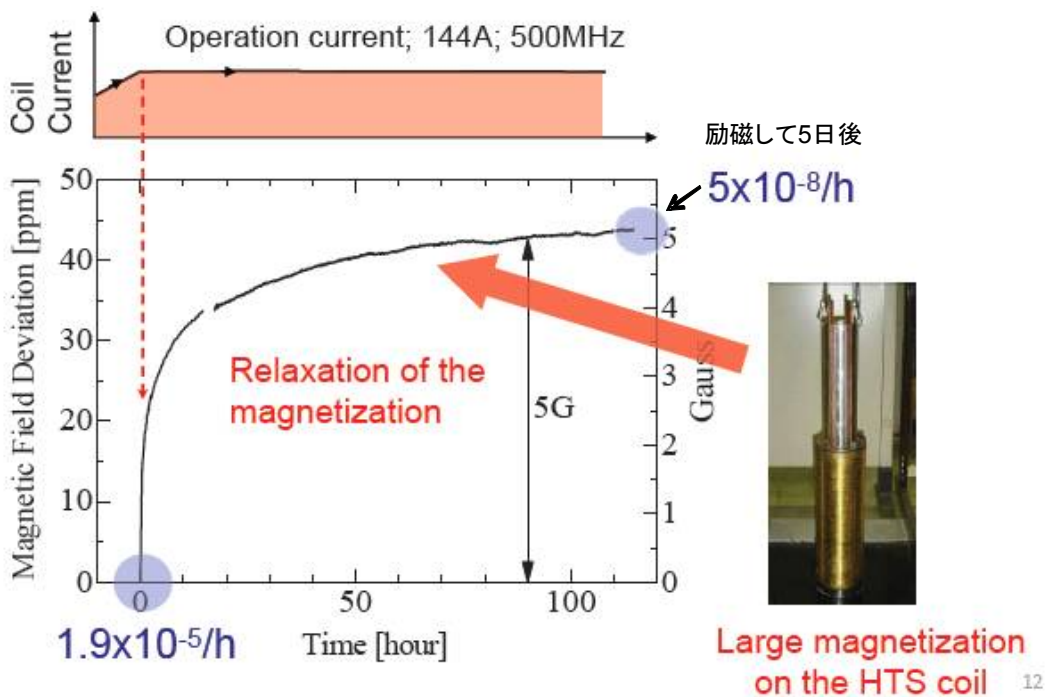


図 8-10 励磁後の磁場上昇

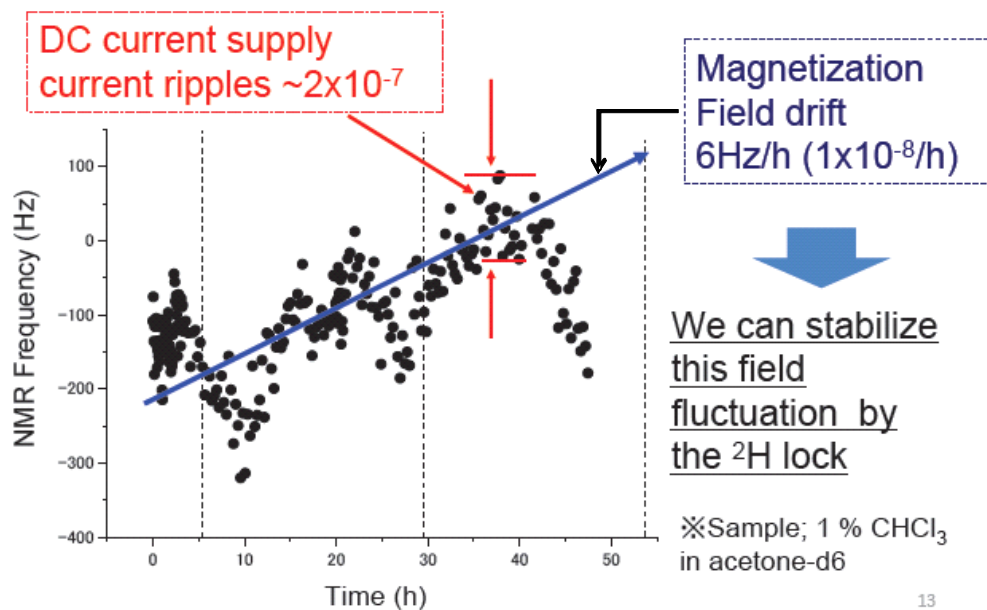


図 8-11 励磁後、安定した状態での磁場変化

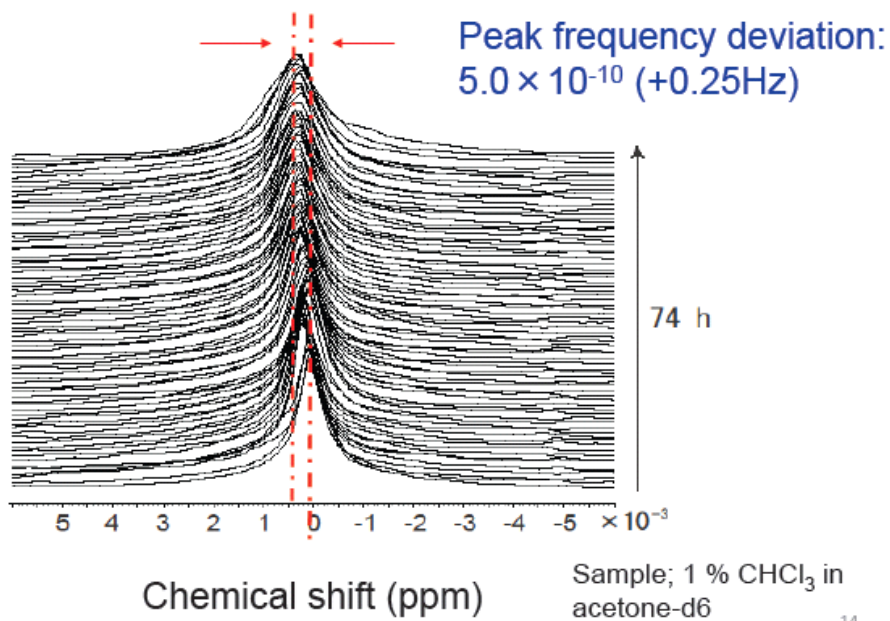


図 8-12 NMR ロックによる磁場安定化の結果

500MHz LTS/ HTS NMR

$$\text{Sensitivity } y = \frac{\text{Signal}}{\text{Noise}} = 463$$

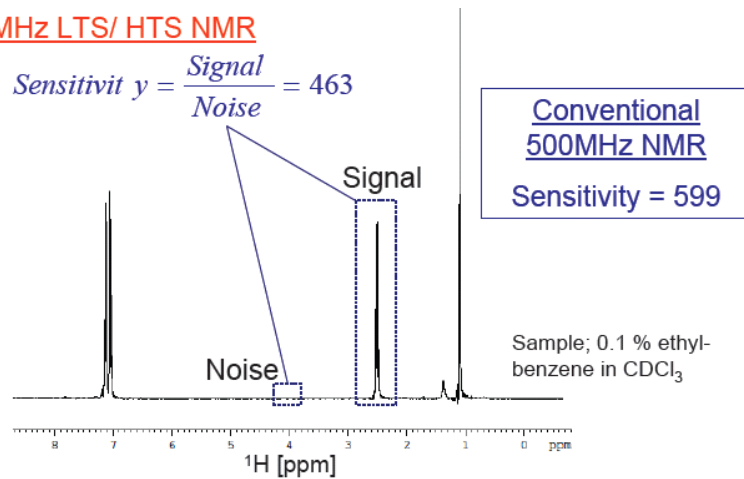
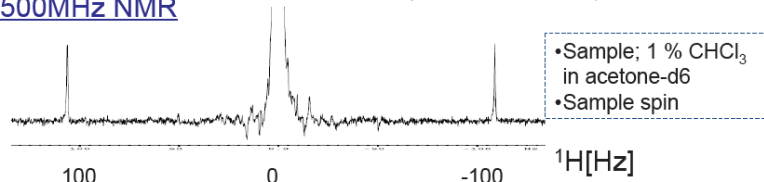


図 8-13 エチルベンゼンの ¹H スペクトルにおける S/N 比

Conventional 500MHz NMR

HHLW: 0.62 Hz (1.24×10^{-9})
Line shape (0.11% / 0.55%): 7.9 / 14.6 Hz



500MHz LTS/ HTS NMR

HHLW: 0.73 Hz (1.46×10^{-9})
Line shape: 23.7 / 40.3 Hz

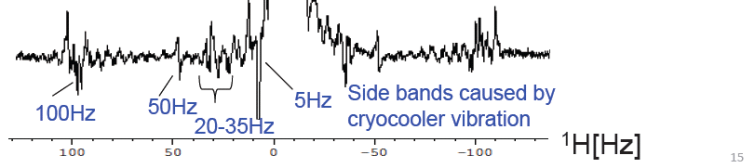


図 8-14 冷凍機の振動によるサイドバンド

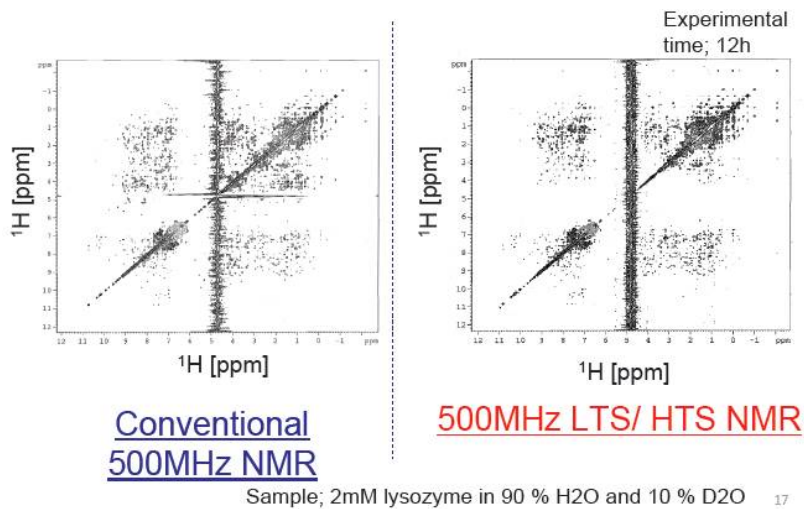


図 8-15 2次元 NMR スペクトルにおける比較

参考文献

- [1] Y. Yanagisawa, H. Nakagome, K. Tenmei, M. Hamada, M. Yoshikawa, A. Otsuka, M. Hosono, T. Kiyoshi, M. Takahashi, T. Yamazaki, and H. Maeda, "Operation of a 500 MHz high temperature superconducting NMR: Towards an NMR spectrometer operating beyond 1 GHz," *Journal of Magnetic Resonance*, 203, pp. 274-282, 2010.
- [2] N. Ayai, T. Kato, J. Fujikami, K. Fujino, S. Kobayashi, E. Ueno, K. Yamazaki, M. Kikuchi, K. Ohkura, K. Hayashi, K. Sato, and R. Hata, "DI-BSCCO wires by controlled over pressure sintering," *Journal of Physics: Conference Series*, 43 (2006) 47-50.
- [3] N. Ayai, T. Kato, J. Fujikami, S. Kobayashi, M. Kikuchi, K. Yamazaki, S. Yamada, T. Ishida, K. Tatamidani, K. Hayashi, K. Sato, R. Hata, H. Kitaguchi, H. Kumakura, K. Osamura, and J. Shimoyama, "DI-BSCCO wires with I_c over 200 A at 77 K," *Journal of Physics: Conference Series*, 97 (2008) 012112.

第9章 総括

9.1 結論

本研究では HTS の使用を想定した高磁場 NMR 用超伝導マグネットの開発を前提に、設計面ではメインコイルの概念設計、応力依存性、遮蔽磁場の影響の定量的評価を行ってきた。超伝導マグネットの磁場安定度に関しては、フラックスポンプによるドリフト補償、電源駆動モードでの磁場安定度の評価、HTS ダンパーコイルによる変動磁場の低減の研究を行ってきた。600 MHz NMR マグネットの最内層を Bi-2223 コイルで置き換えた HTS-500 を電源駆動モードで運転し、従来の永久電流モードでの高分解能 NMR と遜色のない NMR スペクトルデータを得ることができた。

これらの成果をまとめると次のようになる。

- 1) NbTi と Nb₃Sn を用いた従来の設計に HTS を加えることで臨界電流に対する制約は軽減された。約 200~230 MPa のフープ応力基準で 1.3 GHz (30.5 T) 級超伝導マグネットを設計すると、線材重量だけで 30 ton にも達する巨大なマグネットになることが明らかとなった。
- 2) マグネット設計において設計基準とするフープ応力の重要性が改めて認識された。そこで、モデルコイルを用いて、フープ応力で規制されたマグネット設計を行い、コイル体積や蓄積エネルギーなどの特性との相関を調べた。その結果、これらは中心磁場の 2 乗の指数関数に比例することが分かった。これは物性研究用の非破壊型常電導パルスマグネットでは指摘されていたが、超伝導マグネット設計にも応用できることを本研究は明らかにした。
- 3) ハステロイ製基材に超伝導体を形成する ReBCO 超伝導線などの Coated Conductor は 700 MPa の高い引っ張り応力下でも特性劣化が小さい。主に ReBCO 線材を用い、500 MPa の高いフープ応力設計条件下で 1.3 GHz (30.5 T) NMR マグネットの設計を行った。この結果、低応力の LTS+HTS マグネットの設計と比較して、線材重量が 1/15 になる小型軽量化できることを示した。
- 4) Bi-2223 や ReBCO 線材のようなテープ形状をした線材の場合、超伝導線に垂直な径方向磁場成分が作用すると、これを打消すように遮蔽電流が流れ、中心磁場と逆向きの遮蔽磁場を形成する。ReBCO 線材を用いて設計した 1.3 GHz (30.5 T) NMR マグネットにおいて、遮蔽磁場の大きさを数値計算で求めた。その結果、遮蔽磁場は設計磁場の約 6~9% になることが明らかとなった。
- 5) 補正コイルは遮蔽磁場を低減する効果があるが、従来設計の補正コイルでは効果が限られてきた。均一磁場空間を拡げる新たな補正コイルを工夫することで、約 10% 遮蔽磁場を低減できることを示した。
- 6) HTS を利用する場合、超伝導接続技術が未開発であり、永久電流モードで運転すると大きなドリフト (磁場減衰) が予想される。通常より 70 倍ドリフトの大きい 600 MHz NMR マグネットにフラックスポンプ

を使用したドリフト補償ユニットを組み込み、限られた日数ではあるが 1×10^{-8} /h 以下に収めることを実証した。

- 7) 超伝導マグネットを電源駆動モードで運転した時の問題点を検証するため、上記の 600 MHz NMR マグネットとそのクライオスタットを改造し、長期間に渡り電源駆動モードでの磁場安定度を測定した。この研究により、長期的な変動は超伝導 z^0 シムコイルを用いて補償することは可能だが、短期的な変動磁場についての対策が必要なことを示した。
- 8) 変動磁場対策として、HTS を用いて磁気ダンパーコイルを製作し、磁場中で冷却し変動磁場を 1/50 に低減できることを実証した。
- 9) 600 MHz NMR マグネットの内層 Nb_3Sn コイルを HTS コイルで置き換えた HTS-500 を製作した。このマグネットを、超高安定度電源を使って電源駆動モードで運転し、高分解能 NMR スペクトルを取得した。その結果、従来の永久電流モードでの高分解能 NMR スペクトルと遜色のない 1~3 次元の NMR スペクトルデータを得ることができた。これは将来 HTS を用いた 1.3 GHz (30.5 T) NMR マグネットが開発された場合、電源駆動モードでも高分解能 NMR 測定が可能であることを示している。

以上のように、本研究は従来の LTS では不可能な高磁場領域において、HTS を用いた NMR 用超伝導マグネットの実用化に結び付く重要な成果を上げることができた。

9.2 今後の課題

テープ形状をした Bi-2223 および ReBCO 線材は遮蔽磁場の問題があり、何らかの対策が必要である。本研究では改良型補正コイルで遮蔽磁場の低減を図ることが可能であることを示したが、実際の励磁を考えると遮蔽磁場の低減は不十分であり、更なる改良が必要である。柳澤らが検討している振動型オーバーシュート励磁方法は、実際の運転では有効な手段であり、更なる研究が望まれる。

本研究では行っていないが、HTS コイルの実用化においては、ノーマル相の伝播速度の評価およびこれを考慮したクエンチ保護の検討が必要と考えられる。特に ReBCO 線材では、ノーマル相の伝播速度は LTS と比較して 2~3 桁小さいと言われている。安定化銅の割合が少ないのでクエンチ時の温度上昇が問題になる可能性がある。HTS を使ったマグネット設計では、クエンチ保護の課題が残されている。

本研究では HTS コイルを使った高磁場 NMR 用超伝導マグネットが電源駆動モードで運転されることを想定し、酸化銅超伝導電流リードの採用および 4 K GM 冷凍機によるヘリウムガスの再凝縮を行った。しかし、4K GM 冷凍機の場合、ディスプレイサーの上下動による振動が避けられず、NMR スペクトルに振動によるサイドバンドが現れている。パルスチューブ冷凍機はディスプレイサーのような可動部分がないので、

4K GM 冷凍機と比較して振動が小さいとされている。そこで、HTS-500 では 4 K GM 冷凍機を 4 K パルスチューブ冷凍機に交換して、NMR データの採取が行われている。しかし、4 K パルスチューブ冷凍機においても高圧と低圧のヘリウムガスの切り替えによる脈動があり、これによる振動は避けられない。高分解能 NMR 測定ではできるだけ振動は小さい方が望ましいので、冷凍機の振動をマグネットに伝えないような工夫が必要である。

現在、HTS 線材の超伝導接続技術は確立されていないが、接続技術が開発されれば従来と同様に永久電流モードでの運転が可能になるであろう。本研究で行ったようなフラックスポンプによるドリフト補償を行えば、ドリフトが多少大きくても対応することは可能である。電源駆動モードでは超高安定度電源を常時使用するので電源の信頼性や停電時の対応を考慮しなければならない。しかし、永久電流モードでは電源を使わないので、この点優位である。このため HTS 線材の超伝導接続技術の開発は、非常に重要な課題である。

HTS 線材を使った実用的なマグネット開発は始まったばかりであり、乗り越えなければならない課題は多い。しかし、研究開発が進むことにより、近い将来 1.3 GHz (30.5 T) 級またはそれ以上の高磁場 NMR 用超伝導マグネットが実用化されると信じている。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、主査をお引き受けいただくとともに、ご指導ご鞭撻をいただいた神戸大学大学院 海事科学研究科 武田実教授に深謝いたします。また、審査委員として忌憚なきご意見を賜りました同研究科 山内知也教授、阿部晃久教授に深謝いたします。本論文の一部は筆者が物質・材料研究機構に出向中に行った研究が基になっております。出向期間中にご指導いただきました物質・材料研究機構 超伝導材料センター マグネット開発グループリーダー 木吉司博士に深謝いたします。

ReBCO 線材の遮蔽磁場を評価するにあたり、数値計算をお引き受けいただいた千葉大学大学院 工学研究科 柳澤吉紀氏に感謝いたします。600 MHz NMR マグネットの改造および計測について、ご協力いただいたジャパンスーパーコンダクタテクノロジー株式会社 小湊健太郎博士、竹田雅詳氏に感謝いたします。HTS ダンパーコイルの製作にご協力いただいた株式会社神戸製鋼所 電子技術研究所 超電導研究室の皆様へ感謝いたします。HTS ダンパーコイルの実験にご協力いただいた池上技術 野口隆志氏に感謝いたします。HTS-500 を用いた高分解能 NMR 計測のデータをご提供していただいた理化学研究所 横浜研究所 前田秀明博士に感謝いたします。HTS-500 に関して、コイル製作や試験結果等の貴重なデータをご提供していただいた「超 1 GHz NMR システムの開発」プロジェクトメンバーの皆様へ感謝いたします。

神戸大学大学院 海事科学研究科博士課程での修学をご支援していただいたジャパンスーパーコンダクタテクノロジー株式会社 代表取締役社長 西元善郎博士、同取締役 濱田衛博士、株式会社神戸製鋼所元理事 川手剛雄博士に感謝いたします。

第 2 章と第 3 章の設計研究は、新エネルギー・産業技術総合開発機構 (New Energy and Industrial Technology Development Organization; NEDO) が行っている「高温超電導材料を利用した超高磁場 NMR の実用化可能性に関する調査」の一環として行われました。第 4 章の設計研究は、独立行政法人科学技術振興機構の産学イノベーション加速事業「戦略的イノベーション創出推進」の一環として行われました。第 5 章から第 8 章の研究開発は、独立行政法人科学技術振興機構の先端計測分析技術・機器開発事業「超 1 GHz NMR システムの開発」の一環として行われました。

本研究に関連して発表した論文

- 1) A. Otsuka, T. Kiyoshi, S. Matsumoto, K. Kominato, and M. Takeda, “Drift compensation of 600 MHz NMR magnet,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 17, pp. 1442-1445, 2007.
- 2) A. Otsuka, T. Kiyoshi, and S. Matsumoto, “HTS magnetic field damper for short-term fluctuations in the driven-mode,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 18, pp. 848-851, 2008.
- 3) A. Otsuka, T. Kiyoshi, S. Matsumoto, K. Kominato, and M. Takeda, “Field stability of a 600 MHz NMR magnet in the driven-mode operation,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 18, pp. 852-855, 2008.
- 4) A. Otsuka, and T. Kiyoshi, “High-field magnet design under constant hoop stress,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 18, pp. 1529-1532, 2008.
- 5) A. Otsuka, T. Kiyoshi, and M. Takeda, “A 1.3 GHz NMR magnet design under high hoop stress condition,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 20, pp. 596-599, 2010.
- 6) A. Otsuka, Y. Yanagisawa, T. Kiyoshi, H. Maeda, H. Nakagome, and M. Takeda, “Evaluation of the screening current in a 1.3 GHz NMR magnet using ReBCO,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, in press.
- 7) 大塚昭弘, 木吉司:「フープストレス一定条件下での高磁場マグネット設計」、低温工学 **42** (2007) pp. 196-205.
- 8) 大塚昭弘, 木吉司, 松本真治, 小湊健太郎, 竹田雅詳:「フラックスポンプによる600 MHz NMR マグネットのドリフト補償」、低温工学 **43** (2008) pp. 50-54.
- 9) 大塚昭弘, 木吉司, 松本真治, 野口隆志, 小湊健太郎, 竹田雅詳:「600 MHz NMR マグネットの電源駆動モードにおける磁場安定度」、低温工学 **43** (2008) pp. 287-295.
- 10) T. Kiyoshi, A. Otsuka, S. Choi, S. Matsumoto, K. Zaitso, T. Hase, M. Hamada, M. Hosono, M. Takahashi, T. Yamazaki, and H. Maeda, “NMR upgrading project towards 1.05 GHz,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 18, pp. 860-863, 2008.
- 11) S. Matsumoto, S. Choi, T. Kiyoshi, A. Otsuka, K. Itoh, and T. Asano, “Hoop stress tests of Bi-2223 coils,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 18, pp. 1224-1227, 2008.
- 12) T. Kiyoshi, S. Choi, S. Matsumoto, K. Zaitso, T. Hase, T. Miyazaki, A. Otsuka, M. Yoshikawa, M. Hamada, M. Hosono, Y. Yanagisawa, H. Nakagome, M. Takahashi, T. Yamazaki, and H. Maeda, “HTS-NMR: Present status and future plan,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 20, pp. 714-717, 2010.

- 13) Y. Yanagisawa, H. Nakagome, K. Tennmei, M. Hamada, M. Yoshikawa, A. Otsuka, M. Hosono, T. Kiyoshi, M. Takahashi, T. Yamazaki, and H. Maeda, “Operation of a 500 MHz high temperature superconducting NMR: Towards an NMR spectrometer operating beyond 1 GHz,” *Journal of Magnetic Resonance*, 203, pp. 274-282, 2010.

本研究に関連する受賞

2009 年度低温工学協会論文賞：「600 MHz NMR マグネットの電源駆動モードにおける磁場安定度」、*低温工学* 43 (2008) pp. 287-295.