

920 MHz-NMR 用超伝導マグネットシステムの
研究開発

〔 Research and Development of Superconducting
Magnet System for 920 MHz-NMR 〕

平成 19 年 3 月

伊藤 聡

目次

第1章 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 NMR 適用における課題	5
1.2.1 高磁界化	5
1.2.2 磁界安定性	7
1.2.3 安全性	10
1.2.4 信頼性と実用性	11
1.3 920 MHz-NMR 実現へのプロセス	12
1.4 本研究の目的と意義	13
第2章 高磁界の発生	15
2.1 超伝導特性の向上	15
2.1.1 マグネット設計における必要条件	16
2.1.2 低温化による超伝導特性の向上	18
2.2 低温の生成	22
2.2.1 He 発生的方式	22
2.2.2 熱侵入の評価と冷却効率	25
2.2.3 温度安定性	31
2.2.4 運転温度	38
2.3 Nb ₃ Sn 線材の特性向上	40
2.3.1 高 Sn ブロンズによる J_c の改善	40
2.3.2 製作線材の特性	43
2.4 マグネット設計	44
2.4.1 設計条件	44
2.4.2 コイルパラメータ	44
2.5 まとめ	48
第3章 磁界安定化	51
3.1 コイル部の残留抵抗	51
3.2 機器配置条件	51
3.2.1 超伝導接続および PCS の特性	51
3.2.2 配置構成	52
第4章 安全性	56
4.1 安全性に関する課題	56

4.2	クエンチの抑制	61
4.2.1	応力基準	61
4.3	マグネット保護	63
4.3.1	He におけるクエンチシミュレーション	64
4.3.2	Nb ₃ Sn 線材の高耐力化	69
4.4	容器設計	71
4.4.1	クエンチにおけるエネルギー放出	71
4.4.2	安全弁設計基準	75
4.5	まとめ	80
第5章	実機製作	83
5.1	全体構成	83
5.1.1	マグネット	86
5.1.2	クライオスタット	89
5.1.3	システム信頼性	92
5.2	設置および立上げ	94
5.2.1	設置	94
5.2.2	冷却結果	96
5.2.3	励磁結果	101
5.2.4	NMR 測定結果	103
5.3	まとめ	105
第6章	総括	108
6.1	結論	108
6.2	今後の課題	110
	謝辞	112
	研究業績	113

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からおよそ一世紀が経つ。その歴史のなかで、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。しかしながら、多くの研究によって明らかにされた様々な成果にもとづき、超伝導の特性である臨界磁界 H_c と電流密度 J_c が高められるようになってはじ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。

超伝導マグネットが実用に供するレベルに至った大きな要因は、超伝導材料には第 1 種超伝導材料と第 2 種超伝導材料があるということが明らかにされたところにある。第 1 種超伝導体と第 2 種超伝導体において、超伝導現象の発現そのものに両者の差異はない。しかし、前者は臨界磁界 H_c まで完全反磁性であるマイスナ状態を保ち、 H_c を超えると不連続的に磁化ゼロの常伝導状態に移る(図 1.1 (a))。ところが、後者は H_c よりも低い磁界 H_{c1} (下部臨界磁界) から磁束が侵入し始めるものの、 H_c より高い磁界 H_{c2} (上部臨界磁界) に至るまでに連続的に磁化がゼロになる(図 1.1 (b)) [1]。このような第 2 種超伝導体の理解とその特性を有する材料の開発によって、超伝導マグネットの開発が加速することになる。

第 2 種超伝導体の活用によって実用的な超伝導マグネットの発生磁界強度が得られることを世に知らしめたのは、1961 年米国のベル研と Westinghouse 社の共同開発による、 Nb_3Sn を用いて 6 T を発生した超伝導マグネットであった。これを契機に、第 2 種超伝導体の材料探索と超伝導マグネットの高磁界化が加速する。超伝導材料の研究開発は、1985 年の酸化物系超伝導材料発見以後も旺盛であり、 Nb_3Al の製法改善による臨界磁界の更新、 MgB_2 の発見による金属系超伝導材料の臨界温度更新は記憶に新しいところである。

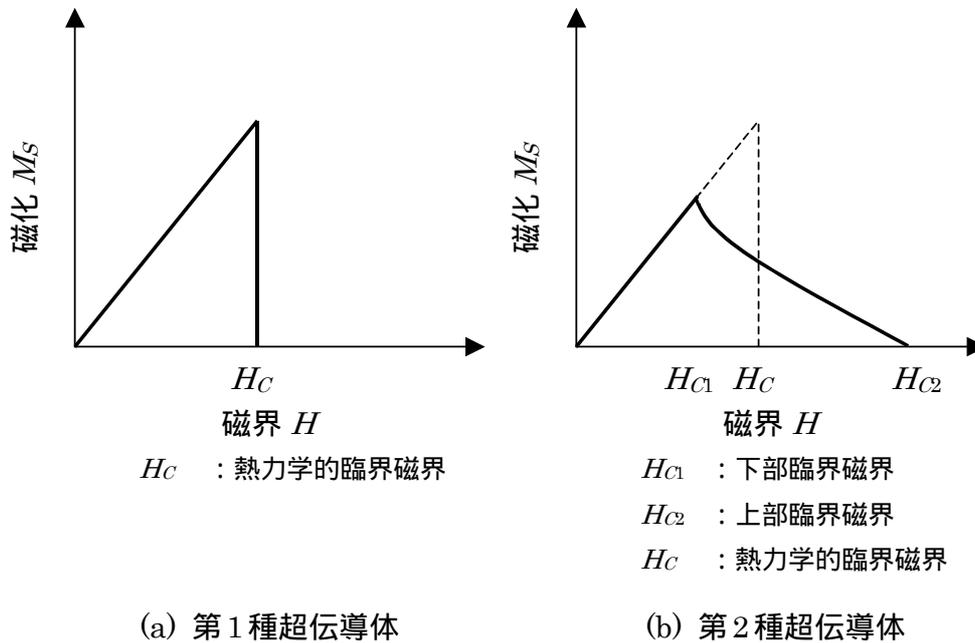


図 1.1 超伝導体における磁化の磁界依存性

一方、Onnes は超伝導現象を発見する3年前の1908年、世界で初めてヘリウムの液化に成功している[2]。また、彼はヘリウムを液化したその日のうちに、液体ヘリウムを減圧することで2 K以下の温度発生も達成している。このときの液体ヘリウムの状態が、粘性ゼロ、熱伝導率無限大となっていたことは、その後の研究で明らかにされる。1938年にKappitzaがこの状態のヘリウムを「超流動ヘリウム(以下 He II と称す、これに対し常流動ヘリウムを He I と称す)」と名づけた。ヘリウムの超流動現象は、量子統計論の発展に大きな意義を残した。物質はフェルミ粒子とボーズ粒子で構成され、温度(エネルギー準位)を下げることでボーズ粒子の振る舞いが顕在化し、パウリの禁則に反して運動量がゼロとなってしまう(最小のエネルギー準位に落ち込む:ボーズ凝縮)。これが物性に非常に特徴的な現象を引き起こす。 ^4He においては、超流動転移温度である2.17 Kを境に、粘性ゼロ、熱伝導率無限大という極めて特殊な物性が現れるが、これはボーズ凝縮による作用そのものである。超流動ヘリウムの発現機構の解明に至る研究は量子統計論を推し進めるうえで非常に重要な意義を果たした[3]。超伝導現象の発現機構も、この量子統計論から発展してBCS理論として結実する。しかしながら、超流動ヘリウムは、量子物理学の研究を中心にその価値が見出され、冷媒としての存在意義に目を向けられる機会は少なかった。ところで、超伝導特性の一つで

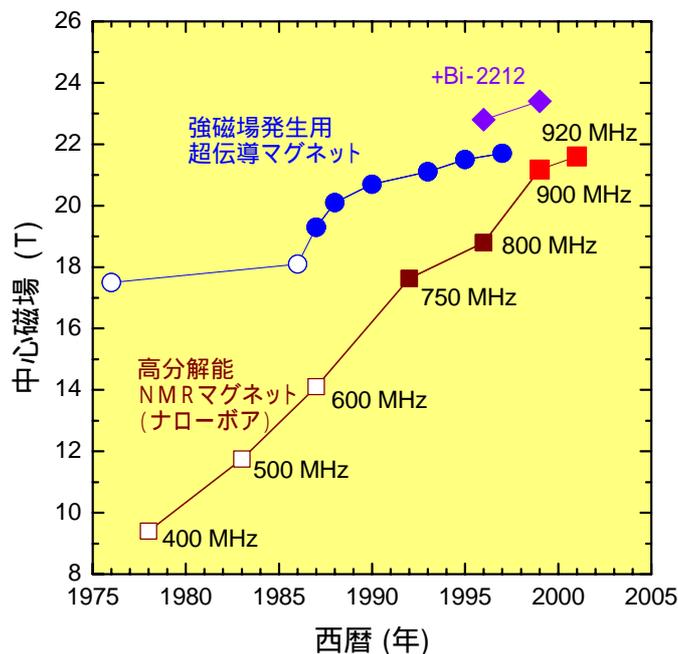


図 1.2 超伝導 NMR の高磁界化の変遷

ある H_c は高い温度依存性を持つ。さらに、超伝導における臨界電流密度 J_c は H_c と相関をもって同様に温度依存性を持つ。つまり、通常の超伝導マグネット運転環境として用いられる大気圧飽和状態での液体ヘリウム (4.2 K) における $H_{c4.2}$ は、単に温度を下げることのみによってその値を大きく上昇させ得る余地がある。これは、超伝導マグネットの運転に超流動ヘリウム冷却の手法を持ち込めば、既存の超伝導材料であってもさらに高い電流密度が得られることを意味する。

実用的超伝導材料の開発にともなって、超伝導マグネットの実用化・高磁界化も加速されたが、それと同時に、超伝導マグネットの応用研究も広がりを見せた[4]。そのひとつが超伝導マグネットを用いた NMR (Nuclear Magnetic Resonance = 核磁気共鳴) である。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 年にケミカルシフトが発見されて以後、NMR の有用性が認められて世の中に広まったといわれる。初期の NMR 用マグネットは鉄芯を用いた電磁石であったため、その発生磁界は 3~4 T 止まりであった。しかし、NMR の分解能は磁界の $3/2$ 乗に比例する (信号強度 $\propto H^{3/2}$) ことから、NMR 用マグネットの高磁界化への要請は高く、これに対して最初の超伝導マグネットを用いた NMR が 1970 年に登場する (Bruker 社製 270 MHz=6.3 T)。これを機に、NMR 用超伝導マグネットの高磁界化の歴史が始まる。その開発

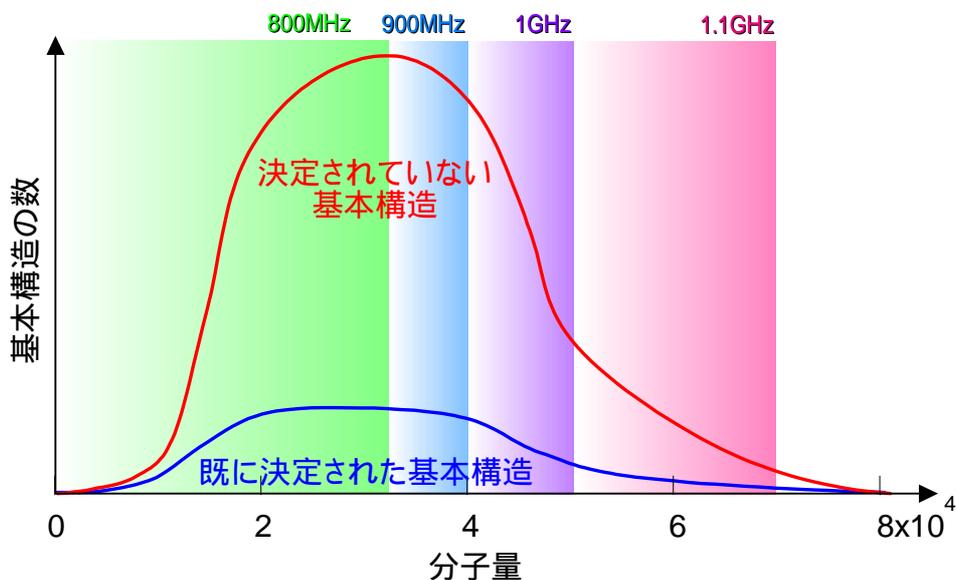


図 1.3 NMR 用超伝導マグネットの発生磁界と分析可能な分子量

の経過は図 1.2 に示すように、年を追って右上がりの上昇する発生磁界強度の推移から端的に見て取れる。なお、NMR 用超伝導マグネットで用いる磁界強度の表記である Hz 単位は、プロトン¹H の共鳴周波数を示すものであり、42.5759 MHz=1 T である。

NMR 用超伝導マグネットが高磁界化するに従って、より多くのかつ複雑な化学分子構造の解明に NMR が利用されるようになってきた。このような複雑な分子構造の同定利用は生体を構成するタンパク質の解析が最たるものとして挙げられる。この 10 年来、ゲノムプロジェクトのもとにヒト遺伝子の構造解明作業が全世界的に進められ、現在ではその大半の解読を完了している。しかし、解明された遺伝子構造 (DNA) は人体を構成するタンパク質のいわば設計図 (Blue Print) であり、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、タンパク質の構造とその機能を解明することが必須とされている。人体を構成するタンパク質は分子量が非常に大きく (4 万~8 万) かつ立体的で複雑な構造である。このため、その解析には高分解能 NMR 装置が必要であり、NMR 用超伝導マグネットの高磁界化はこの要請と符合し、近年の成果につながる。現在の NMR 分析手法としては、TROSY 法 (Transverse Relaxation-Optimized Spectroscopy) が有効とされているが、それによれば人体を構成する大半のタンパク質構造を同定するには、NMR マグネットの発生磁界にして 24.66 T (1.05 GHz) が必要であることを示唆している [5]。一方、現在工業的に生産されている高磁界用超伝導線材である Nb₃Sn を用いるかぎり、

24 T を超える磁界の発生は困難である。しかしながら、図 1.3 に示すように、少しでも超伝導マグネットを高磁界化することは、NMR による被検物質であるタンパク質の構造解析に有用であることは明らかである。

1.2 NMR 適用における課題

超伝導マグネットを高磁界化して NMR に適用するためには、端的には次のような課題がある。

- ・ 高磁界化
- ・ 磁界安定性
- ・ 高均一磁界
- ・ 安全性
- ・ 信頼性と実用性

このなかで、高磁界化は本研究における 920 MHz の発生そのものであり、NMR 分解能向上のための最重要課題である。磁界安定性は、NMR 測定における本質的なものであり、高磁界化による信号強度の向上 (S/N 向上) とは分けて捉える必要がある。高均一磁界も NMR 測定においては本質的な部分であるが、これは高磁界化に関わらず磁界分布を均一に補正することによって得られるものであり、NMR 用超伝導マグネットに通常備えられる機能である。安全性とは、超伝導に特有のクエンチ現象に対するものである。また、信頼性と実用性は、連続運転に供されるマグネットシステムにおける停電・機器故障への対応可能なシステム構築を意味するとともに、NMR 測定作業が円滑に進行できるシステム設計も含む。

このような NMR 用高磁界超伝導マグネットに関する課題について、以下に具体的に詳述する。

1.2.1 高磁界化

NMR 測定における信号強度は磁界の $3/2$ 乗に比例して増大するから、マグネットの高磁界化

表 1.1 NbTi と Nb₃Sn の超伝導特性比較

材料	臨界温度 T_c [K]	上部臨界磁界 B_{C2} [T]
NbTi	9.2	14.5
Nb ₃ Sn	18.3	27.9

は、直接的に NMR 信号の S/N 向上すなわち分解能の向上に寄与することになる。このため、NMR に用いる超伝導マグネットは、可能な限り磁界強度を高めることが望まれる。しかし、発生磁界強度の限界は、超伝導材料自身の特性によって規定される。現在実用超伝導線材として用いられている超伝導材料は NbTi と Nb₃Sn の 2 種のみである。両者の基本的超伝導特性を表 1.1 に示す。NbTi は合金材料であり、展性・延性に優れるため加工性が良く安価だが、上部臨界磁界 B_{C2} は 14.5 T (4.2 K) にとどまる。一方、Nb₃Sn は B_{C2} が 27.9 T (4.2 K) と高く、高磁界マグネットの作製には不可欠である。しかし、Nb₃Sn は金属間化合物のため難加工材であるとともに、耐歪特性も低く、高い応力を受けると超伝導特性が劣化する欠点を持つうえ高価格である。したがって、高磁界超伝導マグネットでは、このような両者の長所を生かし、短所を補完する構成をとる。すなわち、マグネット中心付近での高磁界発生には Nb₃Sn を用い、これをバックアップするように外径側に NbTi で構成したコイルを配置する。このことにより、マグネットの大半を安価かつ加工性の良い NbTi で構成することができるので、システム全体としても安価かつ高信頼性のものが得られる。

しかしながら、このような構成とした場合でも、本研究におけるマグネットでは、Nb₃Sn が置かれる磁界は 21 T を超える。超伝導材料における臨界電流密度 J_c はゼロ磁界において最大値を取り、 B_{C2} においてゼロとなる。したがって、21 T を越える磁界中において実用的な J_c を得るには、 B_{C2} そのものを向上しなければならない。その唯一の手法が運転温度を下げることである。超伝導マグネットは通常大気圧飽和状態の液体ヘリウム (4.2 K) の中で運転される。しかし、液体ヘリウムが置かれた環境圧力を減圧すれば、飽和温度を下げるのが可能である。 J_c の温度依存性については第 2 章で詳述するが、例えば温度を 2.0 K まで下げると、その値は 4.2 K と比較しておよそ 2 倍に向上することが期待できる。

ところで、運転温度を下げるためには、冷却システムが必要になるが、1.2.4 節で述べるように、この冷却動作はいかなる場合、例えば停電が発生しても運転を継続しなければならないため、非常用発電設備を併設する。また、冷却システムにおける機器構成上の制約条件や不安定性を考

慮した温度変動も考慮しなければならない。本研究では、実用に供し得る NMR 用マグネットシステムを構築することを主眼としているので、このような事情を網羅したうえで、確実に維持できる運転温度を定め、このときに得られる J_c を超伝導マグネットの設計根拠としなければならない。

なお、実際のマグネットにおいては、線材断面における電流密度、即ち Overall J_c を向上することも実効的な手段となる。特に高磁界領域では中磁界領域とは異なる J_c の振る舞いがあり、線材断面積あたりの Nb_3Sn 比率を上げることが必要になる。ブロンズ法 Nb_3Sn において Nb_3Sn の生成量を増大することは、反応に必要な Sn 量を十分に供給することである。そのためには、反応基となるブロンズ中の Sn 濃度を増やす必要がある。ブロンズ相図上の Sn 固溶濃度限界は 15.8 wt% であるが、実際にブロンズを溶製すると、固溶限界付近では異相が析出する。このため、従来の Nb_3Sn 線材に用いるブロンズ中の Sn 濃度は 14 wt% 程度が上限とされてきた。見方を変えれば、現行線材に対してブロンズ中 Sn 濃度を向上できれば、 J_c は改善の余地が残されていると言える。

以上から、NMR 用超伝導マグネットの高磁界化への課題は J_c 向上であり、具体的には下記 2 点である。

- ・ 運転温度の低温化による J_c の向上
- ・ Nb_3Sn の高磁界領域における Overall J_c の向上

1.2.2 磁界安定性

NMR 用超伝導マグネットでは、発生磁界の時間的安定性が要求される。これは、NMR 測定の条件に由来するものである。NMR で測定されるスペクトルの分裂には、ケミカルシフトによるものとスピン結合によるものがある。ケミカルシフトは外部磁界に対する分子内の遮蔽電流に由来するものであるから、磁界に比例する。一方、スピン結合は結合電子によって原子核が感じる磁界が変化することに由来し、環境磁界には依存しない。したがって、スピン結合によるスペクトルの分裂を測定するには、磁界の時間的安定度として理想的には 0.5 Hz/h 程度が必要とされる[6]。本研究で目標とする磁界 920 MHz においては、0.5 Hz/h の変化は 0.0005 ppm/h に相当する。ただし、実際の NMR スペクトロメーターでは、室温部分に銅コイルを持ち、磁界の時間変化をある程度補正できるよう構成されている。しかし、これを考慮しても超伝導マグネット自身には 0.01 ppm/h 以下の磁界安定度が要求される。なお、0.01 ppm/h の減衰は 21.61 T の初期磁界が 10 年後にお

いても 21.59 T を保持していることに等しい。また、これを電気抵抗に置き換えると、線材全長 188 km において $3 \text{ n}\Omega (=1.6 \times 10^{-15} \Omega/\text{m})$ に相当する。

このような事情から、NMR 用超伝導マグネットは永久電流スイッチ (PCS: Persistent Current Switch) を用いて閉回路を構成する所謂「永久電流運転」状態として使用される。しかし、超伝導マグネットにおいても、ごく微少な残留抵抗が存在し、電流は徐々に減衰 (ドリフト) する。残留抵抗は、構成コイル同士を接続する超伝導接続 (および PCS との超伝導接続) と超伝導線材自身において発生する。超伝導マグネットを構成する場合、多数のコイルを直列結合するから、超伝導線同士の接続 (超伝導接続) も多数必要になる。超伝導接続とは、超伝導線内部の超伝導フィラメント同士をバルクの超伝導体を介して接続するものである。したがって、その特性は磁界依存性が高く、強磁界中では超伝導特性すら維持できない。しかし、低磁界中において超伝導特性を維持する限りにおいてはその抵抗はほぼゼロと見なすことができ、材料の臨界電流 $I_c(B)$ 以下であれば通電電流値に依存しない。一方、超伝導線材に発生する抵抗は通電電流値に依存する特性を持つ。超伝導線材では通電電流を増やしていくと、ある値から急激に電圧が発生 (見かけの抵抗発生) してくる特性があり、この変曲点の高低を表す指標として、式 (1.1) で定義される n 値を用いて評価する [7]。実際の n 値は、製作された超伝導線材の短尺サンプルに通電することで $I-V$ 曲線を取得し、別途測定した I_c および I_c 測定時の基準電圧との関係からこれにフィットする n 値を求める。

$$V = V_0 \left(\frac{I}{I_c} \right)^n \quad (1.1)$$

ここに、 V : $I-V$ 曲線取得時の発生電圧

I : 通電電流 (または運転電流)

I_c : 線材の臨界電流

V_0 : I_c を求めるときの基準電圧

なお、電圧は実際にはサンプル長さで除した電界を用い、 I_c 測定時の基準電圧は国際標準によって $0.1 \mu\text{V}/\text{cm}$ に定められている。 n 値をパラメータとして、920 MHz-NMR 用超伝導マグネットに想定される最内層のコイル (Nb_3Sn) の I_c 予定値をもとに通電電流値と発生電界の関係を図 1.4 に表す。この図から、 n 値が大きいほど、電界の立ち上がりが高い電流値まで発生しないことがわかる。

実際の線材特性妥当性評価においては、 n 値の大小のみでの議論は難しいため、式 (1.2) によって絶対値評価を行う。我々はこれを評価関数と呼び、その定義は、式 (1.1) 右辺の括弧部 (乗数

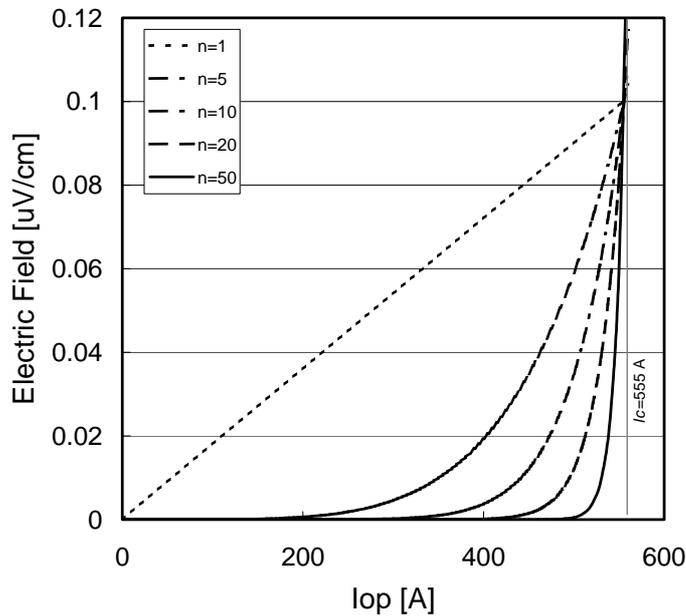


図 1.4 発生電界の n 値依存性

n を含む) を運転電流値 I_{OP} における線材の代表電圧として、これをさらに I_{OP} で除したものの、つまり仮想抵抗を表すものである。この評価関数の値が概ね 10^{-10} 以下であれば、経験的にマグネットの磁界ドリフトも低いものが得られることがわかっている。

$$F = \frac{(I_{OP}/I_C)^n}{I_{OP}} \quad (1.2)$$

以上のことから、マグネットの低ドリフト化を実現するには、高い n 値を有する超伝導線材が必要になる。n 値が高ければ設計上の電流密度を J_C 近傍まで高めることができるが、n 値が低ければ J_C が高くても設計電流密度は低く抑えざるを得ない。NMR 用途に用いる超伝導線材においては、この n 値と運転電流 I_{OP} との関係から、マグネットとしての設計がなされる。例えば、25 程度の n 値を有する超伝導線を用いた場合、 I_{OP}/I_C は 0.4 とすれば、評価関数は 10^{-10} 乗台となる、といった関係が得られる。

以上から、NMR 用超伝導マグネットにおける磁界安定性実現の課題は下記となる。

- n 値による超伝導線材残留抵抗を考慮したマグネット設計
- 超伝導接続および PCS の適正磁界領域への配置

1.2.3 安全性

超伝導マグネットに固有の問題として、超伝導状態が突然破れるクエンチ現象がある。クエンチが発生すると、超伝導マグネット自身が自己の電磁力によって損傷する可能性があるばかりか、液化冷媒容器であるクライオスタット内部での急激な圧力上昇によって、周囲に危害を及ぼす可能性もある。特に NMR 用途においては、クエンチが発生するとその復旧に要する時間は測定を中断しなければならない。この時間は本研究によるマグネットの規模では6ヶ月にも及ぶと試算される。このため、実用システムを構築するうえでは、できるだけクエンチが発生しないマグネットを開発することが何よりも重要である。

しかしながら、クエンチを完全に排除することは不可能である。このため、万が一クエンチが発生した場合でも、マグネットを損傷から守る保護策が必要になる。特に、本研究による 920 MHz の磁界を発生する超伝導マグネットでは、その蓄積エネルギーが非常に大きく、エネルギーの適切な放出手段を講じなければならない。これを超伝導マグネットの保護と呼ぶ。超伝導マグネットにおいてクエンチに対処すべきは、磁界中での過渡的高電流による電磁力、高電圧による地絡および焼損である。超伝導材料の許容応力を超える電磁応力が作用した場合、超伝導線材には歪みが発生する。Nb₃Sn は化合物系合金であり、非常に脆く、耐歪特性が低い。このため、マグネットの保護回路設計において、クエンチ過程での電磁力を適切に予測し、素線に生じる最大応力をその機械特性の許容範囲に押さえることが重要である。同時に、超伝導線材の許容応力を向上させることも重要な意味を持つ。

一方、液化冷媒に浸漬冷却されて運転する超伝導マグネットにおいては、クエンチに伴う発熱によって冷媒の気化・放出が発生するため、容器内圧の上昇に対して装置本体および周囲に対する安全策を講じる必要がある。特に本研究ではマグネットが大型化するため、その蓄積エネルギーの放出を適正化することが課題である。さらに、超流動ヘリウム(He II)を用いる場合、その特性の考慮も必要である。

以上、安全性に関する課題をまとめると、以下のようになる。

- ・ クエンチ発生率の低減
- ・ マグネット保護回路設計の適正化
- ・ クエンチ時に対する容器安全設計の適性化

1.2.4 信頼性と実用性

本研究における 920 MHz 超伝導マグネットは、加圧超流動ヘリウム冷却を適用する。これは、外部エネルギー（電力）を用いて冷却作用を得るものである。さらに、超伝導マグネットはこの冷却作用による低温運転を前提として設計されるため、温度の上昇は磁界安定性に影響を及ぼすことが考えられる。また、温度が上昇すれば、マグネットを構成する超伝導線材の特性が低下するから、クエンチ発生の危険も生じてくる。このため、冷却装置は機器故障に対する信頼性を確保しなければならないと同時に、停電に対する用意も備えなければならない。このように、信頼性とは、超伝導マグネットシステムが間断なくその運転を連続的に継続できることである。

一方、冷却に必要とされる冷媒（液体ヘリウム、液体窒素）は、定期的に補充しなければならない。この冷媒補充作業は超伝導マグネット本体に直接的に操作を加えるため、その振動等によって NMR 測定に支障を来す。このため、NMR 測定では冷媒補充作業中、その測定を中断しなければならない。そこで、NMR 用超伝導マグネットでは、冷媒補充間隔を可能な限り延長するための方策が必要になる。本研究による超伝導マグネットでは、NMR 測定の連続測定期間は 10 日程度になる。このため、約 2 週間は冷媒補充を経なくても冷却運転を継続できる必要がある。また、NMR 測定は上記期間中昼夜連続で実施される。このため、冷却運転は無人でも安定して継続される必要がある。つまり、基本的には非制御（自律温度安定性）であることが望ましい。

このような背景から、NMR に超伝導マグネットを適用し、かつこれに強制冷却手段を用いる場合の信頼性および実用性への課題として、下記が挙げられる。

- ・ 機器故障、停電への対策
- ・ 冷媒消費量の低減
- ・ 非制御運転の実現

1.3 920 MHz-NMR 実現へのプロセス

前節で述べたような超伝導マグネットの NMR への適用に関する課題に対し、本論文は以下のようにその実現へのプロセスを進める。第 1 章では、NMR 分解能に対する高磁界化の必然性、測定における磁界安定性目標レベルに対する超伝導特性の考慮点の明確化を中心に、超伝導マグネットの NMR への適用課題について明らかにした。第 2 章では、これらの課題について、主に高磁界を得るための方策である超伝導特性改善を目指した運転温度の低温化について議論する。そのなかで、先ず低温化によって得られるであろう特性改善について検証し、その効果を定量化する。これを踏まえたうえで、実用的に可能な運転温度を定め、かつこれを安定に発生させるための手段について詳細に検証する。また、その結果を踏まえ、超伝導線材の特性を実際に評価し、最終的にマグネットの設計を決定する。第 3 章では、NMR に必要な磁界安定性を得るために講ずべき方策について検証し、その実施について述べる。一方、実用に供する高磁界 NMR として必要となる安全性について第 4 章で議論する。安全性とは、第一には超伝導マグネットがクエンチを発生率を低減することである。次に、万が一クエンチが発生した場合においても、マグネット本体が損傷しないための方策を考慮する。これは、クエンチにともなうエネルギーの分散放出を行うものであり、シミュレーションによって予測・対処する。特に、加圧超流動ヘリウム中でのクエンチを適切にシミュレートすることが設計妥当性に通じることから、その熱的な振る舞いを考慮して検討する。また、クエンチにおいては、冷媒へのエネルギー伝達によって、液化冷媒貯槽であるクライオスタットから短時間に多量のガスが噴出することから、安全機構の妥当な設計が必須である。とりわけ、加圧 He II クライオスタットでは、低温安全弁を設置することから、その設計を適正化するため、マグネットからのエネルギー放出メカニズムを明らかにしてこれを適用する。第 5 章では、上記第 1 章から第 4 章までの検討を踏まえるとともに、信頼性、実用性も考慮して実機を製作し、これらの検証の妥当性を評価する。

以上のように、本論文は 920 MHz-NMR 用超伝導マグネットシステムを開発するにあたって必要なプロセスを一つひとつ解決し、最終的に実用に供し得るマグネットを完成させる過程を述べるものである。

1.4 本研究の目的と意義

1.1 節で述べたように、超伝導、極低温、NMR の分野においてそれぞれ発展してきた技術に根ざし、本研究はこれらの融合によって、実用に供する 920 MHz-NMR 用超伝導マグネットシステムを実現することにその主眼が置かれる。即ち、超伝導の応用装置である NMR における高分解能化(高磁界化)の要請に端を発し、これを実現するために、超流動ヘリウム冷却の適用(=低温化)によって超伝導線材の特性を高める。同時に、マグネットとして構成された装置において、線材特性を考慮したコイル設計を適用して、NMR に必要な磁界安定性を得る。また、超伝導現象を利用する上で避けて通れないクエンチに対しても、その発生率の低減を目指すとともに、万が一これが発生してもマグネット自身およびその周辺に対して安全であり、かつ連続運転に供する信頼性の高いシステムを確立することが本研究の目的である。このような NMR 用超伝導マグネットの高磁界化によって、NMR 測定分解能が高められ、高分子物質の分析能力が向上できる。その典型がタンパク質の立体構造解析能力の向上であり、その意義は、医薬分野におけるオーダーメイド医療や創薬発展への寄与にある。

一方、足元の超伝導技術への寄与を考える場合、本研究の目的は下記のように表すことができる。

- ・ 高磁界領域での超伝導特性に対する低温化の効果を明らかにし、高磁界化へのアプローチの基礎とする。
- ・ 加圧超流動ヘリウム冷却方式の実用装置への適用性を明らかにし、超流動冷却技術をより簡易に超伝導マグネットに適用可能とすることで、今後とも継続されるであろう超伝導マグネットの高磁界化に対応する。
- ・ 超伝導マグネットのクエンチリスクを低減する設計指針を与えることで、実用装置に適用する際の信頼性を確保する。
- ・ クエンチに対するマグネット保護および周辺保護の方策を明らかにし、超伝導装置の安全設計指針を確立する。
- ・ 上記目的に対して有意な結論を導くことで、超伝導マグネットの高磁界化への指針を確立し、これを適用した 920 MHz-NMR 用超伝導マグネットシステムを完成させ、実用化を実証する。

なお、本研究による 920 MHz-NMR 用超伝導マグネットの開発は、1996 年にスタートした物質・材料研究機構殿による「1 GHz 級 NMR 用スペクトロメーターの開発」プロジェクトの一環として遂行されたものである。プロジェクトにおいて、筆者が所属する神戸製鋼所は 21.6 T を発生する超伝導マグネットの設計・製作を役割とする。そのなかで、筆者は超伝導マグネット開発の技術キーマンとして、超伝導線材・マグネット・クライオスタットからなる各技術要素の整合性を図り、920 MHz 超伝導マグネットシステムを実用機として完成させることに従事してきた。特に、低温化技術全般とこれに基づくマグネット設計への反映、および信頼性向上のための全体システム開発を主に担当した。このように、筆者の主たる活動は、高磁界 NMR 用マグネットを実用機として確立するため、基礎からエンジニアリングに渡るアプローチを実践してきたものであり、その成果として本論文に纏めるものである。

参考文献

- [1] 低温工学協会編, “超伝導・低温工学ハンドブック”, オーム社, 1993
- [2] 長谷田泰一郎, 目片守, “低温”, NHK ブックス刊, 1975
- [3] 伊達宗行, “物性物理の世界”, 講談社刊, 1968
- [4] 山崎昶, “核磁気共鳴分光法”, 共立出版刊, 1988
- [5] Pervushin, et al., Proc. Natl. Acad. Sci. USA 94, 1997, 12366
- [6] 木吉司, “1 GHz 級 NMR マグネットの開発”, 低温工学, Vol. 37, No. 1, 2002, pp.10-17
- [7] Y. Iwasa, “Case Studies in Superconducting Magnets”, 1994, Plenum Press New York

第2章 高磁界の発生

920 MHz の発生による NMR の分解能向上は、超伝導マグネットの高磁界化そのものである。一方、実用性を考慮して現行の超伝導材料をベースにこれを目指す場合、最も有効な手段は運転温度の低温化による超伝導特性の向上である。つまり、高磁界化の目指し得る上限は、運転温度をどこまで下げられるかに依存すると言ってもよい。そこで、本章では、マグネット設計から必要とする超伝導特性を明らかにし、これに対して運転温度の低温化が寄与し得る特性向上を検証する。そして、必要な温度条件を実現するための手段として、冷却システムの構築プロセスを示す。また、設定温度に対して、実際に得られる超伝導特性をもとに、最終的にマグネットの設計結果を示す。

2.1 超伝導特性の向上

超伝導材料はその臨界電流密度において強い磁界と温度の依存性を持つ。このため、超伝導線材を用いて高磁界マグネットを作製する場合、マグネット自身が発生する磁界によって、特にマグネット内層側では臨界電流密度が低下し、マグネット中心における発生磁界強度が制約される。一方、臨界電流密度の温度依存性を考えると、運転温度の低温化によって臨界電流密度を向上し、マグネット中心における発生磁界を増大させることができる。本研究では、この低温化による超伝導特性の向上に着目し、超伝導マグネットの発生磁界強度高めようとするものである。本節では、マグネットにおける制約条件を明らかにしたうえで、低温化によって期待される超伝導特性の改善効果を検証し、必要な運転温度の条件を導く。

2.1.1 マグネット設計における必要条件

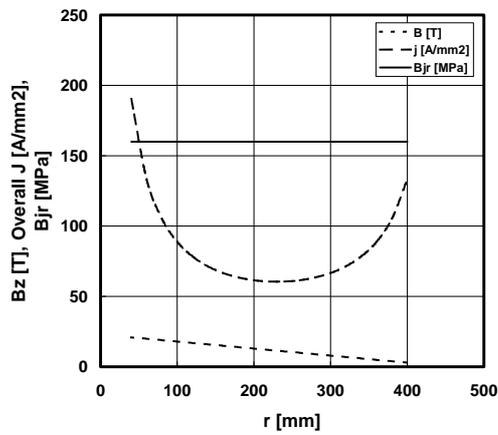
NMR 用超伝導マグネットは通常、ソレノイド形状のコイルによって構成される。マグネットの中心で高磁界を発生させる場合、このソレノイドコイルの巻き数を増やし、各層での発生磁界の中心磁界への寄与分を積分して、中心において最大磁界を得る。したがって、ソレノイドの半径方向においては、外径側から中心に向かうにしたがって磁界が増大する磁界分布を発生する。このような構成による超伝導マグネットを高磁界化するうえでは、特に NMR 用途を考慮した場合、その設計において次に挙げる制約が発生する。

- 電磁力による制約
- 臨界電流密度による制約
- 発生抵抗による制約

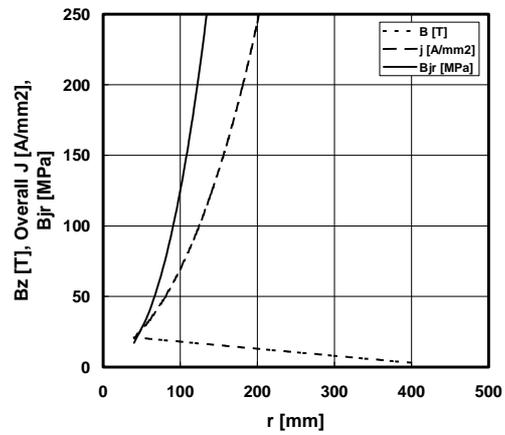
ソレノイドが発生する磁界方向は、巻線部では概略マグネット中心軸と並行であるから、1 ターンあたりのコイルでは磁界がコイルを直行して貫く。このとき、コイルには磁界と電流による電磁力が作用し、その方向はコイルを構成する素線の周方向となる。超伝導マグネットにおいては、素線の電流容量が大きいため、この電磁力は 100 MPa を超える値となるのが通常である。一方、超伝導マグネットにおいては、超伝導状態が突然消失するクエンチ現象がある。その発生原因は、電磁力によって素線が微少に動く(ワイヤーモーション)ときに発生する摩擦発熱が考えられている。特に超伝導マグネットは極低温中で運用されるため、材料の比熱が非常に小さい。このため、僅かな発熱によっても超伝導線材の温度が上昇し、臨界温度に達してクエンチに至る。そこで、超伝導マグネットを構成する場合、クエンチを回避する方策として、コイル(素線)に生じる電磁力をある値以下としてワイヤーモーションを抑える設計をおこなう。これが電磁力による制約条件となる。なお、このようなコイル周方向に発生する電磁力を Bjr (B :磁界、 j :電流密度、 r :半径)と呼ぶ。

超伝導特性における臨界電流密度 J_c には温度 T と磁界 B の依存性がある。詳細は 2.1.2 節で述べるが、その本質は、ソレノイドを構成する場合、内径側に近づくにしたがって素線の環境磁界が高くなり、 J_c が低下する、というものである。本研究で対象とする 920 MHz では、中心付近の磁界は 20 T を超えるため、高磁界用超伝導線材として用いられる Nb_3Sn においても、その特性は大きく低下する。したがって、高磁界においては超伝導線材に流し得る電流値が限られてしまい、結果として高磁界化の制約を来すものである。

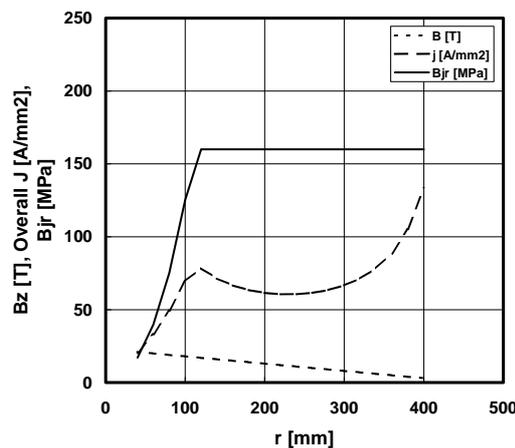
ところで、単に高磁界のみを発生する超伝導マグネットであれば、外部の電源に接続した状態



(a) Bjr による制約



(b) Jc および n 値による制約



(c) Bjr, Jc および n 値を考慮したマグネット

図 2.1 マグネット設計における制約

で運転を継続することができるが、NMR 用超伝導マグネットにおいては、第 1 章で述べたように高い磁界安定度が必要とされる。このため、NMR 用超伝導マグネットは永久電流運転で運用されるとともに、超伝導線材の抵抗成分による影響(電流減衰)を極力排除するため、1.2.2 節で述べたように、 n 値に基づく評価関数を考慮しなければならない。その結果、超伝導線材の臨界電流密度 J_c よりも低い運転電流密度 J_{OP} で運用しなければならず、このために磁界強度が制約されることになる。この影響も超伝導特性の磁界による低下と同様、マグネットの内径側において生じる。内径側においては、前述の臨界電流密度の低下も来たすため、同一の n 値であれば、式(1.2)に従い、

運転電流も下げざるを得ない。

以上のような制約条件について、その例を示す。図 2.1 は、あるマグネットを想定し、半径方向位置における磁界強度、電流密度および B_{jr} をプロットしたものである。想定マグネットは、内半径 40 mm、外半径 400 mm である。また、発生磁界は最内部で 21 T、最外部で 3 T とし、その間は直線的に変化すると仮定した。図中(a)は B_{jr} を 160 MPa としたときの運転電流密度 J_{OP} の半径方向分布を示したものである。マグネットの中層部分から外層部分において、 B_{jr} の制約によって J_{OP} が低い値しか取り得ないことがわかる。一方、磁界による臨界電流密度 J_c の低下および n 値による制約を考慮したプロットが(b)である。ここでは、 n 値の制約を簡易的に $J_{OP}/J_c=0.5$ として仮定した。この図からわかるように、内径に向かうに従い、 J_{OP} は一義的に低下する。これは、 J_c の磁界 B 依存性に伴う低下に加え、式(1.2)による評価関数にしたがって J_{OP}/J_c が制約されることを合わせたものである。これらの制約を反映してソレノイドを設計した場合、すなわち、(a)と(b)を組み合わせると(c)のようになる。内層側では超伝導特性による制約を受け、中層から外層にかけては、 B_{jr} による制約を受けることがわかる。

B_{jr} はクエンチを回避するための必要条件であり、マグネットの製造方法(例えば含浸方法)を根本的に見直さないかぎり、その境界値を変更することは難しい。しかし、 J_c については、例えば運転温度を見直すことによって、その向上を図ることができる。この点に関し、次節でその可能性について検証していく。

2.1.2 低温化による超伝導特性の向上

920 MHz の磁界 (21.6 T) を発生することの課題は、コイル断面における電流密度の向上である。特に、超伝導マグネットの内層側、すなわち高磁界発生領域において用いられる Nb_3Sn がその役を主に担う。 J_c が磁界 B と温度 T に依存することは超伝導の特性そのものとして知られている。本研究では、特に高磁界中での J_c が温度 T の低温化によって向上することを前提とする。そこで、まずその向上余地について以下で定量化する。

Nb_3Sn における臨界電流密度 J_c の磁界 B と温度 T の依存性は次式による実験的近似式で表される[1]。

$$J_c(B, T) = CB^{-1/2}(1-t^2)^2 b^{-1/2}(1-b)^2 \quad (2.1)$$

ここに、 $b = B/B_{C2}(T)$

$$t = T/T_{C0}$$

$$C = \text{const.}$$

他方、上部臨界磁界 $B_{C2}(T)$ は、次式で表記される。

$$B_{C2}(T) = \kappa(T) \alpha T_{C0} (1-t^2) \quad (2.2)$$

ここに、 $\kappa(T)$ GL (Ginzburg-Landau) パラメータ

α 温度、磁界に依存しない係数

ここで、GL パラメータ $\kappa(T)$ は実験的補完式として、

$$\frac{\kappa(T)}{\kappa(0)} = [1 - 0.31t^2(1 - 1.77 \ln t)] \quad (2.3)$$

で表される。よって、式 (2.2) と式 (2.3) より、上部臨界磁界は

$$B_{C2}(T) = \kappa(0) \alpha T_{C0} (1-t^2) [1 - 0.31t^2(1 - 1.77 \ln t)] \quad (2.4)$$

として表される。

$\kappa(0) \alpha T_{C0} = B_{C2}(0)$ だから、式 (2.4) は次式のように書き換えられる。

$$B_{C2}(T) = B_{C2}(0) (1-t^2) [1 - 0.31t^2(1 - 1.77 \ln t)] \quad (2.5)$$

いま、4.2 Kにおける上部臨界磁界 $B_{C2}(4.2)$ が判れば、式 (2.5) より、 Nb_3Sn の任意温度における上部臨界磁界 $B_{C2}(T)$ は、

$$B_{C2}(T) = B_{C2}(4.2) \frac{(1-t^2) [1 - 0.31t^2(1 - 1.77 \ln t)]}{(1-t_{4.2}^2) [1 - 0.31t_{4.2}^2(1 - 1.77 \ln t_{4.2})]} \quad (2.6)$$

となる。これを式 (2.1) に代入すれば、

$$J_c(B, T) = \left[(1-t^2)^2 b^{-1/2} (1-b)^2 \right] / \left[(1-t_{4.2}^2)^2 b_{4.2}^{-1/2} (1-b_{4.2})^2 \right] \quad (2.7)$$

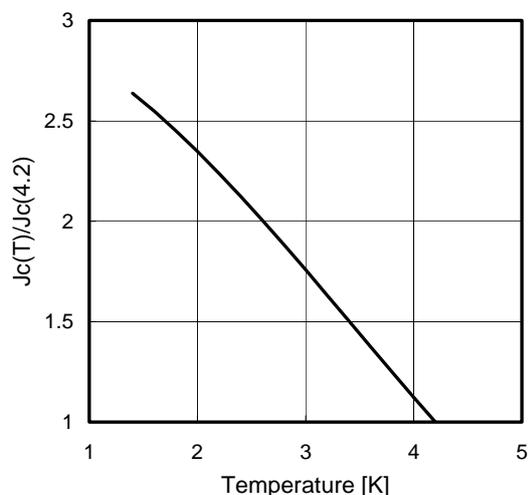
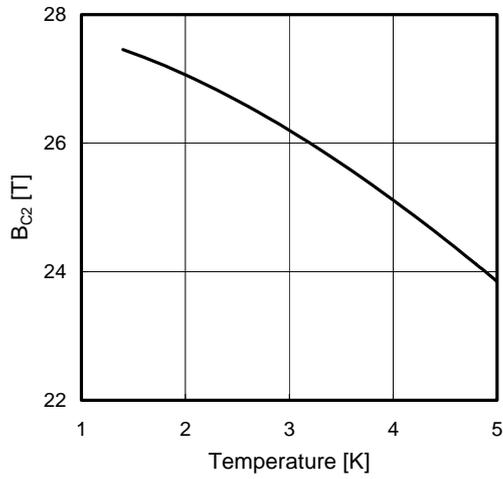


図 2.2 4.2 K で規格化した J_c の温度依存性

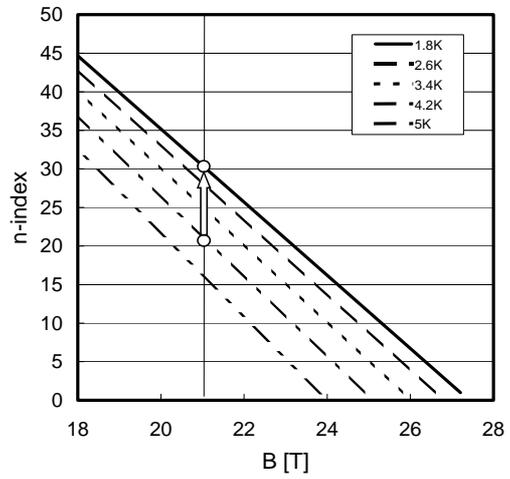
を得る。式(2.7)より、本研究で対象とする磁界環境である 21 T において、4.2 K での臨界電流密度によって規格化した値 ($= J_c(T)/J_c(4.2)$) をプロットすると、図 2.2 のようになる。図から、21 T における規格化臨界電流密度は、4.2 K での値に対し、2 K 以下に冷却することで 2 倍以上に達することが判る。

次に、磁界安定性に関わる超伝導線材の n 値について考える。 n 値を支配する要因としては、超伝導フィラメントの不均質性(例えば、ソーセージング)による電界発生が従来から考えられている[2]。また、 Nb_3Sn 線材においては、最終熱処理前の中間焼鈍工程における Nb_3Sn 相の生成等によるフィラメント表面の「荒れ」もその原因となる。つまり、 n 値は主に超伝導線材の伸線工程に依存し、線材の製法・中間処理による結果として現れるものであるため、 n 値を定量的に予測することは困難である。一方、 n 値は B_{c2} 近傍では 1 に漸近することが示唆されている[3]。このことから、同一の加工によって製作された線材であれば、 n 値は B_{c2} の温度依存性を踏まえて間接的に運転温度に依存することになる。式(2.5)から、 $B_{c2}(0)=27.9$ T としたときの上部臨界磁界 B_{c2} の温度依存性をプロットすると、図 2.3(a) のようになる。これを仮に磁界 0 T において $n=100$ とし、 $B_{c2}(T)$ において $n=1$ とし模式的に表すと、図 2.3(b) を得る。パラメータは(a)図における $B_{c2}(T)$ であるが、凡例表記は温度で示してある。図中、21 T にガイドラインを置くと、4.2 K と 1.8 K の間で n 値が約 1.5 倍に増加する(図中○で表記)ことがわかる。

いま、4.2 K、21 T において non-Cu $J_c = 40$ A/mm²、 n 値 = 20 の超伝導線があったとする。



(a) B_{c2} の温度依存性



(b) n 値の磁場依存性(イメージ)

図 2.3 B_{c2} および n 値の特性(凡例)

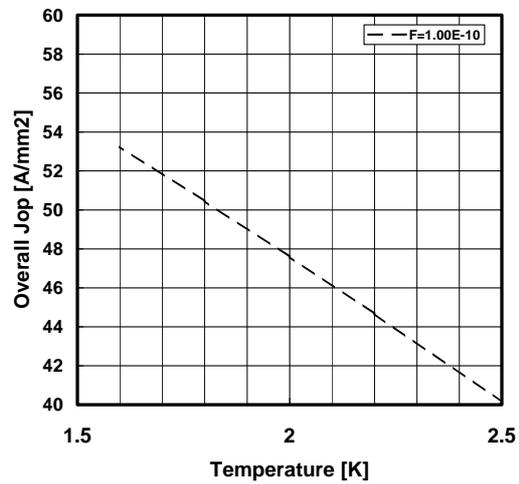


図 2.4 運転電流密度の温度依存性(評価関数= 1×10^{-10})

J_c および n 値の温度依存性を考慮し、かつ式(1.2)による評価関数が $F=1 \times 10^{-10}$ を満たすことを条件としたときの超伝導線単位断面積あたりの電流密度について、温度を横軸にプロットすると、図 2.4 のようになる。この図からわかるように、同一の超伝導線であっても、運転温度が低ければ低いほど電流密度は向上し、高磁界を発生させることができる。その向上率は、2 K 近傍では、約 3%/0.1 Kとなる。よって、運転温度をたとえ 0.1 K でも低下させることができれば、有意な J_c 向上が得られる。このような特性をもとに、低温発生において実現可能な温度について次節で詳述する。

2.2 低温の生成

前節より、超伝導線材における特性は運転温度を下げることによって大幅な改善が得られることは明らかである。その効果は、たとえ 0.1 K の差であっても有意なものとして現れる。また、低温化による寄与は、 J_c の向上のみならず、 B_{c2} の向上によって間接的に n 値向上にも影響する。これらことから、その上昇余地を最大限に活用できる運転温度の可能性について、その冷却温度を液体ヘリウムが超流動転移する 2.17 K 以下を前提として以下に検討する。

2.2.1 He II 発生方式

He II を発生するクライオスタットとしては、図 2.5 に示すように、いくつかの方式が挙げられる[4]。液体ヘリウムは大気圧下では 4.2 K の沸点を持つが、図中(a)は、超伝導マグネットを 4.2 K で運転するクライオスタットを示し、その単純な構造から最も一般的に用いられるものである。液体ヘリウムの置かれた環境圧力を低下させれば、沸点も低下して 4.2 K よりも低い温度が得られる。(b)のように、排気装置を接続したクライオスタットでは、運転圧力 P_b を 5 kPa 以下にすれば、液体ヘリウムは超流動転移温度 (2.168 K: λ 点) に達し、さらに圧力を降下させれば、さらに低い温度を得ることも可能である。しかし、この方式では、超伝導マグネットが置かれたヘリウム槽は常に減圧される

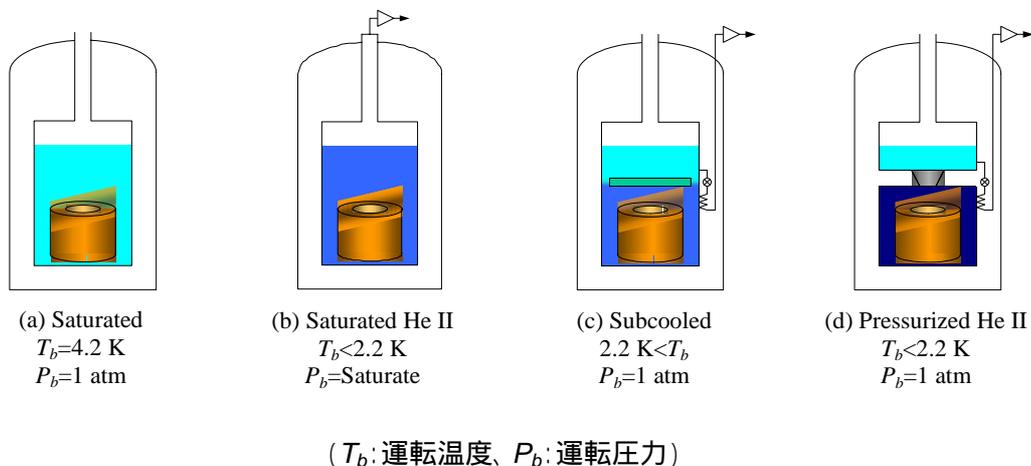
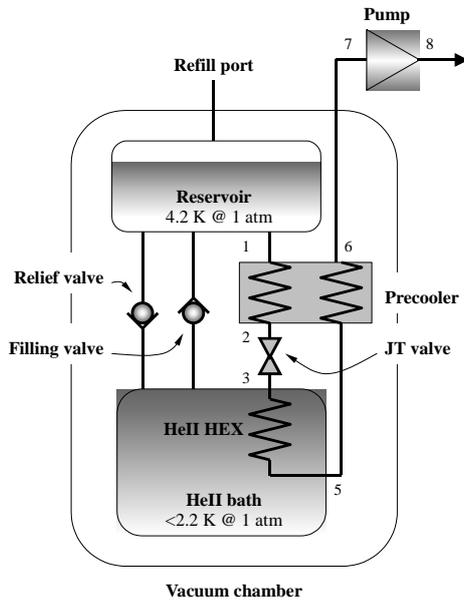


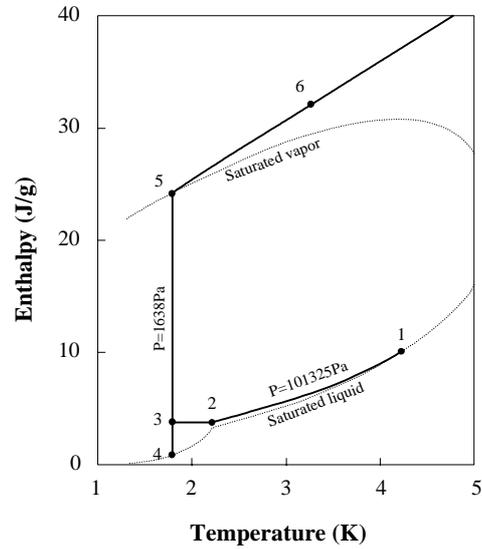
図 2.5 超流動ヘリウム発生方式の比較

ことになり、初期に貯液した液体ヘリウムを消費しきると、それ以後の運転継続ができない。そこで、(c)のように、ヘリウム槽中に排気装置に接続した熱交換器を配置する方式が用いられることがある。この方式であれば、運転圧力を大気圧に維持したまま液体ヘリウム温度を 4.2 K 以下に冷却することが可能である。ただし、熱交換器より上部にある液体ヘリウムは大気圧飽和温度、すなわち 4.2 K を維持することになり、熱交換器によって冷却される液体ヘリウム温度 T_b の下限は 4.2 K との温度差による液体ヘリウムの熱伝導と熱交換器による冷却能力がバランスする点となる。He II は非常に大きな熱伝導率を有するため、この方式では、超流動転移温度である 2.168 K を下回る T_b を得ることは困難である。本研究におけるクライオスタットでは、 T_b を可能な限り下げる必要があるから、(c)の方式からさらに発展した形態である(d)のような構成とした。これは、大気圧飽和液体ヘリウム槽 (He I 槽) とマグネットが設置されるヘリウム槽 (He II 槽) とを分離し、両者をポペット式の安全弁 (低温安全弁) のみを介して接続するものであり、Claude らによって提案されたことから、Claude 型 He II クライオスタットと呼ばれる[5]。これによって、He II 槽への熱侵入は低温安全弁のシート面に残留する微小隙間 (コミュニケーションチャンネル、またはシートギャップ) に浸入した He II による熱伝導のみとなり、 T_b を λ 点以下とすることが可能である。

ここで、He II の冷却サイクルについて、JT 弁およびその周辺的作用を述べておく。図 2.6(a) に加圧 He II クライオスタットの概念図を、同(b)に T-H 線図上での冷却プロセスを示す。以下、(a)図の各ポイント表記数値 (1~6) の流れとともに T-H 線図上で冷却行程を示す。初期 1 においてに



(a) クライオスタット概念図



(b) 超流動冷却フロー

図 2.6 加圧超流動ヘリウムクライオスタットの基本構成

4.2 K であった液体ヘリウムは、予冷熱交換器(図(a)では Precooler、以下 JT 熱交換器と称す [6])を経て 2 の λ 点近傍まで大気圧のまま冷却される。この状態で JT 弁を通して等エンタルピー膨張させると 3 に至る。膨張後の温度は JT 弁出口の圧力に依存した飽和温度である。このとき、液相と気相のエンタルピー比は $[h_5 - h_3] : [h_3 - h_4]$ となる。つまり、この条件における He II の液化率は、

$$\eta = \frac{h_5 - h_3}{h_5 - h_4} \quad (2.8)$$

と表される。したがって、JT 弁前段の予冷による到達温度が低いほど、液化率の向上が期待できる。JT 膨張によって生成された気液混相の He II は、He II 熱交換器を通過してその液成分の蒸発潜熱を利用して冷却能を発生する(T-H 線図上では、3-5)。He II 熱交換器内で全ての液成分を気化させ、気相のみとなったガスヘリウムは JT 熱交換器に再び導入され、図中 5-6 の過程において余剰寒冷を放出(入口ラインと熱交換)する。

2.2.2 熱侵入の評価と冷却効率

機械式の冷凍機等を持たないクライオスタットにおいては、断熱施工により冷媒消費レートを減少させる方策をとるのみならず、蒸発する冷媒の寒冷(エンタルピー)を有効利用しながら外部からの熱侵入を低減することが重要である。ただし、熱侵入の低減によって冷媒蒸発量が減れば、外部からの熱侵入を低減させる余力がなくなり、逆に全体熱侵入が増加してしまう。つまり、クライオスタットの設計は、熱侵入低減と蒸発量低減というトレードオフの関係にある作用について、いかに最適化するかということが重要なポイントである。この要請に対する方策として、本研究で対象とする加圧 He II クライオスタットにおいて、主に He II 槽への低温安全弁を経由した熱侵入の適正評価と、冷却回路における効率向上に重点を置いて検討した。

加圧 He II 冷却の構成は図 2.6 に示すように、4.2 K の液体ヘリウムを貯液する He I 槽とマグネットが設置される He II 槽からなる。両槽の間は初期に液体ヘリウムを He II 槽へ充填するための供給弁、マグネットのクエンチ時等の急激な He II 槽における圧力上昇を開放するための安全弁(低温安全弁)によって接続され、これらを配置した部分を He II と He I を分離するという意味からセパレータと呼ぶ。このような構成における He II 槽への主たる熱侵入源は、低温安全弁の弁体と弁座の隙間(シートギャップ)に介在した He II による熱伝導、支持部材や配線等による熱伝導、He II 槽を取り囲む高温面からの輻射の 3 点である。特に、He II 成分による低温安全弁を経由した熱侵入は、実装上での製作誤差も含めてその影響が大きいことから、下記に具体的な検証を実施した[7]。

低温安全弁は、マグネットのクエンチ等、突発的な He II 槽の圧力上昇が発生したときにこれを開放するための安全機構として、加圧 He II クライオスタットにおいて必須の構成要素である。一方、低温安全弁は常時は閉じた状態であるが、使用環境が極低温の He II 中であることから、完全なシールをとまなう密閉は不可能である。このため、加圧 He II 冷却クライオスタットにおける低温安全弁は、ある程度の弁体と弁座のシートギャップを許容することで成立する。このシートギャップには He II が浸透することになるが、He II の極めて良好な熱伝導特性を考慮すると、この部分を介した He II 槽への熱侵入量が槽全体の熱侵入量の大半を占めることになる。

He II 中での伝熱については、次の GM(Gorter-Melink) 方程式が成り立つ。

$$\nabla T = (A_{GM} \rho_n / S) (q / \rho_s S T)^3 \quad (2.9)$$

ここに、 A_{GM} : Gorter-Melink 定数

ρ_n 、 ρ_s : 常流動成分(He I)、超流動成分(He II)の密度

S : 超流動ヘリウム単位質量あたりのエントロピー

いま、長さ L 、両端の温度が T および T_λ ($T < T_\lambda$) のチャンネルについて求めると、次式を得る。

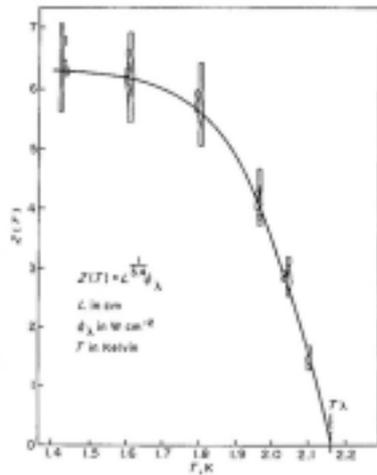
$$\dot{q} = L^{-1/3} \left[\int_T^{T_\lambda} \left\{ (\rho_s S T)^3 S / A_{GM} \rho_n \right\} dT \right]^{1/3} \quad (2.10)$$

Bon Mardion らはこの式(2.10)に相当する関係を多くの実験から求め、次の関係式を導いた[8]。

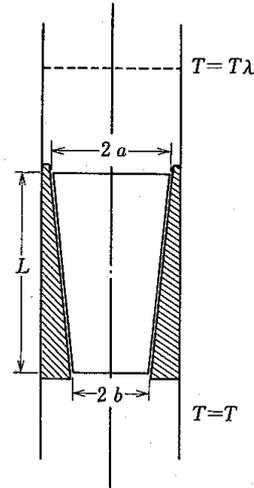
$$\dot{q} = L^{-1/3.4} Z(T) \quad (2.11)$$

ここに、 $Z(T)$ は図 2.7(a) で示される値である。この関係は、円筒形チャンネルについての式であることから、Claude 型クライオスタットに用いられる、図 2.7(b) に示されるような円錐形安全弁に適用した展開式が佐藤によって提示されている[9]。

$$Q = Z(T) \cdot 2\pi a \delta_r \left[\frac{2.4(1-b/a)}{L \left\{ (b/a)^{-2.4} - 1 \right\}} \right]^{1/3.4} \quad (2.12)$$



(a) 超流動ヘリウム熱伝導係数



(b) 円錐型安全弁

図 2.7 Bon Mardion らによる超流動ヘリウム熱伝導係数

- ここに、 $2a$: 円錐型弁体上部直径
 $2b$: 円錐型弁体下部直径
 δ_r : 弁体と弁座の隙間

この式(2.12)から、本研究で開発したクライオスタットにおける低温安全弁についての He II 中での熱伝導量が算出できる。

一方、実際の低温安全弁のシートギャップは、弁体と弁座の加工精度によって決まると考えられる。加工による表面粗度のみの考慮であれば、完成した安全弁について測定すればよいが、実際には弁体、弁座のテーパ加工精度や平滑度によって両者の隙間を定量化することは難しく、安全弁を用いた実環境における熱侵入の測定が唯一の評価となる。このため、安全弁について、図 2.8 によるクライオスタットを用いて、シートギャップの幅と熱侵入の関係を実測した。使用した低温安全弁の吹出口径は $\phi 34$ である。図 2.9 にその結果を示す。パラメータとするバルブリフトは実測

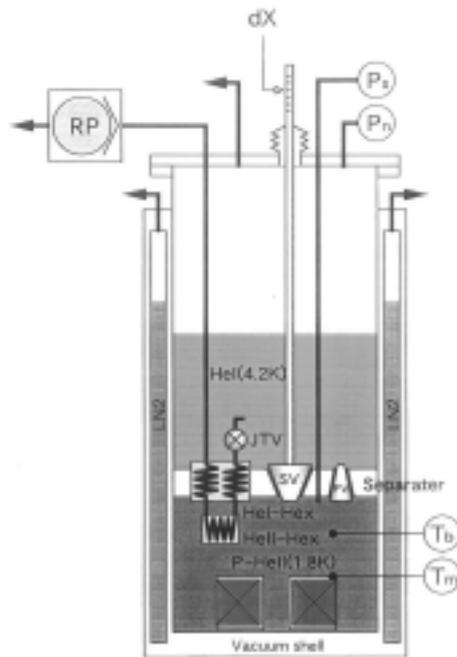
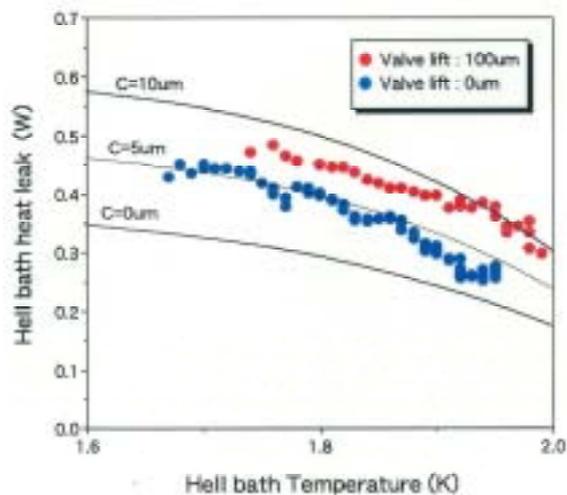


図 2.8 低温安全弁評価用クライオスタット

による弁体のリフト量であり、低温安全弁に取り付けたステムを介して、室温部分での変位として測定した。また、シートギャップは弁体のテーパ角より幾何学的に求められる。図中の実線はシート



材質	SUS304 (弁体、弁座とも)
弁体下部直径	34 mm
弁体テーパ角	12 °

図 2.9 安全弁隙間と熱侵入の関係実測値

ギャップ仮定値から算出した計算値であり、この結果から、バルブリフトがゼロのときは、計算上でのシートギャップ 5 μm に相当することがわかる。なお、バルブリフト 100 μm におけるシートギャップは計算上 10 μm である。一方、弁体および弁座の表面粗度測定結果(最大値 R_{max})は、それぞれ約 3 μm であったから、両者の合計はおおよそ 6 μm である。したがって、クライオスタットの設計において、表面粗度最大値相当のシートギャップを仮定すればよいことがわかる。ただし、弁の形状、大きさや施工方法(溶接等)によって全体の歪みが生じることも考えられるので、実際の設計では若干の余裕を見る必要がある。本研究におけるクライオスタットの実用機設計においては、5.1.2 節で導出されるように、低温安全弁の吹出口径が $\phi 113$ であり、上記実験による低温安全弁の約 3 倍の直径が必要となる。このことから、シートギャップにも 3 倍の余裕を見て 15 μm とした。

920 MHz-NMR 用超伝導マグネットにおいては、装置の実用的な運用を考慮してクライオスタット全体の液体ヘリウム消費量が規定されるが、実際には上記構成のように、4.2 K でのヘリウム蒸発量と超流動発生のためのヘリウム消費量(He II 槽への熱侵入を相殺するに等しい量)の合計が

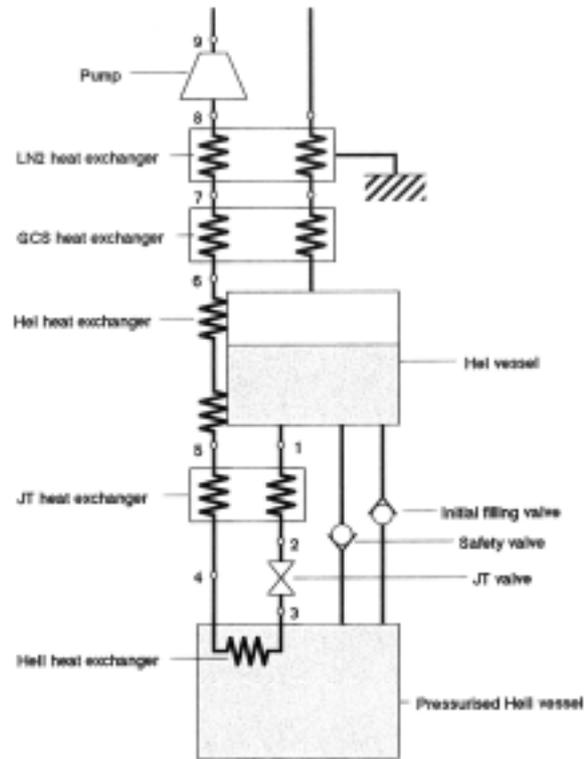


図 2.10 加圧超流動ヘリウムクライオスタットのフロー図

表 2.1 クライオスタットの熱バランス計算結果 (Tb=1.7 K)

		LN2 Vessel	GCS	HeI Bath	Lambda Plate	HeII Bath
Rad	[W]	24.9	0.296	0.0438	-	0.220
Cond(Support)	[W]	3.24	0.175	0.0665	0.00539	0.0365
Cond(Neck)	[W]	5.17	0.442	0.0869	-	0.0000
Feedthrough	[W]	0.281	0.134	0.238	0.478	0.0494
Cooling	[W]	-3.67	-1.05	-0.276	-0.743	-
Heat Flow	[W]	-	-	-	0.183	-
Com.channel	[W]	-	-	-	-	0.255
Total	[W]	29.9	0.000	0.159	-0.0770	0.560
Boiloff / JT Flow	[g/s]	0.150	-	0.00766	-	0.026
	[L/h]	0.680	-	0.222	-	0.769

Tgcs=41.1 K

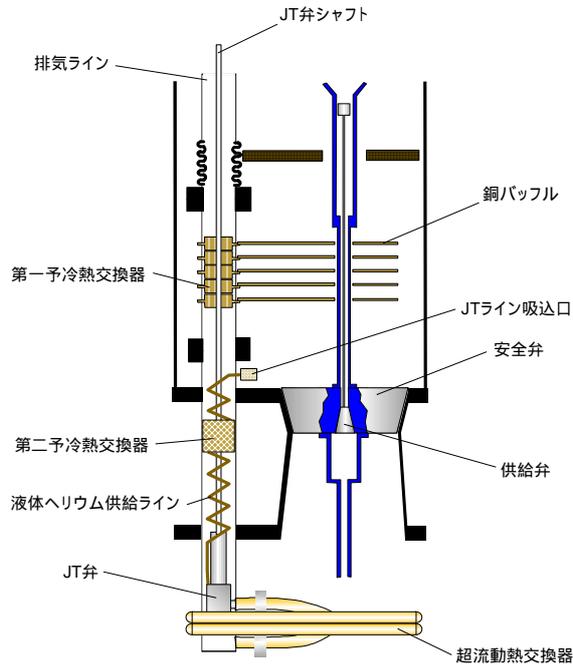


図 2.11 超流動冷却回路の詳細構造

全体の消費量に相当する。図 2.10 による実際のクライオスタット全体構成におけるフローから算出した各部の温度および熱侵入量の関係を表 2.1 に示す。He II 槽への熱侵入合計は 0.56 W である。その内訳のなかで寄与が最も大きいのは、前述による低温安全弁のシートギャップを介した He II による熱伝導(表中、Com. Channel: コミュニケーションチャンネル)である。また、He II 槽への熱侵入を相殺して冷却を発生させるに必要な液体ヘリウム消費量は、0.769 L/h となり、He I 槽からの自然蒸発量 0.222 L/h を加味した全体での消費量の 8 割近くを占める。He II 槽冷却に要する液体ヘリウムは JT 弁に導入されて消費される。JT 弁を経由して膨張した気液混相ヘリウムは、He II 熱交換器においてその液相成分の蒸発潜熱を冷却能力として用いたあと、気相のみとなって排出されるガス温度は He II 熱交換器出口において He II 槽温度 T_b に等しい。このため、He II 熱交換器以後の低温ガスは最終的に室温部分に引き出されるまでにエンタルピーの回収余力を持つことになる。本クライオスタットでは、これを有効活用する構成を考案した[10],[11]。

図 2.11 にセパレータ前後に配される機器構成を示す。JT 弁への吸い込み口(サクシオン)は He I 槽側にある。ここから吸い込まれた液体ヘリウムは、He II 熱交換器の排気ライン内に仕込まれた JT 熱交換器(第 2 予冷熱交換器)を経て JT 弁に導入される。この冷却回路において、あらたに第

1 予冷熱交換器を設けてある。これは、排気ライン内を通過するヘリウムガスの寒冷を回収するためのもので、その冷熱によって He I 槽に突き出した銅バッフルを介してセパレータ上部にある液体ヘリウムを冷却する。この作用から、He I 槽にある 4.2 K の液体ヘリウムは、セパレータにいたるまでの温度勾配を設けることができる。この第 1 熱交換器によって、サクシオンに導入される液体ヘリウム温度は常に λ 点 ($=2.168$ K) 近傍まで予冷される。このため、第 2 予冷熱交換器に導入される液体ヘリウム温度も λ 点となるため、第 2 予冷熱交換器出口すなわち JT 弁入口の液体ヘリウム温度は約 1.9 K まで予冷可能となる。よって、4.2 K の液体ヘリウムを JT 膨張させるのに対し、液相生成効率が約 5 % 改善される。なお、第 1 予冷熱交換器は He I 槽にバッフルを張り出した形状であるため、液体ヘリウム補充作業等にもなう He I 槽内での液体ヘリウムの攪拌を抑える役割も果たすことが期待される。

2.2.3 温度安定性

運転温度の変動は、何らかの外乱を受けることにより、冷却回路でのパラメータ(流量、温度、圧力等)が変化することによって発生する。このため、先ず外乱による影響について、想定し得る要因からその変動幅を定量化し、パラメータの変動量によって引き起こされる He II 槽の温度変動を導く。さらに、このような温度変動変動に対して、冷却回路が安定に機能するための条件を検討する。

表 2.2 加圧超流動ヘリウムクライオスタットにおける外乱要因と影響

変数	変動原因	一次的变化	二次的变化	加圧超流動温度変化
排気温度	室温またはポンプ温度変化	$T_r=293 \pm 5K$	$S=35.41 \pm 0.6043m^3/h$	$T_s=1.7 \pm 0.01254K$
JT流量	ヘリウムトランスファーによる内圧(JT弁入口圧力)変動	$P_{in}=0.1034$ $\rightarrow 0.1013MPa$	$Q_{in}=0.1343$ $\rightarrow 0.1245W$	$T_s=1.7$ $\rightarrow 1.764K$
加圧超流動槽内圧	ヘリウムトランスファーによる内圧変動	$P_{in}=0.1034$ $\rightarrow 0.1013MPa$		$T_s=1.7$ $\rightarrow 1.712K$
入プレート面上温度	ヘリウムトランスファーによる内部液体攪拌	$T_L=2.168K$ $\rightarrow 4.222K$	$Q_{in}=0.1343$ $\rightarrow 0.4440W$	$T_s=1.7$ $\rightarrow 2.168K$

加圧 He II 冷却では、JT 弁や排気ポンプを用いること、定期的に液体ヘリウムの補充作業を実施すること等から、大気圧変動、ポンプ特性変動、人為的操作に基づく内圧変動および操作に起因する内部温度分布変化が外乱要因として想定される。以下、想定される外乱要因に対する He II 槽温度の変動を検討した[12]。

表 2.2 に、外乱要因とそれによる He II 槽の温度変動を試算した結果を示す。算定において、基準温度は 1.7 K とした。また、定常冷却能力(=He II 槽熱負荷)は 0.134 W としている。He II を発生するための減圧源として油回転式ロータリーベーン型真空ポンプを用いる。真空ポンプは容積排除式であるから、動作環境(温度)によって排除容積が変動し得る。室温に設置されるから、室温による排気速度の変動も想定される。しかし、表からわかるように、室温変動は ± 5 °C 程度であり、このことによる温度変化は ± 10 mK 程度であり充分小さい。

クライオスタットが設置された環境においては、大気圧の変動を受ける。この変動は、冷却回路を構成する JT 弁の入口圧力の変動でもある。ここでは He II 槽の内圧がおおよそ 6.5 % 変動した場合を想定した。これは、大気圧にして 1084 hPa から 1013 hPa に変化するのに相当し、通常の大気変動においてはこの範囲内と想定される。このとき、JT 弁の入口および出口圧力の比は $P_2 / P_3 \ll 1$ であることから入口圧力のみが流量を支配し、出口圧力に依存しないチョーク流である。したがって、大気圧変動比は即ち JT 流量変動比である。また、JT 弁入口の圧力変動(現象)はヘリウム物性におけるエンタルピーの減少をとみなす。この両者を考慮した冷凍能力の低下は約 7 % であり、この冷凍能力低下にともなう温度上昇は 0.064 K と見積もられ、運転温度初期設定を 1.7 K としている場合、温度上限は 1.764 K となる。

λ プレートの直上温度は低温安全弁のシートギャップに介在する He II 成分による熱伝導によって、常時は λ 点温度 (2.168 K) である。しかし、定期的なヘリウム注液作業を経る際、4.2 K のヘリウム貯槽内の液体ヘリウムが攪拌されるため、 λ プレート直上温度も 4.2 K に達することが考えられる。前節で述べたように、定常状態 (λ プレート直上温度=2.168 K) においては He II 槽への熱侵入を支配するのは低温安全弁のシートギャップを介した He II による熱伝導である。しかし、He I の熱伝導率は He II と比較するまでもなく小さいため、 λ プレート直上温度が 4.2 K になった場合でも、低温安全弁のシートギャップの温度勾配に大きな変化は発生しない。むしろ、このような状態になると、セパレータを構成する構造材およびこれを貫通する超伝導線による固体熱伝導が支配的となる。 λ プレート直上温度と He II 槽への熱侵入の関係を図 2.12(a) に示す。この図から、He II 槽への熱侵入は定常時の 3 倍にも達することがわかる。また、ヘリウム注液作業は連続運転に

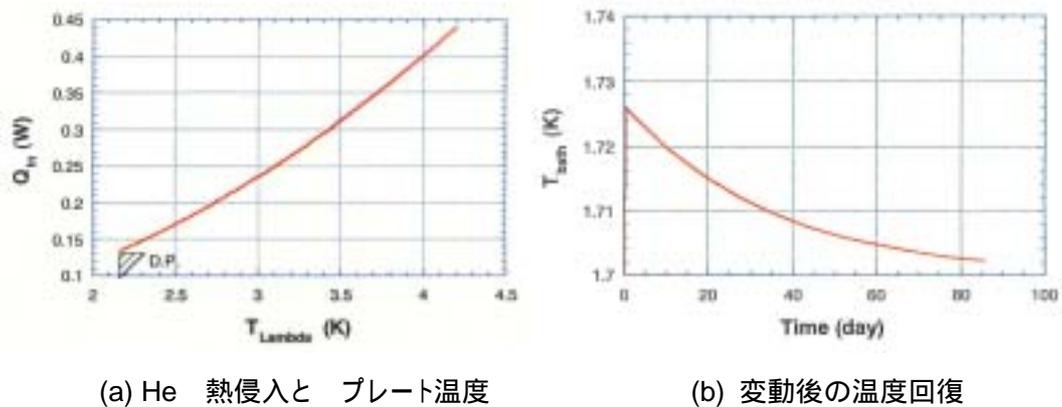


図 2.12 ラムダプレート直上温度と He 槽への熱侵入

おける一時的な作業であるものの、一旦ラムダプレート直上温度が 4.2 K になると、これを再び冷却させ得る作用はセパレータを介した He II 槽からの冷却にたよるため、JT 流量を増加させる操作を伴わない場合、温度の回復には図 2.12(b)に示すように数 10 日を要することが予想された。この問題に関しては、前述したように、冷却回路の高効率化を目的とした 2 段階から構成される予冷熱交換器のうち、主に第 1 予冷熱交換器の作用により、ほぼ温度変動を排除できることが実測から確認できている。

以上の検討から、外乱による温度変動を評価した。そのなかで、液体ヘリウムの定期補充作業が及ぼす影響が大きいことがわかった。これは定常的に温度勾配を持つ He I 槽が補充作業によって攪拌され、セパレータ直上温度の上昇をもたらすためである。したがって、セパレータ直上において、このような攪拌作用を物理的に遮蔽する手段(本研究では、第 1 予冷熱交換器)を設けることが有効である。

次に、外乱によって引き起こされる変動を受けた場合の冷却回路における不安定性を検証する。He II 冷却において不安定要因とされるものに、フラiddینگがある。これは、He II 熱交換器内部にある飽和 He II 液が必要以上に増加し、熱交換器内部全てを満たしてしまう現象である。このフラiddینگが発生すると、例えば図 2.11 による冷却回路において、He II 熱交換器内部全てが飽和 He II で満たされ、かつその液面がさらに上昇すれば、排気ライン内をも満たして He I 槽に接することになる。このような状態になると、He II 槽と He I 槽が飽和 He II によって熱的に接続される。He II の熱伝導特性は無限大に近く、フラiddینگが発生すれば、高温側である He I から低温

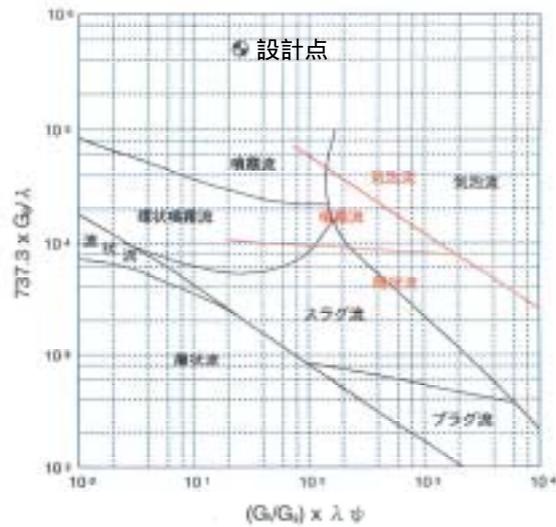


図 2.13 二相流の流動状態 (Baker 線図)

側の He II に多量の熱流入を生じ、He II 槽の温度は急激に上昇してしまう。超伝導マグネットは He II 槽内の温度に冷却されることを前提に設計されるから、このような温度上昇が発生すると、マグネットがクエンチに至る危険性がある。したがって、フラッディング現象を避けることが He II クライオスタットによる超伝導マグネット冷却においては必須の条件となるが、その発生については従来明確化されていなかった。これは、He II クライオスタットの用途が小型の実験用途である場合、フラッディングの発生による影響が軽微であったことや、大型装置では、He II 熱交換器内部の液面状態をモニターすることで電氣的に制御可能なシステムを備えていたことによる。しかし、本研究における NMR 用超伝導マグネットにおいては、基本的に非制御無人運転を前提とすることから、フラッディングを発生しない、自律的な安定運転の実現が必要である。このため、以下にフラッディングの発生条件とその回避策について検証する。

He II 冷却回路において、温度を自律的に安定化できる条件について、その構成機器である JT 弁、熱交換器、排気ポンプについて、相互に関連する作用を検討した。各機器の配置構成は図 2.6 と同一である。まず、He II 交換器内の流動状態を推定した。気液 2 相流における流動様式についてはベーカー線図が知られており[13]、これを液体ヘリウムに適用したものが示されている[14]。図 2.13 にその状態図を示す。 G は質量流束を示し、サフィックス l は液相を、 g は気相を示す。本研究による He II 熱交換器内部の流動状態は図中に示すように吹霧流領域にあることがわ

かる。He II 熱交換器は液相成分が気化する際の蒸発潜熱がその冷却源である。したがって、JT 弁によって温度降下した気液 2 相流のなかで、液相のみが熱交換作用を担う。よって、He II 熱交換器内では、液相は熱交換器の壁面に接触して直ちに蒸発するものとし、有意な膜厚またはバルクとしての液体は存在しないものと仮定する[15]。

排気速度、排気圧力、質量流量および He II 熱交換器の面積は次に示す相互関係がある。

$$S = \frac{3600}{1000} \frac{\dot{m}_{JT}}{\rho_{(293, P_p)}} \quad (2.13)$$

$$T_{hex} = f(P_{hex}) \quad (2.14)$$

$$Q_{ref} = kA_{hex}(T_b - T_{hex}) \quad (2.15)$$

$$\therefore A_{hex} = \frac{Q_{ref}}{k(T_b - T_{hex})} \quad (2.16)$$

$$\therefore k = \frac{1}{\frac{1}{0.07T_b^3} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{0.07T_{hex}^3}} \quad (2.17)$$

- ここに、 T_b : He II 槽温度 (=1.7 K)
 m_{JT} : JT 流量 [g/s]
 T_{JT} : JT 弁入口温度 (=2.168 K)
 S : ポンプ排気速度 [m³/h]
 T_{hex} : 超流動熱交換器温度 [K]
 P_{hex} : 超流動熱交換器内排気圧力 [Pa]
 Q_{ref} : 冷凍能力 [W]
 A_{hex} : 超流動熱交換器実効面積 [cm²]
 δ : 超流動熱交換器壁厚さ (=0.1 cm)
 λ : He II 熱交換器壁の熱伝導率 (OFHC の場合 ~1 W/cm·K)

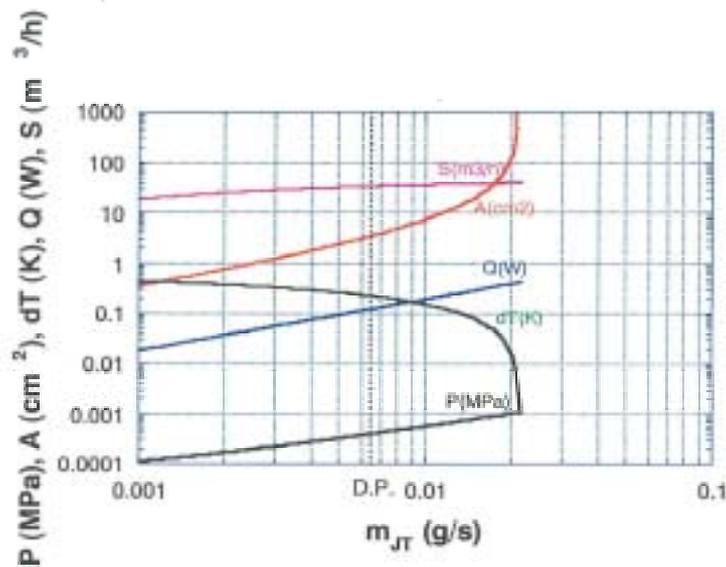


図 2.14 超流動冷却回路の諸特性

であり、 $0.07T_b^3$ および $0.07T_{hex}^3$ は He II 熱交換器外壁および内壁におけるカピッツァコンダクタンスを表す。なお、 S はポンプによって固有の特性であり、使用するポンプに応じて異なる。このような関係式から、ある型式のポンプを用いた場合、JT 流量を横軸とした各パラメータの変化について図 2.14 に示す。 dT は He II 熱交換器内外の温度差を示す ($=T_b - T_{hex}$)。図から、 m_{JT} を増加させることにより Q_{ref} を増大させることが可能だが、 m_{JT} が 0.02 g/s 近くになると、 dT は急激に減少するとともに A_{hex} が急激に増大する。このことは、He II 熱交換器の熱交換能力が飽和することを意味する。この状態がさらに進行すると、He II 熱交換器内は液体 He II で満たされ、さらに進めば、図 2.11 に示す He II 熱交換器後流の排気ラインまで飽和 He II 液が溢れてくるフラッディング状態に至ると考えられる。液面がセパレータ上面まで達したときに、排気ライン管壁を介して λ 点以上の温度にある液体ヘリウムと熱交換を開始することになるから、He II 熱交換器内の飽和 He II 液は瞬く間に温度上昇を開始し、結果として He II 槽温度も急激に上昇することになる。このように、フラッディングに至る定性的理解が以下のように想定される。

外乱によって JT 流量 m_{JT} が増加

ポンプの排気特性に応じて He 熱交換器内圧力が上昇し、飽和温度も上昇

熱交換器温度差 dT が減少し、これを補完すべく必要熱交換面積 A_{HEX} が増大

He 熱交換器内部が飽和液体 He で満たされ、フラッディングに至る

このため、図 2.14 から、フラッディングを避けるには、下記の手順に従えばよいことがわかる。

- 1) クライオスタット内部機器の配置構成や全体のコンパクト化を考慮した He II 熱交換器形状(熱交換面積 A_{hex})を定める。
- 2) 所望の冷凍能力 Q_{ref} (クライオスタット全体設計から定まる)を確保するために必要な JT 流量 m_{JT} を定める。
- 3) 上記式(2.13)～(2.16)の関係から排気速度 S および排気圧力 P_{hex} が求まり、配管圧損を考慮したうえでこれを得られる排気ポンプ能力(型式)を選定する。

なお、実際の装置構成を決定した後に変数になるのは m_{JT} であり、その変動幅は前述した外乱要因によって定められ、およそ 10 %以内と想定される。他方、He II 熱交換器はその内部全面を有効伝熱面として利用することは困難である。これは JT 弁からフラッシュされる噴霧状態の気液混相流が直接熱交換器壁面に当たる確率に依存するためと考えられる。このため、He II 熱交換器面積のなかで有効伝熱面を 1/10 と仮定すると、図 2.14 より He II 熱交換器における温度差 dT を 0.1 ～0.2 K 程度確保すればよいことになる。この構成により、安定な(フラッディングに至らない)運転が可能と考えられる。これを確認するため、図 2.11 による冷却回路を用いて実際の運転を行った場合の状態を観測した。He II 熱交換器の入口および出口には内部を流れるガス温度を測定するための温度センサー(CERNOX)を設置した。熱交換器壁温度と明確に分離して測定できるよう、センサーは He II 熱交換器流路断面の中心に配置した。JT 流量が少ない場合、入口温度 T_{HEX-in} は JT 弁からフラッシュした後の飽和 He II 液温度を示し、出口温度 $T_{HEX-out}$ は He II 槽温度 T_b とほぼ同じ温度を示す ($T_{HEX-in} \leq T_{HEX-out} = T_b$)。この状態から、JT 流量を除々に増加させると、熱交換器温度差 $dT = T_b - T_{HEX-in}$ も減少し、 $dT \cong 0.025$ K 近くで $T_{HEX-out}$ が急激に降下して T_{HEX-in} に一致する現象が確認された。これは、He II 熱交換器出口まで液相が達したことを示し、フラッディング現象が発生していると見なせる。この温度差における実効熱交換面積 A_{hex} は、

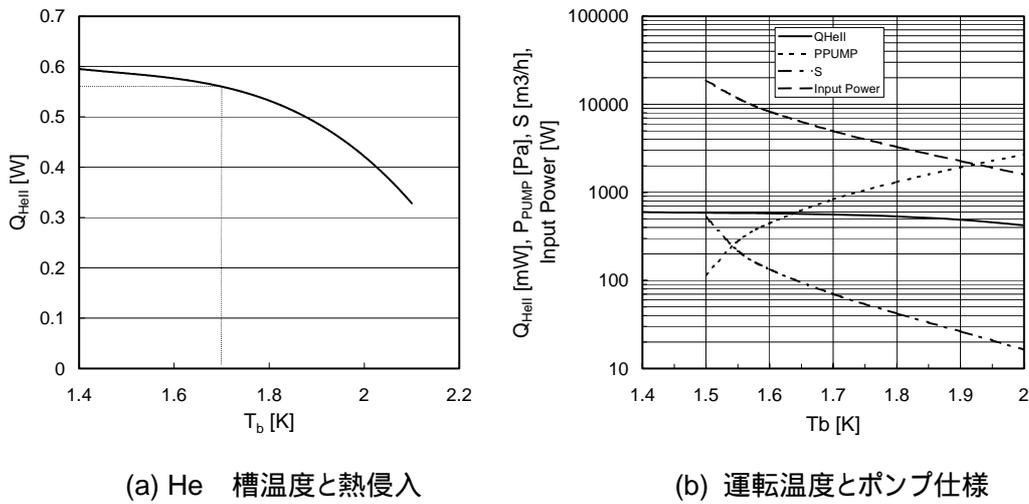


図 2.15 加圧 He II 槽熱侵入および運転温度

図 2.14 より約 1000 cm²と予測され、実際の熱交換器総伝熱面積 750 cm²とほぼ一致している。

以上のことから、少なくとも熱交換器温度差 dT を 0.1 K 以上確保する機器条件とすれば、JT 流量変動幅 ($\pm 10\%$) を考慮しても、自律的な安定運転を継続可能であると考えられる。

2.2.4 運転温度

マグネット設計においては、運転温度を前提に、超伝導線材の特性を考慮して進める。このため、前節による外乱の影響と冷却回路の自律安定性基準をもとに、実用に際しての制約条件を考慮して、920 MHz-NMR 用超伝導マグネットの運転温度を以下に定める。加圧 He II 発生に必要な冷却能力は、He II 槽への熱侵入量に相当し、その値は概ね図 2.15(a)のようになる。この図において、横軸には運転温度を、縦軸には加圧 He II 槽への熱侵入量を示している。運転温度が低いほど He II 槽への熱侵入が増えるのは、主に低温安全弁のシートギャップ内の He II 成分を介した熱伝導の影響によるものである。2.0 K 運転と 1.5 K 運転とを比較してその差は 2 倍程度になる。一方、加圧 He II 発生機構における種々の制約から、運転温度が下がるほど各種損失 (ポンプ効率、配管内圧力損失、必要熱交換面積等) は加速度的に大きくなる。図 2.15(b)に運転温度とポンプ排気圧力、排気速度およびポンプ投入動力の関係を示した。図中投入動力に着目すると、運転温

度が 2.0 K の場合と 1.5 K の場合では、所要動力は 10 倍にもなる。また、その絶対値は 1.57 K において 10 kW を超えてしまう。これは、真空ポンプの原理が容積排除式であるため、排気圧力が低いほど排除容積が大きくなり、より大きな排気速度を持つポンプが必要になるためである。第 5 章で述べるように、本装置は連続無停止運転(瞬断を除く)が前提であることから、停電対策として非常用発電機を設置する。その際、装置の価格・外形・維持費は発電能力に依存するため、大容量ポンプを導入することには運用上種々の制約を生じる。ポンプの種別を圧力に応じて使い分け方式(メカニカルブースターとロータリーポンプの組み合わせ等)もあるが、長期無人運転に対しては、動力機器類は最小限にすることも考慮しなければならない。一方、図 2.15(b)に示すポンプ排気圧力は He II 熱交換器からポンプに至るまでの配管内圧力損失を加味した値である。図中で各曲線が 1.5 K で途切れているのは、配管内圧力損失が超流動熱交換器内圧力絶対値よりも大きくなる、すなわち運転が不可能となる限界を示している。ポンプは許容設置環境磁界およびマグネット本体への振動伝達を低減するため、マグネットから 10 m 以上の配管を経由して配置される。この配管による圧力損失を低減するには配管径を太くすればよいが、無制限に大きくすることは現実的には問題がある。一方、図 2.15(a)において、 dT_b/dQ_{HeII} すなわち曲線の傾きは JT 流量変動に対する He II 槽温度応答性を示すものであり、図中曲線の傾きが小さいほど条件変化による温度変動が大きい。これは、運転温度の変動要因に直接的に影響される要因であり、これも加味すると、マグネットの運転温度を規定する条件は次のように整理される。

- 1) ポンプ : 単段ロータリー式
- 2) 入力 : 10 kW 以下
- 3) 配管長および径 : 15 m、 ϕ 114mm
- 4) 運転温度変動幅 : ± 0.1 K

この条件から、本研究で対象とする加圧 He II 冷却運転における運転温度は $1.7 \text{ K} \pm 0.1 \text{ K}$ とし、このことから、運転温度の上限は 1.8 K となる。この温度における超伝導線材特性を元に、マグネット設計をおこなうことにする。なお、He II 熱交換器温度は 2.2.3 節より $dT > 0.1 \text{ K}$ であるから、これを運転温度下限に対して適用し、 $T_{hex} < 1.5 \text{ K}$ とする。つまり、 $0.1 \text{ K} < dT < 0.3 \text{ K}$ となる。

2.3 Nb₃Sn 線材の特性向上

2.2 節による運転温度の低温化によって、超伝導線材における J_c の大幅な向上が期待でき、かつその条件は 1.8 K とする。一方、 J_c の温度依存性は式(2.7)によって期待される向上が得られない場合も想定される。これは、中磁界領域では J_c が侵入磁束に対するピンニング力 F_p に依存するのに対し、高磁界領域 ($B/B_{c2} \geq 0.8$) では F_p が飽和してしまうことによる[16]。一般に、 F_p を向上するには、ピン止め中心となる結晶粒界を多数生成するために、Nb₃Sn ではフィラメント径を小さく、熱処理時間を短くして反応相の生成が過剰に進行しないように配慮される。しかし、高磁界領域では F_p が飽和してしまうため、 J_c を向上するにはむしろ結晶粒を大きくすることが有効であり、そのためにはフィラメント径を大きく、熱処理時間を長く取る必要がある。ただし、Nb₃Sn 線材でこのような構成を取る場合、線材断面における Nb フィラメントが熱処理によって反応するときに必要な Sn 量の適切な供給を考慮しなければならない。本節では Nb₃Sn 線材を高磁界領域で使用するためのフィラメント径拡大にともなうブロンズからの Sn 量供給との整合を図ることによる J_c 改善の結果と、実際に低温化を適用した場合に得られた超伝導特性を示す。

2.3.1 高 Sn ブロンズによる J_c の改善

本研究による超伝導マグネットにおいて、高磁界領域で使用する超伝導線材はブロンズ法による Nb₃Sn である。ブロンズ法に基づく Nb₃Sn は、Cu-Sn 合金(ブロンズ)と Nb を反応させることにより、650°C から 700°C といった低温での熱処理によって Nb₃Sn を生成するものであり、Tachikawa らによって考案された[17],[18]。実際のマグネットにこれを用いる場合、熱処理前の素線を巻棒に巻線したのち、熱処理を加えてブロンズ中の Sn と Nb フィラメントを反応させて Nb₃Sn 相を生成するプロセス(ワインド・アンド・リアクト: wind and react)を経て作製される。熱処理による Nb₃Sn 生成過程の模式図を図 2.16 に示す。ブロンズマトリックスに埋め込まれた Nb フィラメントは、熱処理によって Nb と Sn が反応することで Nb フィラメントの外皮側に Nb₃Sn を生成する。このとき、Nb フィラメントの芯部に未反応部を残してしまう。Nb は超伝導物質ではあるが、磁界特性が低く、高磁界では線材全体としての超伝導特性に寄与しない。このような未反応部を残す要因

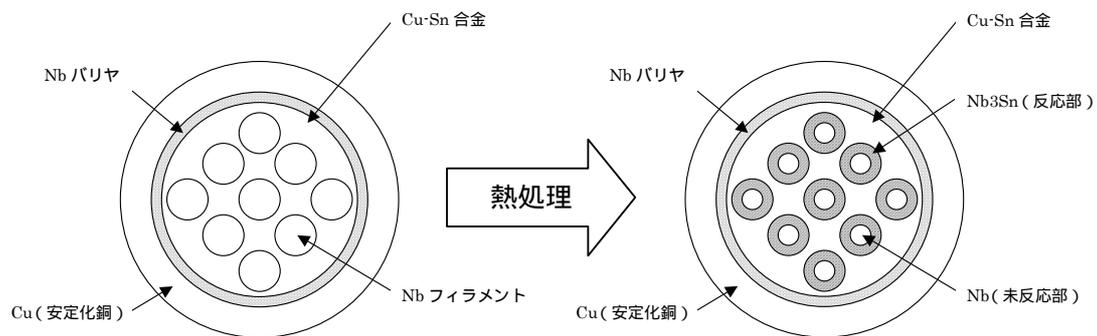


図 2.16 ブロンズ法による Nb₃Sn 線材の断面構成

は、ブロンズからの Sn 供給量の不足によるものである。特に、高磁界領域で Nb₃Sn を用いる場合、Nb フィラメントの直径を大きく取る必要があり、Sn 供給量の確保は重要な課題である。Sn 供給量を増加させる有効な手法はブロンズ中の Sn 濃度を高めることである。一方、ブロンズ中の Sn の固溶限界濃度は相図から 15.8 wt%Sn である。しかし、実際にこの組成のインゴットを溶製すると、異相が析出する。このような異相が介在すると、ブロンズの機械的特性が劣化することが考えられる。特に超伝導線材として Nb₃Sn 線材を製作する場合、図 2.16 で示すように熱処理前の状態である

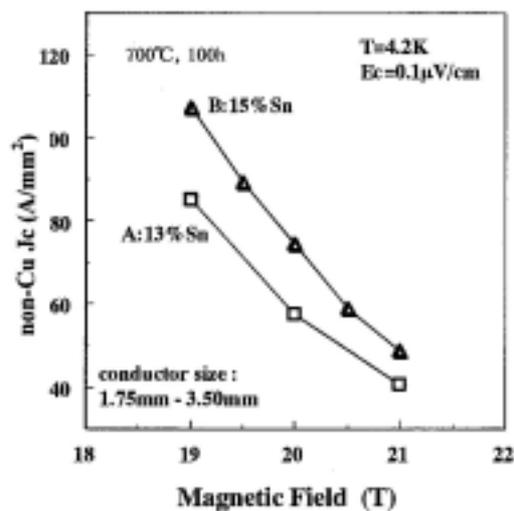


図 2.17 13%Sn および 15%Sn 線材 non-Cu J_c の磁場依存性

Cu、Nb、Cu-Sn からなる複合体の状態では伸線加工されるため、ブロンズの延性等が劣化すれば加工プロセスにおいて断線等のトラブルを引き起こす。このため、従来の Nb₃Sn 線材では、原材料となるブロンズの Sn 濃度は、製品加工の確実性の観点から 14.5 wt%Sn 程度を上限としてきた [19]。転じれば、ブロンズ中の Sn 濃度を増加させることができれば、更に高い電流密度を得られる余地があると言える。

本研究における超伝導マグネットでは、特に最内層に配置する Nb₃Sn を用いたコイルの特性が律則となるため、僅かな J_c 特性の向上であってもマグネット設計条件を大きく緩和することができる。このため、ブロンズ中 Sn 濃度の差異による機械特性を再検証し、現実的な Sn 濃度上限を知ることで J_c 向上を図った。ブロンズは、Sn 濃度 14, 15, 16 wt%Sn の 3 種を溶製したが、15 および 16 wt%Sn インゴットには明らかに異相の析出が観測された。これらのブロンズについて、機械的特性を測定した。その結果、伸線工程において最も重要になる「伸び」や「絞り」は、室温から 300℃ の範囲で Sn 濃度に依存し、濃度が高いほど両者ともに低い値となるものの、15 wt%Sn であれば、30 % 程度を有することがわかった。実際の伸線工程では、その加工率は通常 10 % ~ 20 % である。このため、従来の加工率を適用する限り、異相析出をともなった 15 wt%Sn ブロンズであっても伸線加工に耐えられるとの見通しを得た。

この結果を受け、ブロンズ中 Sn 濃度を 15wt%Sn とした線材を試作し、比較対照のため、

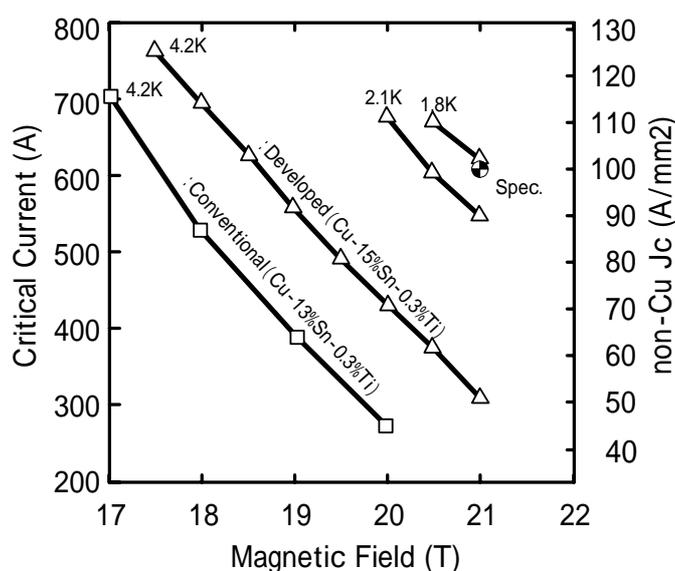


図 2.18 15%Sn 実機用線材の特性

13wt%線材も製作してその特性を評価した[20]。図 2.17 に測定結果を示す。この図から、ブロンズ中 Sn 濃度 15wt%の試作線材が 13wt%試作線材に対し約 20 %の J_c 向上が得られることがわかる。また、試作線材の断面 SEM 観察から、13wt%Sn 線材では 16.8 %であった Nb 残芯率が、15wt%Sn 線材では 10.5 %まで減少し、 Nb_3Sn 生成量が増大することによって、non-Cu J_c も増大したことがわかる。

2.3.2 製作線材の特性

2.3.1節での 15wt%Sn による Nb_3Sn 線材試作の結果を踏まえ、実機に用いる長尺線材を製作し、その特性を測定した。図 2.18 にその結果を示す。比較対照のため、13wt%Sn による Nb_3Sn 線材特性も併記した。この結果から、21 T at 4.2 K における 15wt%Sn 線材の non-Cu J_c は 50 A/mm²であり、これを 2.1 K にすることで、1.8 倍に、1.8 K にすれば、2.1 倍の特性向上が得られ、その値は 100 A/mm²となることが確認できた。なお、図 2.2 に示す J_c の低温化による向上は 4.2 K と 1.8 K の比において 2.45 倍であったが、上記実測から実際には 2.1 倍に留まっている。これは、式(2.3)による実験的補完式が中磁界領域での特性を考慮したものであり、本研究で対象とする高磁界領域においては、この補完式の修正が必要であるためと考えられる。

なお、実機用 Nb_3Sn 線材での n 値は、21 T at 1.8 K において、30 が得られた。18 T を想定したブロンズ法 Nb_3Sn 線材の従来材の n 値は、18 T at 4.2 K において 32 程度であるから、これを図 2.3 による n 値特性図から拡張予測すると、21 T at 1.8 K で約 22 になる。上記実機用線材において n 値 30 を得られたのは、伸線工程における中間焼鈍の見直しによる効果と考えられる。多段階の伸線工程を経る超伝導線の製造においては、次工程伸線での材料延性を確保するため、中間焼鈍を行う。このとき、その処理温度が高いと、Nb フィラメント表層に Nb_3Sn が生成されてしまい、フィラメント表面性状が劣化する。このため、これを抑える方法として、実機用線材の製造においては、中間焼鈍温度を 475°C 以下としており、結果として n 値が向上する。

2.4 マグネット設計

運転温度の低温化と、Nb₃Sn 超伝導線材の高磁界特性改善の結果を踏まえ、マグネット設計をおこなった。以下にその条件と決定パラメータを示す。

2.4.1 設計条件

2.2.4 節から、運転温度は 1.8 K 以下と規定する。また、2.3.2 節より、マグネット内層に用いる高ブロンズを用いる Nb₃Sn 超伝導線材の電流特性は、1.8 K at 21 T にて 100 A/mm² の non-Cu J_c が得られるものとする。また、 n 値は同条件で 30 である。中間層に用いる Nb₃Sn 超伝導線材については、5.1.1 節によるクエンチ時の最大応力を考慮し、0.2 % 耐力を 270 MPa 以上確保するものとする。電磁応力条件は、4.2.1 節で示す、クエンチの抑制に対する基準を考慮し、 $B_{jr} < 162$ かつ $F_z < 0.57 B_{jr} + 143$ とする。磁界安定性を確保するため、式(1.2)による評価関数 F を考慮し、その値を 1×10^{-10} 以下とする。

2.4.2 コイルパラメータ

図 2.19 にマグネット設計の結果に基づく各コイルの配置構成を示す。図中隙間で分離されているのは、巻棒が異なる部分である。図中にはコイル名称を付記しており、NS は Nb₃Sn 線材を用いる部分、NT は NbTi を用いる部分を表す。NS-0~3 は、2.3 節で述べた高 Sn ブロンズによる Nb₃Sn 線材を用いている。NS-4~5 は、4.3.2 節で述べる Ta で補強した高耐力 Nb₃Sn 線材を用いる。マグネットの中間から外層側には NbTi を用いたコイルを配置しているが、本研究によるマグネットでは、Nb₃Sn と NbTi の使用境界を 10.4 T とした。

このような構成において確定したコイルパラメータを表 2.3 に示す。運転電流 244.4 A は、PCS やジョイントの適用可能な電流容量や、高磁界領域(内径側)で J_c が低下することにもなう線材の太径化に対する巻線施工の作業性も考慮して決められる。内層の NS-0~3 においては、評価

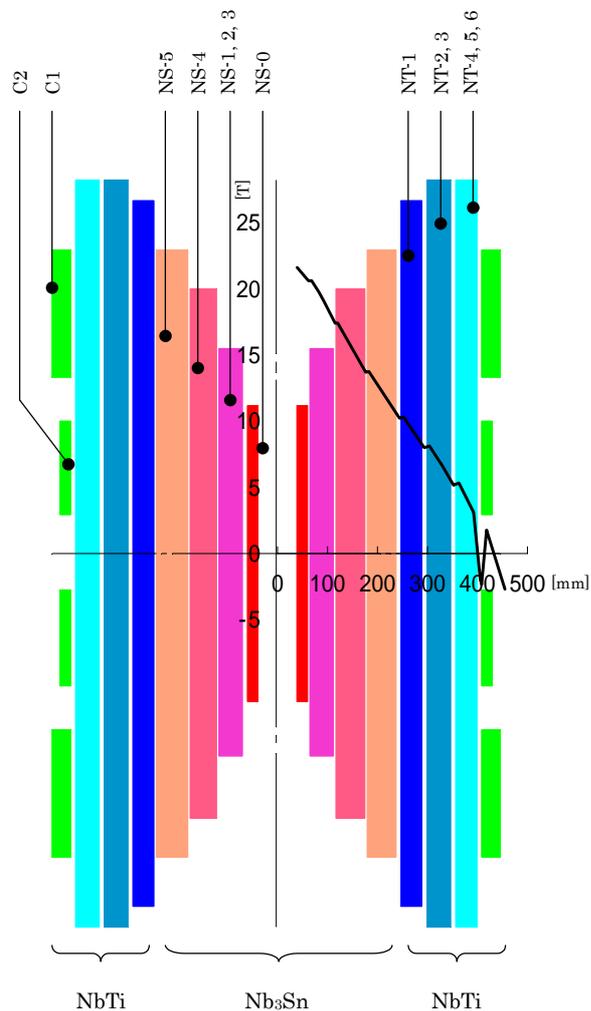


図 2.19 920 MHz-NMR 用超伝導マグネットのコイル配置構成

関数 F が律則となっている。NS-0 における non-Cu J_c は実績値を参照して 100 A/mm^2 としているが、現実的には余裕度がゼロとなるため、パラメータ上では n 値に対する安全を見込んでおり、2.3.2 節で得られた n 値 30 に対して、2 割の余裕を見て 25 を設計参照値とする。 F のしきい値をおよそ 1×10^{-10} とすると、 I_{op}/I_c はおよそ 0.5 近傍になる。なお、NS-0 の線材断面は $3.50 \text{ mm} \times 1.75 \text{ mm}$ (被覆無しの場合) であり、銅比は 0.3 である。この巻内径は 78.4 mm であり、巻線作業を行ううえでは、これ以上の太い線材の施工は難しい。

中層では、 B_{jr} が律則となる。その値は約 160 MPa であり、数値出処は 4.2.1 節で示す。表中では NS-4~5、NT-1~4 がこれに相当する。このような領域では、運転電流密度 J_{op} を制限しなければ

ばならない。一方、 n 値は低磁界において向上するから、評価関数 F の余裕度が生じるため、 J_c も小さな値が取れる。その結果、線材断面積に占める超伝導部分の面積比を小さくできる。このことは、超伝導線材の価格においてそのメリットが大きい。中層域で、銅比が大きくなっているのはこのためである。

外層では、ソレノイドの「肩(端部)」に相当する部分で中心軸から磁束方向がずれてくるため、コイルには軸方向の力が作用する。この詳細については 4.2.1 節で述べるが、この成分の力はクエンチ発生に影響するから、これを抑えるために、 J_{OP} を B_{jr} による制約値よりも低く設定してある。

コイル名称 C は補正コイルと呼び、中心部での大きな磁界不均一成分を補正するものである。このため、C2 は他のコイルに対して、通電方向を逆転した反転磁界を生成する。なお、細かな磁界不均一成分は、ここに表示されていないが、超伝導シムコイルを用いて補正する。

以上のようなコイルパラメータによるマグネット設計の結果に基づく B_{jr} 、Overall J_{OP} および磁界強度 B をグラフに表すと図 2.20 のようになる。内層では、 J_c と評価関数 F による制約によって、 J_{OP} が低く設定され、 B_{jr} に対しては大きく余裕がある。中層から外層にかけては、 B_{jr} による制約によって、 J_{OP} を押さえ、最外層では B_{jr} の制約以上に F_z による制約が生じることによって、やはり J_{OP} を抑えた設計となる。以上から、高磁界を発生しながらも、磁界安定度を確保し、かつクエンチに対する考慮がなされたマグネット設計が成立する。

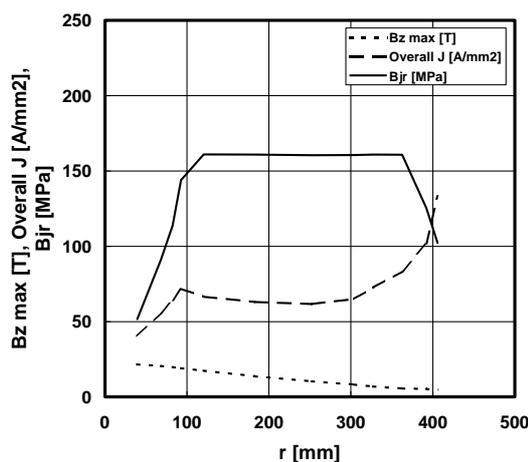


図 2.20 実機マグネット設計における各特性

表 2.3 920 MHz-NMR 用超伝導マグネットのコイル設計

中心磁場 B_0 [T] 21.6
 運転電流 I_{OP} [A] 244.4
 インダクタンス L [H] 1128.1
 蓄積エネルギー E [MJ] 33.7

材料種別	Nb ₃ Sn					NbTi										
	#1	#2	#3	#4	#5	#6	#7	#8	#9	#10	#11					
	NS-0	NS-1	NS-2	NS-3	NS-4	NS-5	NT-1	NT-2	NT-3	NT-4	NT-5	NT-6	C1-A	C1-B	C2-A	C2-B
コイル名称																
コイル形状																
内径	[mm]	78.4	136.4	165.2	185.6	240.8	365.4	504.6	607.7	654.6	725.2	784.1	811.6	836.8	836.8	836.8
外径	[mm]	124.0	165.2	185.6	230.4	353.0	487.8	586.8	654.2	704.6	783.7	811.3	816.4	909.6	909.6	880.4
長さ	[mm]	600.0	830.0	830.0	830.0	1080.0	1240.0	1440.0	1520.0	1520.0	1520.0	1520.0	1520.0	258.0	258.0	195.0
中心位置	[mm]	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-489.0	489.0	-174.0
層数	[layer]	12	8	6	14	34	36	24	14	16	20	10	2	30	30	18
巻数	[turn]	1956	2320	1872	4536	13804	16452	13224	8302	9872	13160	7370	1678	4260	4260	-1926
線幅	[mm]	3.50	2.70	2.50	2.40	2.50	2.55	2.53	2.48	2.38	2.23	1.98	1.73	1.73	1.73	1.73
線高	[mm]	1.75	1.65	1.55	1.45	1.50	1.55	1.58	1.53	1.43	1.33	1.23	1.08	1.08	1.08	1.08
アスペクト比	[-]	2.00	1.64	1.61	1.66	1.67	1.65	1.60	1.62	1.66	1.68	1.61	1.60	1.60	1.60	1.60
Cu比	[-]	0.3	0.3	0.3	0.3	0.8	0.8	1.3	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0
面積 (超伝導部)	[mm ²]	4.652	3.367	2.921	2.617	1.778	1.891	1.734	0.946	0.849	0.739	0.607	0.465	0.465	0.465	0.465
面積 (Cu部)	[mm ²]	1.396	1.010	0.876	0.785	1.422	1.512	2.255	2.839	2.546	2.218	1.820	1.395	1.395	1.395	1.395
占積率	[%]	86.5	85.0	84.0	83.0	72.9	73.8	89.1	89.0	88.3	87.6	86.6	86.8	84.4	84.4	84.2
線材長さ	[m]	622	1099	1032	2964	12876	22049	22671	16457	21076	31192	18469	4291	11686	11686	5195
線材重量	[kg]	33.5	42.8	34.9	89.8	366.8	667.8	696.8	512.7	588.9	759.2	368.9	65.7	178.9	178.9	79.5
磁場条件	[T]	21.6	20.6	19.8	19.1	17.4	13.8	10.4	8.2	6.9	5.6	5.3	4.7	4.6	2.6	2.6
局所最大磁場	[MPa]	51.6	91.1	113.8	144.0	161.0	160.9	160.4	160.5	160.9	160.8	125.5	102.4	98.8	136.0	98.8
最大 B_{pr}	[MPa]	-0.7	-4.7	-5.7	-6.2	-16.8	-25.4	-41.5	-49.6	-52.0	-53.3	-59.3	-73.1	-28.3	-7.0	28.3
F_z	[MPa]															
特性仕様	[A/mm ²]	100	120	130	150	130	200	610	1110	1340	1510	1540	1580	1600	1670	1600
J_c	[A]	560	480	470	460	520	1090	1270	1260	1360	1340	1120	880	890	980	980
1.8K@ B_{max}	[-]	0.44	0.51	0.53	0.53	0.47	0.22	0.19	0.19	0.18	0.18	0.22	0.28	0.28	0.26	0.26
I_{op}/I_c	[-]	30	30	30	30	35	35	25	25	25	45	60	60	60	60	60
n-index	[-]	8.2E-14	8.6E-12	1.7E-11	2.9E-11	1.2E-14	7.4E-26	5.2E-21	6.3E-21	9.4E-22	2.5E-36	9.8E-43	1.5E-36	1.2E-36	6.3E-38	6.3E-38
$F^* = C_{op}/I_c^n I_{op}$	[-]															

2.5 まとめ

本章では、高磁界発生の見通しと実現への検証を進めた。以下に得られた結論をまとめる。

- 1) 臨界電流密度 J_c の温度依存性から、21 Tにおいて運転温度を 2 K 以下に下げた場合、その値は 4.2 K 比で 2 倍以上となるとともに、n 値についても B_{c2} 依存性から、同様に運転温度を 2 K 以下に下げた場合、1.5 倍近い向上が得られる見通しを示した。
- 2) 上記超伝導特性向上のための低温発生において熱侵入の支配的要素となる低温安全弁について評価をおこなった。その結果、低温安全弁に残留するシートギャップは、弁体および弁座の加工精度によって決まることを明らかにし、これをもとに実際の機器設計が行えることを示した。
- 3) 加圧 He II 冷却クライオスタットの運転における外乱要因を明らかにし、その方策として、2 段式予冷熱交換器から構成される冷却回路を考案し、 λ プレート上面温度を λ 点に安定維持する構造を示した。また、この 2 段式予冷熱交換器を適用した加圧 He II 発生回路では、He II 熱交換器での JT 膨張における液化効率を約 5 % 改善できる。
- 4) 加圧 He II 発生回路における He II 熱交換器内部状況予測から、He II クライオスタット特有の不安定要因であるフラッディングの発生への定性的理解を示し、制御を付帯しないシステム (JT 流量固定) の場合、He II 熱交換器内外温度差を 0.1 K 以上とすることで安定運転を確保できる見通しを示した。これは、He II 熱交換器の実効伝熱面積が全伝熱面積の 10 % 程度の状態に相当する。
- 5) 以上の低温発生における機器制約、不安定性を考慮し、かつ超伝導特性向上の見込みを踏まえて運転温度の低温化余地を検討し、その実用的温度を 1.8 K とした。
- 6) 1.8 K at 21 T をマグネット最内層コイルの設計条件とし、 Nb_3Sn の non-Cu J_c 目標値を 100 A/mm² とした。これは、線材断面形状と評価関数から導出されるものである。この値に対し、 Nb_3Sn はフィラメント径の太径化、ブロンズ中の Sn 濃度増加 (13wt% → 15wt%) によって、上記目標を満たすものが得られた。また、中間焼鈍条件の見直しによって n 値は 30 (at 1.8 K, 21 T) が得られる。

- 7) 1.8 K によって得られる超伝導特性を根拠に、920 MHz-NMR 用超伝導マグネットの設計をおこなった。その結果、線材総重量 4.57 ton からなる構成によって、その実現目処を得た。ただし、律則はなお最内層の Nb₃Sn における J_c にあり、この特性が向上すれば更に高磁界の達成が見込める。また、総重量を決める大きな要因は B_{jr} の規定にある。このため、クエンチ現象の発生メカニズムを更に解明することで B_{jr} 基準を緩和することができれば、一層の重量軽減可能性がある。

参考文献

- [1] L. T. Summers, M. W. Guinan, J. R. Miller and P. A. Hahn, "A model for the prediction of Nb₃Sn critical current as a function of field, temperature, strain, and radiation damage", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 27, No. 2, 1991, pp.2041-2044
- [2] W. H. Warnes, D. C. Labalestier, Cryogenics, Vol. 26, 1986, pp.643
- [3] H. Kurahashi, Y. Monju, M. Shimada, M. Taneda, S. Hayashi, R. Ogawa, Y. Kawate, "The characterization of Nb₃Sn conductors for high field magnet", Adv. Cryog. Eng., 40, 1994, pp.861-866
- [4] 伊藤聡, "NMR 用超伝導マグネットの超流動冷却クライオスタット", 低温工学, Vol. 36, No. 12, 2001, pp.643-650
- [5] ジェラルド・クロードら, "超流動ヘリウム生産装置", 特許公報, 昭 60-4124 (優先権主張 1974 年 2 月 22 日/フランス/7406206), 1985
- [6] G. Bon Mardion and G. Claudet, "A counterflow gas-liquid helium heat exchanger with copper grid", CRYOGENICS, SEPTEMBER, 1979, pp.552-553
- [7] 伊藤聡, 林征治, 嶋田雅生, 川手剛雄, 佐藤明男, 三木孝史, 永井秀雄, 松本文明, 和田仁, 野口隆志, "1 GHz 級 NMR 用加圧超流動ヘリウムクライオスタットの開発—加圧超流動安全弁の入熱量と動作特性—", 低温工学・超伝導学会, 1997 年度春季
- [8] G. Bon Mardion, G. Claudet and P. Seyfert, "Practical data on steady state heat

- transport in superfluid helium at atmospheric pressure”, CRYOGENICS, JANUARY, 1979, pp.45-47
- [9] 低温工学協会編, “超伝導・低温工学ハンドブック”, オーム社, 1993, pp.335
- [10] 佐藤ら, “クライオスタット”, 特許公開広報, 特開 2001-330328
- [11] A. Sato, T. Miki, T. Kiyoshi, F. Matsumoto, H. Nagai, H. Wada, S. Ito, M. Yoshikawa, Y. Kawate, S. Fukui, “Development and Testing of Superfluid-Cooled Cryostat for 1 GHz NMR Spectrometer”, Proceedings of ICEC18, 2000, Mumbai, India, pp.407-410
- [12] 伊藤聡, 林征治, 川手剛雄, 佐藤明男, 三木孝史, 永井秀雄, 松本文明, 和田仁, 野口隆志, “1 GHz 級 NMR 用加圧超流動ヘリウムクライオスタットの開発－冷却温度安定性の検討－”, 低温工学・超伝導学会, 1998 年度春季
- [13] B. Baker, “Simultaneous flow of Oil and Gas”, Oil and Gas J., Vol. 53, 1954, pp.184
- [14] 原口憲次郎, “低温流体の気液二相流の流動様式について”, 低温工学研究発表会予稿集, 1995 秋期, pp.27
- [15] H. Lahn, W. Lehmann, M. Stamm and M. Süßer, “Cryogenics for the homer II -high field magnet test facility at the Forschungszentrum Karlsruhe”, Presented at CEC-ICMC 2001, Madison, Wisconsin
- [16] 宮崎隆好ら, “東北大学金属材料研究所強磁場超電導材料研究センター平成 8 年度年次報告書”, 1997, pp.120
- [17] A. R. Kaufman and J. J. Pickett, Bull. Am. Phys. Soc., Vol. 15, 1970, pp.833
- [18] K. Tachikawa, Int. Cryo. Conf., Berlin, Iliffle Sci. Tech. Pub., 1971, pp.339
- [19] 岩城源三ら, “東北大学金属材料研究所強磁場超電導材料研究センター平成 8 年度年次報告書”, 1997, pp.124
- [20] T. Miyazaki, Y. Murakami, T. Hase, M. Shimada, K. Itoh, T. Kiyoshi, T. Takeuchi, K. Inoue, and H. Wada, “Development of Nb₃Sn superconductor for a 1 GHz NMR magnet - Dependence of high-field characteristics on Tin content in bronze matrix -”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 9, 1999, pp.2505-2508

第3章 磁界安定化

3.1 コイル部の残留抵抗

既に第 2 章で述べたように、NMR 用超伝導マグネットにおいて、磁界安定性を確保するうえで、 n 値が重要な要素となり、マグネット設計ではこの特性を考慮して進めなければならない。実際のマグネット設計は、2.4.2 節に示すコイルパラメータによって構成され、そのなかに n 値による寄与、すなわち式(1.2)による評価関数 F を絶対値として考慮する。

なお、マグネットが完成した初期においては健全であった超伝導線材部の残留抵抗特性が、クエンチを経たあと悪化する場合がある。これは、クエンチによる高応力の発生にともない、特に耐歪特性の低い Nb_3Sn 線材において、残留歪を生じることによって J_c 特性も劣化する場合、 F における I_c も低下するため、みかけの残留抵抗が増大するものである。これを避けるためには、 Nb_3Sn 線材の高耐力化が必要であるが、詳細については 4.3.2 節に述べる

3.2 機器配置条件

3.2.1 超伝導接続および PCS の特性

個々のコイルは巻線の始点(スタート)と終点(エンド)が存在し、それぞれは隣接するコイルの端末とのあいだで超伝導接続(ジョイント)を施さねばならない。本マグネットは多分割構成となるため、ジョイントの総数は 154 箇所におよぶ。その内訳は、 Nb_3Sn と NbTi の接続が 64 箇所、 NbTi (多

芯線)同士の接続が79箇所、超伝導シムコイルのNbTi(単芯線)の接続箇所が10箇所、ジョイント部磁気シールドコイル用NbTi(単芯線)の接続箇所が1箇所である。ジョイントは、接続すべき2本の超伝導線内部の超伝導フィラメント同士をバルクの超伝導体を介して接続するものである。しかし、バルク超伝導体は磁氣的不安定性が高いため、強磁界中では超伝導を維持することが難しい。

一方、超伝導マグネットの構成部品である永久電流スイッチ(PCS)は総数11個が配置される。内1個が主回路用であり、定格電流は244Aである。他は超伝導シムコイル用PCSが10個とNb₃Snジョイント部の磁気シールドコイル用が1個であり、最大電流はそれぞれ20Aである。PCSは通常のマグネット用超伝導線材と異なり、スイッチ機能としてOFF時の高抵抗値を得るため、安定化銅に代えてCuNiをマトリックスとしたNbTi線材が用いられる。このため、ジョイント同様、磁氣的不安定性が高い。

以上のような事情から、ジョイントおよびPCSの配置場所には磁界による制限を設けており、その値は下記ようになる。

- Nb₃Sn - NbTi ジョイント制限磁界 < 1 T(磁界遮蔽コイルを併用)
- NbTi - NbTi ジョイント制限磁界 < 0.5 T
- PCS 設置制限磁界 < 0.5 T

3.2.2 配置構成

超伝導接続とPCSについては、前節で述べたような配置磁界の制約がある。このため、これらの機器はそれぞれに応じた磁界環境に配置して、抵抗発生を抑える必要がある。図3.1に超伝導マグネットにおける漏洩磁界の分布を示す。0.5T以下の条件はHeII槽内にはほとんど存在せず、わずかにマグネットの赤道近傍に低磁界領域が見出せる。NbTi線の場合、素線自体に可撓性があるため、配置自由度は高い。このため、NbTi - NbTiジョイントは、この赤道近傍に配置することで配置磁界条件を満たすことができる。一方、Nb₃Sn - NbTiジョイントでは、Nb₃Sn線材が熱処理によって生成される化合物であり、非常に脆く、配線の引き回しによって任意の場所に配置することができない。このため、Nb₃Sn - NbTiジョイントは、超伝導マグネットから鉛直上方に伸ばすことで、低磁界領域に配置する。図3.1の磁界分布より、その領域はマグネット中心からおよそ1.3m

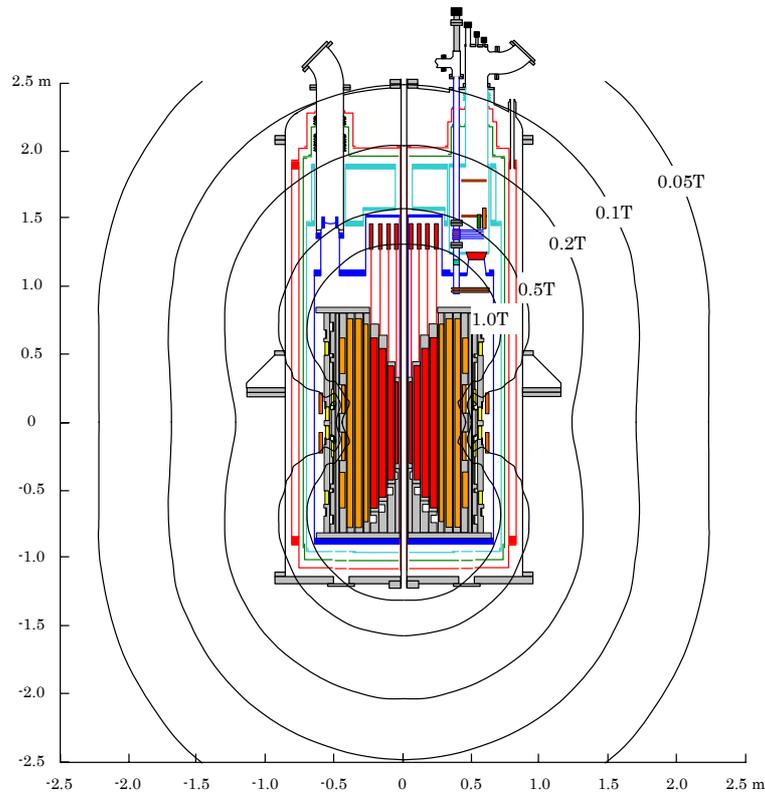


図 3.1 マグネット近傍の漏磁界分布図(計算値)

の位置になる。本研究によるマグネットでは、 Nb_3Sn - NbTi ジョイントをこの領域に配置した。その結果、 He II 槽は上部に Nb_3Sn - NbTi ジョイントを配置するための突起を有する形状となる。ジョイントは、超伝導特性を維持するため、冷媒に浸漬されている必要があるが、この突起部上部には液体 He を充填する開口部が無い。これは、 He II 槽と He I 槽を連通する経路が低温安全弁のみであり、低温安全弁は He I 槽の貯液量を最大限に利用するため、極力鉛直下方に配置しなければならない事情による。この矛盾する 2 つの目的は、低温化によって補われる。すなわち、初期に He II 槽に貯液された液体 He I は、冷却運転によるマグネットの冷却にともない、その温度を低下させていく。このとき、 He I の飽和蒸気圧力も同時に低下するため、 Nb_3Sn - NbTi ジョイントを配置した He II 槽の突起部は初期はヘリウムガスであっても、冷却の進行にともなって飽和蒸気圧相当の減圧雰囲気になる。これが駆動力となって、液面を上端まで引上げる。その結果として、 Nb_3Sn - NbTi ジョイントも最終的には液体 He II の中に浸漬される。

ところで、PCS は内設した電気ヒーターを用いて超伝導線材の臨界温度以上に温度を上げて抵抗を持たせるという作用によって ON-OFF 操作を行う。必要なヒーター入力 PCS の構造によって異なるが、概ね 1 個の PCS あたり約 0.36 W を印加する。主コイルを励磁する際には主コイル用 PCS のヒーターを印加することは当然ながら、シムコイルについても主コイルの磁界変化によって誘導されないよう、全ての PCS をオープン(ヒーター印加)する。従って、励磁(および消磁)に際しては、PCS ヒーターのみの発熱量だけで合計約 4 W に達する。一方、He II 冷却能力は 2.2.2 節で述べたように、定常状態に必要な能力を賄うことを目安として設定される。その値は表 2.1 から、およそ 0.56 W であり、超伝導マグネットの励磁および消磁に際して印加される PCS 用ヒーターの発熱を冷却することができないから、PCS は磁界の制約を排しても He II 槽内に置くことが不可能である。この問題は、PCS を He I 槽内の低磁界部に配置することで解決できるが、実装配線において、超伝導マグネットから引き出された超伝導線が He II 槽と He I 槽を断熱的に分離するセパレータを貫通して設置される必要がある。実際の装置では、主コイル用超伝導線が予備を含めて 6 本、超伝導シム等用超伝導線が同じく予備を含めて 14 本、合計 20 本がセパレータを貫通する。これらの貫通線は、耐真空だけでなく、耐超流動のリークを許容しない施工が必要である。実用機の製作にあたっては、この貫通方法として、ステンレスのパイプ内に超伝導線を通し、断熱真空に対するリークはステンレスチューブの溶接によって確保し、He II に対するリークはチューブと線の隙間にエポキシ樹脂(スタイクキャスト)を充填することによっておこなった[1]。この手法によって、He II による熱伝導の影響を排除しながら、PCS を適切な場所に配置することが可能になった[2]。

以上から、超伝導線材の使用条件において評価関数の指標をもとにマグネット設計を行い、その基準となる 1×10^{-10} 以下での設計がなされることで、超伝導線材の残留抵抗による磁界安定性の問題が解決される。また、耐磁界特性の低い PCS およびジョイントについては、弱磁界領域に選択的に配置することによって、その特性劣化を防ぐ構造とし、同様に磁界安定性への阻害を抑えることができる。

参考文献

- [1] 特許公開広報, “極低温リードスルー”, 特開 2001-274013

- [2] A. Sato, T. Kiyoshi, H. Wada, H. Maeda, S. Ito, Y. Kawate, "Design of Superfluid-Cooled Cryostat for 1 GHz NMR Spectrometer", ICEC16/ICMC Proceedings, 1997, Kitakyushu, pp.431-434

第4章 安全性

超伝導マグネットではクエンチと呼ばれる現象を突然発生することがある。これはそれまで超伝導マグネットが磁氣的に蓄積していたエネルギーを瞬時に放出するイベントである。また、クエンチが発生すると、マグネット自体には部分的に高電流、高電圧、高応力が発生するから、これに耐えられるマグネット構造が必要になる。特に、本研究による 920 MHz の磁界を発生する超伝導マグネットでは、その蓄積エネルギーが非常に大きく、エネルギーの適切な放出手段を講じなければならない。一方、クエンチは周囲に対して危害を及ぼす可能性もある。液化冷媒に浸漬冷却されて運転する超伝導マグネットがクエンチを発生すると、その発熱によって冷媒の気化・放出に至り、容器内圧の上昇を生じる。したがって、この急激な圧力上昇を適切に放出する安全策を講じる必要がある。また、NMR 用途に用いる超伝導マグネットでクエンチが発生すれば、その復旧に多大な時間を要することになる。本研究で対象とする 920 MHz-NMR 用超伝導マグネットでは、冷却・励磁に 2 ヶ月、磁界が安定状態に漸近するまで 3 ヶ月、そして最終的な磁界均一度調整に 1 ヶ月、都合半年の期間を要する。この間 NMR 測定は中断しなければならないから、利用者にとっては、金銭的な損失に加えて、研究業務が停滞するという不都合を被ることになる。したがって、実用に供する超伝導マグネットシステムを構築するうえでは、クエンチを極力発生しない設計を適用しなければならない。

4.1 安全性に関する課題

超伝導マグネットの高磁界化は超伝導線材の総巻数の増大すなわちマグネットの大型化を意味する。コイルのインダクタンス L はコイル平均半径を a 、巻数を N とすれば、 $L \propto aN^2$ で表される。いま、電流を一定として発生磁界を増大するなら、コイルの総巻数が増えるから、インダクタンスも 2 乗比例して増大する。また、インダクタンス L をもつマグネットの磁氣的エネルギー(蓄積エネルギー)は、電流を I とすれば、

$$E = \frac{1}{2}LI^2 \quad (4.1)$$

で表されるから、インダクタンスの増分だけ蓄積エネルギーも増大する。マグネットの発生磁界と蓄積エネルギーの関係は、実際のマグネットにおいて図 4.1 のようになる。本研究に着手した段階における従来の最高磁界は 800 MHz であった。これを 920 MHz まで高めると、磁界強度は 15 % 増であるが、蓄積エネルギーは 5 倍になることがわかる。

クエンチの発生については、種々の現象解析と対策案が提案されているが、これを抑制する数値的な指標は少ない。このため、実際のマグネットを製作するにあたっては、製作者自身においてその標準とする製作手法(例えば、巻線時の張力、含浸材、バインド等)にしたがって、経験的にクライテリアを知ることが必要になる。また、実際のマグネット構造および応力は極めて複雑であるから、ミクロ的な指標よりもマクロ的な観点における指標の導出が実効的であると考えられる。従来の超伝導マグネットにおいては、この基準として、線材長手方向に生じる応力 B_{jr} が指標とされてきたが[1]、実際はこれに外れるマグネットが存在した。本研究で対象とする大型マグネットでは、クエンチが発生した場合、たとえマグネット本体に損傷が生じなくとも、その復旧には再冷却・再励磁およ

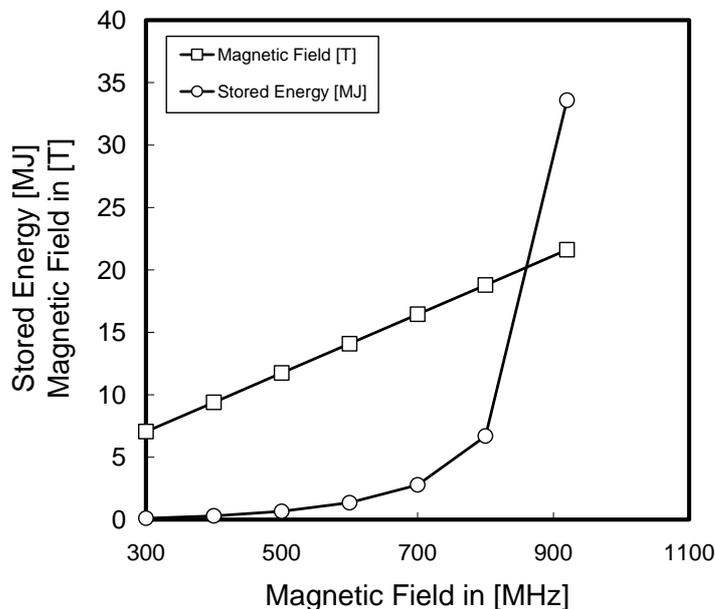


図 4.1 発生磁界と蓄積エネルギーの関係

び磁界調整という一連の人的・物的ロスが生じる。またこの作業には数ヶ月の時間を要するため、その間マグネットの使用目的である NMR 測定に供することができなくなるという本質的な問題もある。このため、本研究においては、実用化に際し、確実にクエンチを回避するための新たな指標を見出すことが課題である。

なお、大型装置等でクエンチ防止のために超伝導導体を完全安定化する手法が用いられる場合がある。これは、超伝導線材断面における銅(或いはアルミ)の比率を大きくし、超伝導体にミクロなノーマル転移が発生しても、一時的に銅部に分流させて超伝導状態を回復させるものである。同様の目的で、コイルの巻線における素線において、その周囲に空間を設けて液体ヘリウムによる冷却を促進する手法、パイプの中に超伝導素線を通し、素線とパイプの隙間部に超臨界ヘリウムを強制循環させて冷却を促進するケーブル・イン・コンジット導体(CICC)等もあるが、これらの手法は何れもコイル断面当りの電流密度を低下させる代償をとらなう。例えば、本研究における 920 MHz マグネットに使用する超伝導線材の銅比を 5 として概略試算すると、必要となる線材重量は 400 トンにも達する。このため、このようなクエンチ抑制手法を本マグネットに適用することは現実的に不可能であり、そもそもクエンチが発生しない応力設計が必要となる。

クエンチの発生率を低減する方策の検討とともに、万が一クエンチが発生した場合のための対処策も重要である。超伝導マグネットでは、クエンチが発生した場合に瞬時に放出される超伝導マグネットの蓄積エネルギーを消費するため、保護回路を設ける。保護回路は典型的には図 4.2 (a) に示すようにコイルと保護抵抗を並列に配列して構成される。この回路構成において、クエンチが

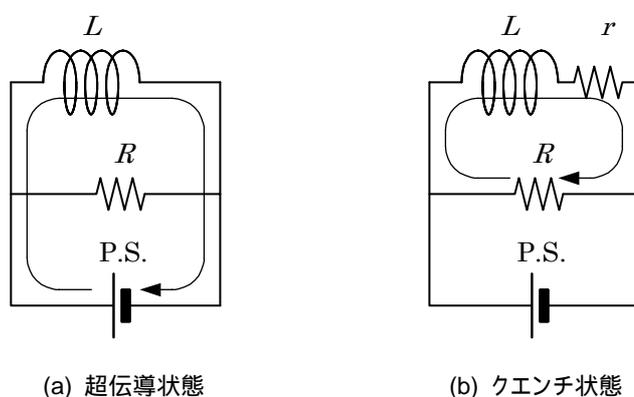


図 4.2 超伝導マグネットの保護回路とクエンチ時の電流回路

発生した場合は (b) のように超伝導マグネット内に常伝導成分 r が発生するとともに、 LR 放電によって電流が自然減衰する。しかし、マグネットのインダクタンスが大きい場合、常伝導抵抗 r に比してインダクタンス L が大きくなるため、保護抵抗 R を経由する自然減衰の応答が遅くなり、マグネット内でエネルギーが停滞する状態になる。このような場合は、一時的に電磁力あるいは電流の偏在が生じ、超伝導線材には過大な応力発生、放電、焼損等が起こり、マグネットに甚大な損傷を与える可能性がある。インダクタンスが大きくなった場合の保護回路として図 4.3 に示すように電気回路上でコイルを複数のセクションに分割し、各セクションのコイルに並列に抵抗を配置する構成が提案されている[1]。このような構成に基づくマグネットに対してクエンチシミュレーションを適用する場合、コイル間のクエンチの伝播は相互誘導による電流上昇が超伝導線材の臨界電流値を超えることによって発生すると仮定に基づき、この仮定によるシミュレーションが実際の挙動を良く再現できることが報告されている[2],[3],[4]。また、高磁界マグネットでは、コイル構成の制約等から図 4.4(b) のような多数に分割された巻棒によってひとつのマグネットを構成する。このとき、前記クエンチシミュレーションの適用結果が現実と一致しない問題があったが[5]、このようなケースでは、巻棒を異にするコイルに対して、クエンチ時の急速な磁界変化による超伝導体の交流損失(結合損失)を考慮することで、適切にクエンチ伝播を再現できることもわかっている[6],[7],[8]。しかしながら、本研究では J_c 最大化のため、He II 中での運転を前提にすることから、クエンチシミュレーションにおいてその特殊な熱伝達特性を加味したマグネットの保護方法を考慮しなければならない。一方、マグネットの保護においては、超伝導線材の保護も併せて考慮する必要がある。クエンチにおいて、超伝導線材の許容応力を超える電磁応力が作用した場合、超伝導線材には歪みが発生

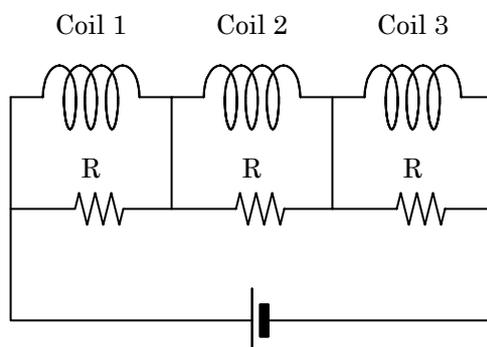


図 4.3 セクション分割した超伝導マグネットの保護回路

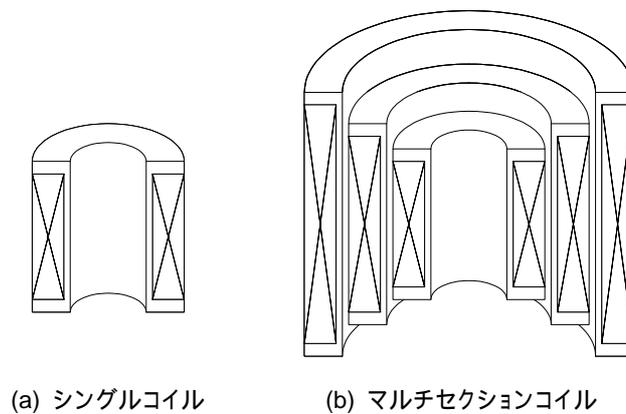


図 4.4 シングルコイルとマルチセクションコイルの形状

する。特に、 Nb_3Sn は化合物系合金であり、非常に脆く、耐歪特性が低い。このため、マグネットの保護回路設計において、クエンチ過程での予想電磁力に対し、素線に生じる最大応力をその機械特性の許容範囲に押さえることが重要であり、同時に超伝導線材の許容応力を向上させることも重要な意味を持つ。

クエンチは突発的な巨大発熱現象であり、その波及作用として液体ヘリウム急激な蒸発を伴う。クライオスタットは液化冷媒を貯蔵する容器であり、実用上は圧力容器設計基準に準じた設計思想が必要である。このため、クエンチによる急激な内部発熱によって生じる冷媒蒸発、そしてこれに伴う内圧上昇に対し、安全にかつ確実にこれを放出する機構を備えなければならない。クエンチに対するクライオスタットの安全機構については、マグネットの持つ蓄積エネルギーが熱変換された場合を仮定して冷媒への熱伝達率を算定し、これに対応する安全弁口径を設定するという方法が取られてきた。しかし、この方法は時間仮定の根拠が乏しく、危険サイドでの設計を余儀なくされていた[9],[10]。マグネットの蓄積エネルギーが 33 MJ にも達し、加圧 He II の貯液量が 1,000 L を越えるような本研究対象のマグネットにおいては、クエンチにともなう現象を理解し、これに対する適切な安全策を講じる必要がある。特に本クライオスタットでは、加圧 He II 冷却方式を採用するために、極低温冷媒中で動作する安全弁(低温安全弁)を設けなければならず、この特殊な動作条件における特性の検証と機器設計が必要である。

本章では、これらの課題に鑑み、クエンチ発生の抑制およびクエンチ保護について議論する。

4.2 クエンチの抑制

超伝導マグネットにおいては、クエンチの発生境界について、線材長手方向に生じる電磁応力 B_{jr} がその指標として用いられる。その値はワックス含浸では 160 MPa 程度であり、これ以下をクエンチが発生しない安全領域、以上をクエンチ発生の危険領域と区別して、マグネット設計においてはこのクライテリア以下となるよう配慮される。しかし、筆者らが実際に様々な形状、サイズの超伝導マグネットを製作したなかで、これに外れるマグネットが散見された。図 4.5 に実際に製作された超伝導マグネットにおけるクエンチ発生数を縦軸に、 B_{jr} を横軸として整理した結果を示す。この図からわかるように、150 MPa 前後からクエンチが発生するケースが見うけられる。つまり、 B_{jr} をクライテリア以下となるよう応力設計したマグネットにおいてもクエンチが発生する場合があります、その発生率はおよそ 4.3 %であった。920 MHz-NMR 用超伝導マグネットでは、4.1 節で述べたように、非常に大きな蓄積エネルギーを有するため、クエンチによる損害は深刻な問題となる。このため、クエンチ発生率は僅かでも低減できる方策を見出す必要性がある。

4.2.1 応力基準

コイルの巻線部に生じる電磁力は周方向応力 σ_θ (B_{jr})、半径方向応力 σ_r 、軸方向応力 σ_z 、せん断応力 σ_r 等に分類できる。クエンチに至るワイヤーモーションを駆動する要因はこれらの応力の何れかあるいは複合した結果として作用するものと考えられる。そこで、それぞれの応力に関して、クエンチ発生有無の結果を整理し、相関関係を探索した。この作業から、周方向応力 σ_θ (B_{jr}) に加えて軸方向応力 σ_z にも相関関係が見られた。そこで、横軸に周方向応力 σ_θ (B_{jr}) を、縦軸に軸方向応力 σ_z (Fz と表記する) を取り、種々のマグネットクエンチについてのクエンチ有無について整理した。その結果を図 4.6 に示す。図から、クエンチの発生は図中右下がりの直線で区切った右側でもつぱら発生し、その反対側ではほとんど発生していないことがわかる。つまり、従来のように B_{jr} のみを基準としたクライテリア(図中 160 MPa の位置に垂直に表記したライン)よりも、むしろ上記した Fz と B_{jr} の両相関による直線が現実を表している。このことから、920 MHz-NMR 用超伝導マグネットを設計するに際しては、この基準を適用した。図 4.6 に●で示した

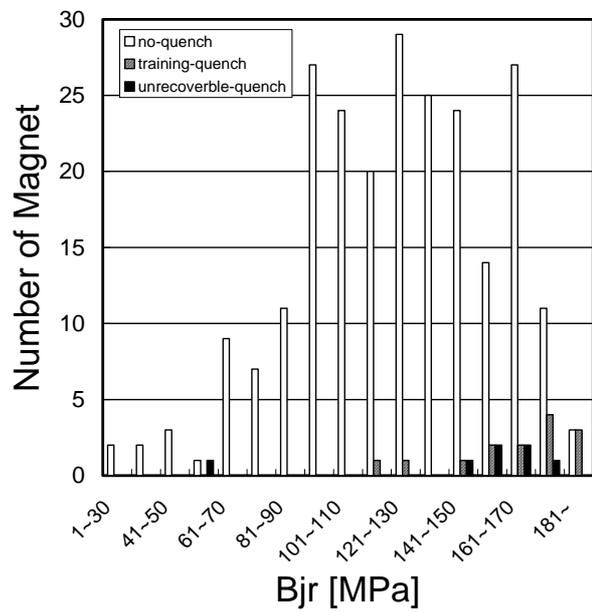


図 4.5 クエンチ発生と B_{jr} の関係

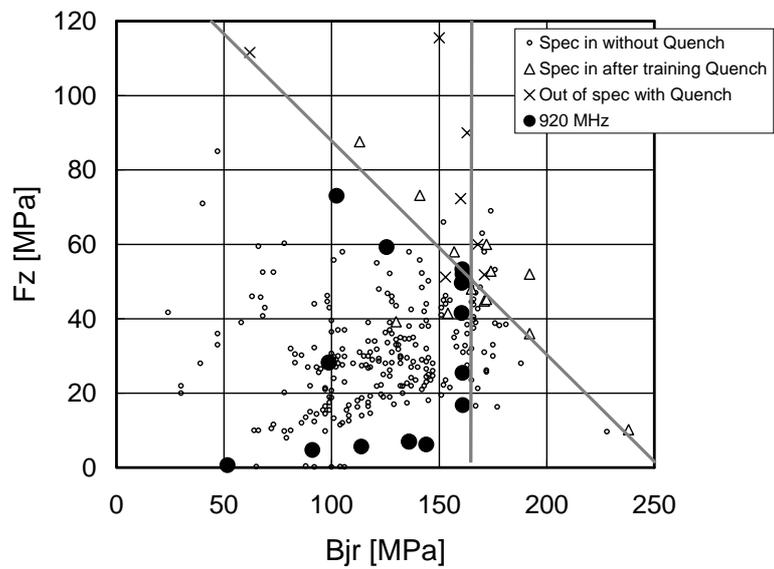


図 4.6 クエンチ発生クライテリア

点がその設計結果である。なお、設計においては従来基準である B_{jr} の制約も存続させている。これは、を実際のマグネット設計では、クエンチを想定せねばならず、かつクエンチ発生時には非定常的な B_{jr} の増大を生じることを考慮したものである。以上、本研究で対象とする 920 MHz-NMR 用超伝導マグネットの設計基準を以下のように定めた。

$$B_{jr} < 162 \quad \text{かつ} \quad F_z < 0.57 B_{jr} + 143 \quad (4.2)$$

この設計基準は現象から導いた経験的なものであるが、定性的には、 F_z を考慮することは巻線内部のせん断応力およびその開放にともなうエネルギー放出を考慮していることと同義であると理解される。また、この設計指標によって、実績数をベースにしたクエンチ発生率は、 B_{jr} を単一指標とした場合の 4.3 % に対し、新たな指標の導入によって 1.4 % に減少する。このことから、920 MHz-NMR 用超伝導マグネットの実用機設計・製作を進めるにあたり、式(4.2)による基準を導入することにより、クエンチリスクを大幅に低減できる見込みを得ることができる。

4.3 マグネット保護

本研究では、高 J_c を得るため、超伝導マグネットを加圧 He II 中で運転する。しかし、He II は特殊な物性(超熱伝導、粘性ゼロ)を有しており、クエンチが発生した場合の挙動がクエンチシミュレーションによって再現できるか否かを確認する必要がある。このため、小型のモデルコイルを製作して、実際に加圧 He II 中でクエンチを発生させ、クエンチシミュレーションとの整合を図った [11],[12]。

また、クエンチが発生した場合、超伝導線材に流れる電流値は一時的に大きく変化し、その値はコイルによって定格電流を上回ることがある。その過程はクエンチシミュレーションによって再現され、最大印加応力をできるだけ低く抑えるような保護回路を設計するが、現実的にはある程度の応力増加は避けられない。Nb₃Sn 材料は金属間化合物であるため延性、耐歪み特性が低いため、一般的に許容応力(耐力)は 170 MPa 程度である。一方、マグネット設計およびクエンチシミュレ

ーションの結果からは、マグネット中層に配置する Nb₃Sn 線材には 200 MPa 以上の応力発生が想定される。このため、この応力による歪みが印加されても J_c劣化を生じない Nb₃Sn 線材が必要である。これに対し、機械的強度を補う部材として Ta を導入した Nb₃Sn 線材について検証した [13]。

4.3.1 He II におけるクエンチシミュレーション

図 4.7 にモデルコイルの概略諸元を示す。モデルコイルは 3 つのコイルから構成され、内層には Nb₃Sn を用い、中層および外層には NbTi を用いている。この構成によるマグネットは、240 A の通電時に 7 T を発生することができる。マグネットの中層コイル外表面には強制的にクエンチを発生させるためのヒーターが設置してある。マグネットは図 4.8 に示す加圧 He II クライオスタットに収めた。このクライオスタットによって、マグネットは 1.6 K の加圧 He II 中で運転が可能である。なお、モデルコイルの保護回路は図 4.9(a) によるダイオードを含む回路であるが、解析においては計算の簡略化のため、同(b)のように保護抵抗のみを考慮した回路としている。

以上の構成によるモデルコイルを用いて、先ず 4.2 K の飽和液体ヘリウム中で強制的にクエンチを

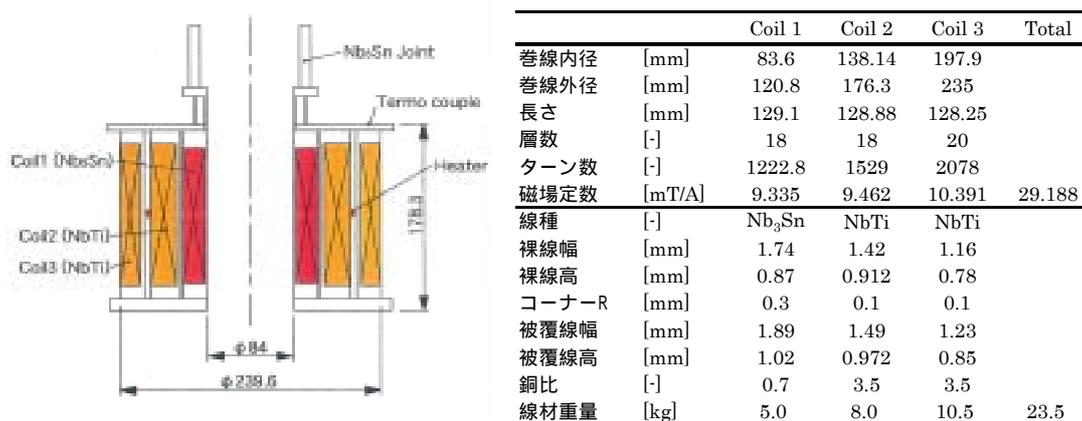


図 4.8 モデルコイルの主要諸元

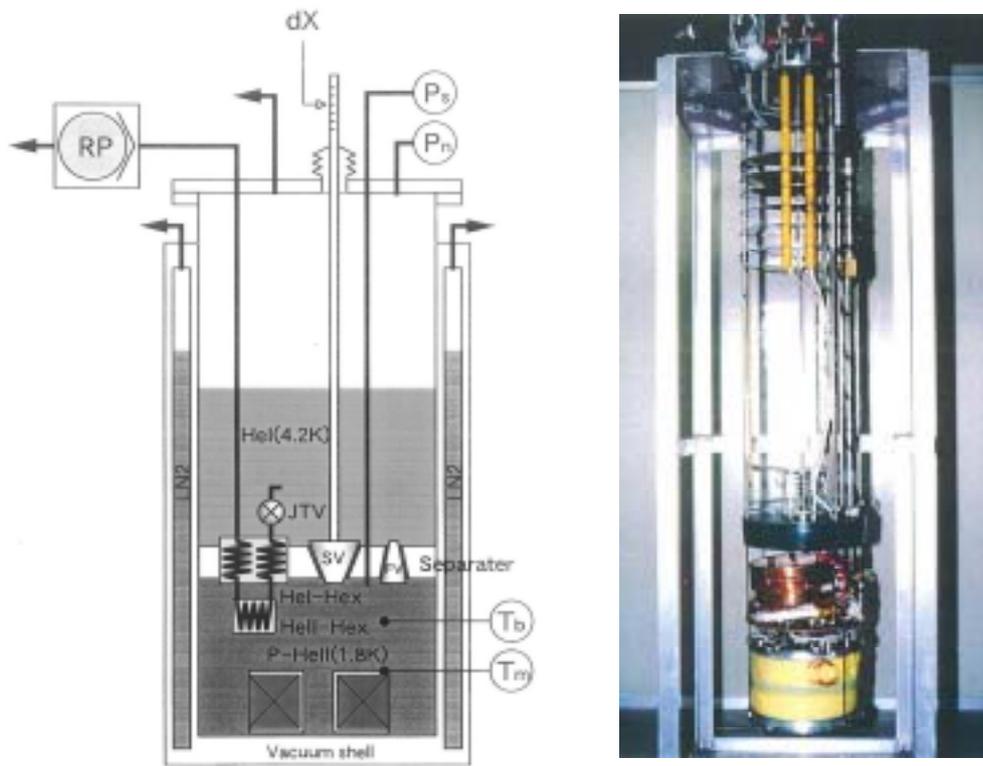


図 4.8 モデルコイル実験用クライオスタット断面および実装状況

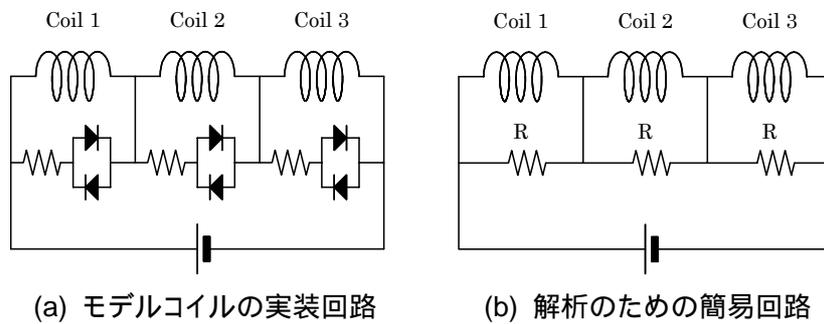
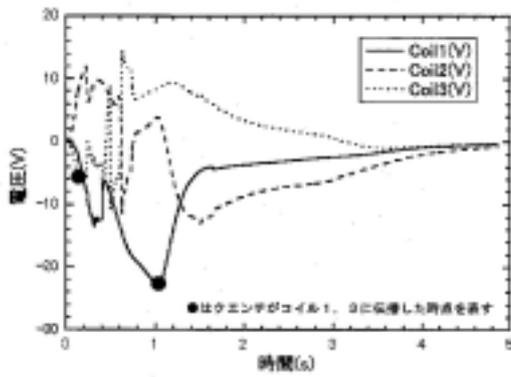
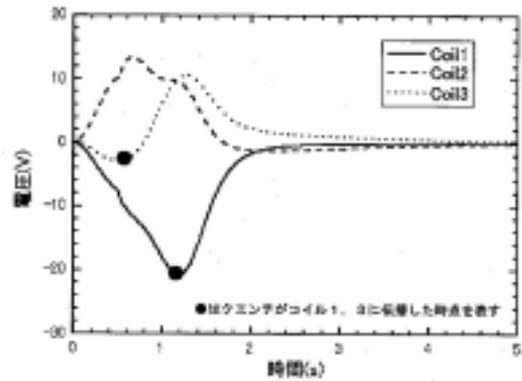


図 4.9 モデルコイルの保護回路

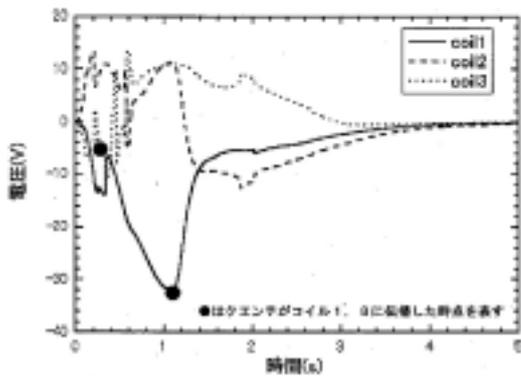


(a) 実測値

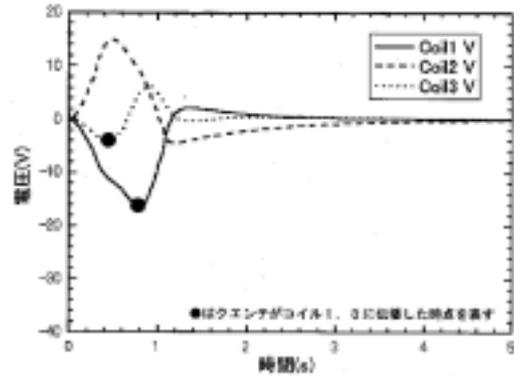


(b) 解析結果

図 4.10 小型モデルコイルの 4.2 K におけるクエンチ



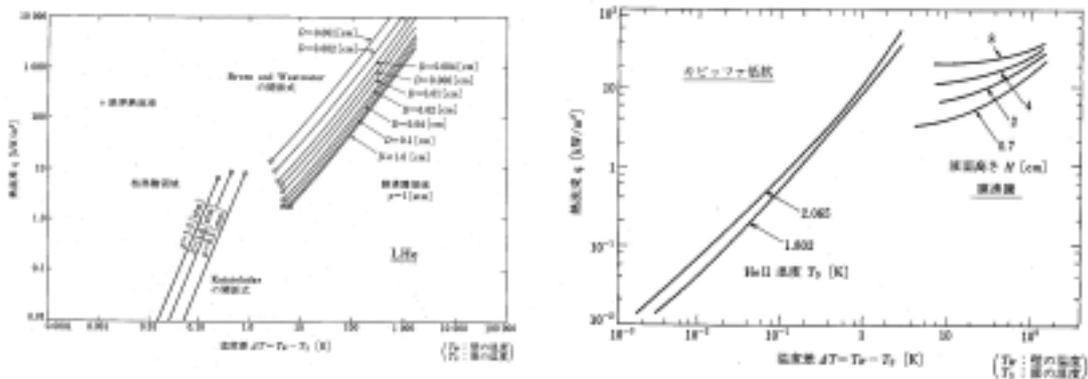
(a) 実測値



(b) 従来解析結果

図 4.11 小型モデルコイルの 1.6 K におけるクエンチ (従来解析)

発生させた。図 4.10(a)は実測による電圧挙動を、(b)は解析による電圧挙動を示している。クエンチはコイル 2 に設置したヒーターによって強制的に発生させ、コイル 1 および 3 に伝播する様子を観察した。クエンチが伝播したポイントを図中黒丸で示している。この結果から、4.2 K におけるクエンチについては、解析が実際をよくシミュレートできていることがわかる。次に、同一の構成のまま、



(a) ノーマルヘリウム

(b) 超流動ヘリウム

図 4.12 ヘリウムの熱伝達特性

冷却温度を 1.6 K とした場合のクエンチ挙動について、実測と解析を比較した。図 4.11 にその結果を示す。クエンチ条件は 4.2 K におけるクエンチと同様、通電電流 240 A、中心磁界 7 T のときに、コイル 2 を強制的にクエンチさせた。実測による電圧挙動は図 4.10(a) の 4.2 K における挙動に近い。一方、これを 1.6 K を初期条件としたクエンチシミュレーションによって再現した結果を図 4.11(b) に示す。(a)(b) を比較すると、解析によるコイル 1 のクエンチ発生時刻が実際よりも早く、かつ電圧ピーク値が大きく下回ることがわかる。これは、実際のコイルではコイル 1 へのクエンチ伝播が計算よりも早くに発生しているためと考えられ、その原因は解析におけるコイルの温度上昇を過剰に見積っていることが想定される。この実際と解析の不一致について、He II の熱伝達特性に着目して、その修正を試みた。He II 中の熱伝達はカピッツァ抵抗が支配する。その特性を図 4.12(b) に示す[14]。膜沸騰に移る以前の状態がカピッツァ抵抗領域である。この熱伝達特性を(a)に示すノーマルヘリウムの場合と比較すると、例えば熱流束 10 kW/m² の場合、ノーマルヘリウムでは熱伝達界面における温度差が膜沸騰に移り数 K になる[15]のに対し、He II 中でのカピッツァ抵抗領域では、1 K 程度である。一方、4.4.1 節で示すように、クエンチ過程でのマグネット表面からの熱流束は、クエンチ突入直後は数 kW/m² 程度と見積られるため、1.6 K におけるクエンチシミュレーションにもこの冷却効果を考慮するものとした。具体的には、クエンチ過程でマグネット表面の温度を初期温度である 1.6 K に固定して計算する。実際のマグネットのクエンチでは、マグネット自身が加熱面となって、周辺の冷媒に対して積極的な攪拌作用を与えられ、

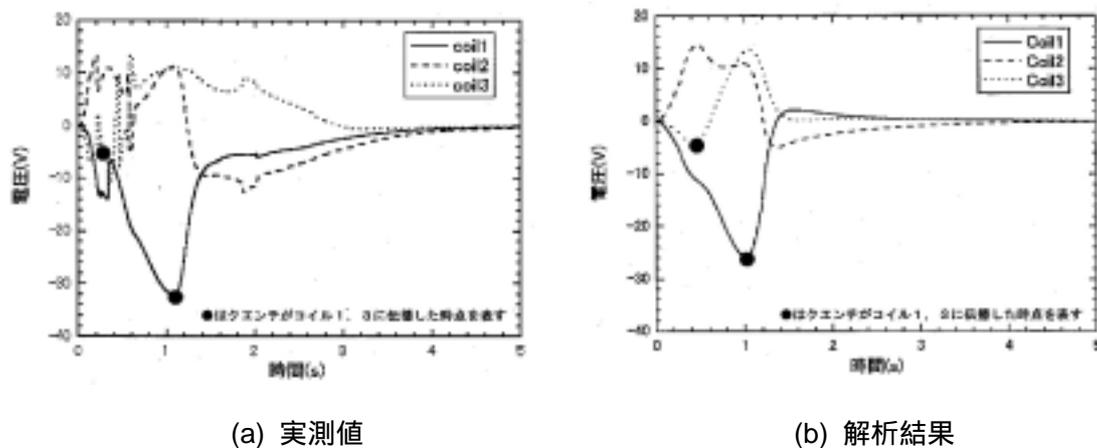


図 4.13 小型モデルコイルの 1.6 K におけるクエンチ (He 特性を考慮)

マグネット表面は常に冷媒と接すると考えられる。つまり、マグネットと冷媒との熱伝達率は、図 4.12(b)から得られる値よりもさらに大きな値になるはずである。この点からも、上記仮説は有効であると思われる。なお、解析において、コイル内部の熱伝導も考慮した。その値は、コイルマトリックス (超伝導線材、含浸材) の熱伝導率を複合則より求めた。この修正によるシミュレーション結果と実測値の比較結果を図 4.13 に示す。解析結果はコイル 1 の発生電圧ピーク値および発生時刻ともに現実を精度良く反映できるようになり、加圧 He II 中でのクエンチにおいて、マグネットの表面冷却が重要な考慮点であることが明らかになった。

以上の結果をもとにした実機への適用結果については第 5 章で述べるが、その最大応力はマグネット中層 (NS-5) において 230 MPa となる。この値を指標として次節による Nb₃Sn の高耐力化指標として 300 MPa が導出されている。なお、実機である 920 MHz マグネットは、工場内検査励磁中に冷却システムのトラブルによって運転温度が上昇し、約 890 MHz 発生中に実際にクエンチを経験した。不意のクエンチであったため、詳細データは得られなかったが、マグネットはその後再び定格励磁可能であり、磁界安定度も正常であったことから、実機においてもクエンチシミュレーションに基づく保護回路設計が適切であったことが確認されている。

4.3.2 Nb₃Sn 線材の高耐力化

マグネットの中層においては環境磁界が低下する分、要求される臨界電流密度には余裕が出てくる。このため、マグネット設計では寧ろ定常時の電磁応力を4.2節でのべた、クエンチ発生率低下のための許容値まで高める設計を課す。本研究で対象とする超伝導マグネットのなかで、特にNb₃Snを用いたコイルにおいては、図2.19におけるコイル名称NS-4およびNS-5がこれに相当する。定常時に超伝導線材に印加される周方向応力はマグネット設計における B_{jr} によって制約され、その値はおよそ160 MPaである。しかし、超伝導マグネットには不測のクエンチ発生が想定され、このときコイル間には電流偏在が起こり、このとき超伝導線材には定常応力を上回る応力が印加されることになる。その値は4.3.1節で示すようにクエンチシミュレーションによって230 MPaと推定された。一方、Nb₃Snは金属間化合物であるため、延性、耐歪み特性が低く、一般的に許容応力(耐力)は170 MPa程度である。したがって、クエンチシミュレーションの結果から想定される応力230 MPaが印加されるNS-4、NS-5においては、この応力による歪みを受けても J_c の劣化を生じないNb₃Sn線材が必要である。このような高強度Nb₃Sn線材を得る方法として、機械的強度を補う部材としてTaを導入したNb₃Sn線材について検証した[16]。なお、Nb₃Sn線材の補強材としてTaを適用する理由は、下記による。

- ・ 体心立法型の結晶構造を持ち、極低温での耐力、強度が著しく向上する
- ・ 融点が3263 Kと非常に高く、Nb₃Sn生成時の熱処理による機械的特性の低下を抑えること

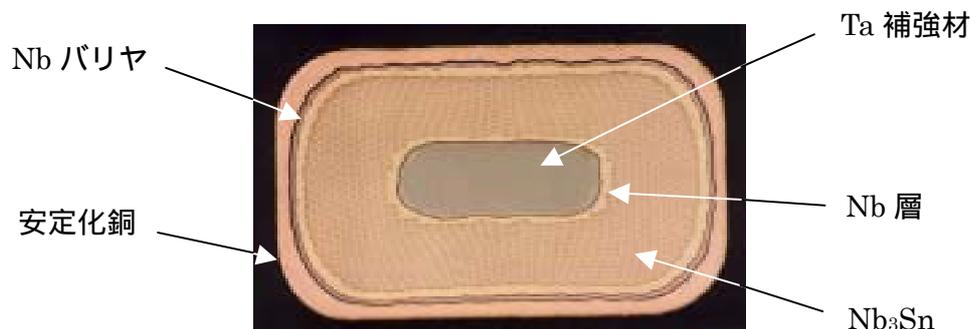


図 4.14 Ta 補強 Nb₃Sn 線材の断面

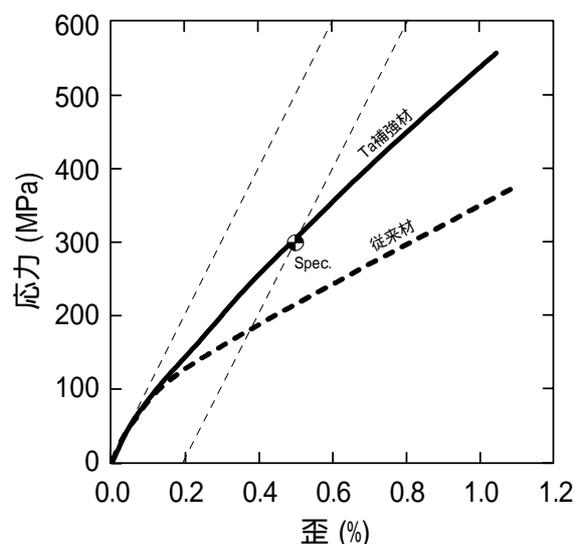


図 4.15 Ta 補強線材と非補強線材の 4.2 K における応力 - 歪特性

ができる

- ・ 4.2 K での抵抗率が $2.9 \times 10^{-9} \Omega \text{m}$ と比較的 low、安定化材としても有効である

実際に製作した Ta 補強 Nb₃Sn 線材の断面構成を図 4.14 に示す。中心部に Ta を配置し、これを被覆するように Nb を施工する。その外径側にブロンズマトリックスの Nb₃Sn 領域を設け、その外径側を Nb バリヤで被覆する。また、最外層には安定化のための Cu を配す。この構成における Ta 補強材の占積率は 10.8 % であり、銅比 (Cu/non-Cu) は 0.5 となる。なお、Ta 材周囲の Nb 層は Ta と Nb₃Sn 層 (伸線時はブロンズと Nb のマトリックス) との極端な硬度の差異を埋めるための中間層の役割を果たし、これによって伸線工程において健全な線材断面を確保することができる。

製作した Ta 補強線材について、液体ヘリウム中における引張試験によってその強度を確認した。Ta 補強線材と非補強線材の応力 - 歪曲線を図 4.15 に示す。この図より、0.15 % 以上の歪量で Ta による補強の効果が著しくなることがわかる。補強をしていない線材の Young 率および 0.2 % 耐力はそれぞれ約 116 GPa、170 MPa であるのに対し、Ta 補強線材はそれぞれ約 105 GPa、305 MPa となっている。これより、占積率にして 10.8 % の Ta で補強することで、4.2 K の 0.2 % 耐力は約 1.8 倍となり、クエンチ時に想定される最大応力 230 MPa においても、*J_c* 特性劣化を生じない Nb₃Sn が得られる。

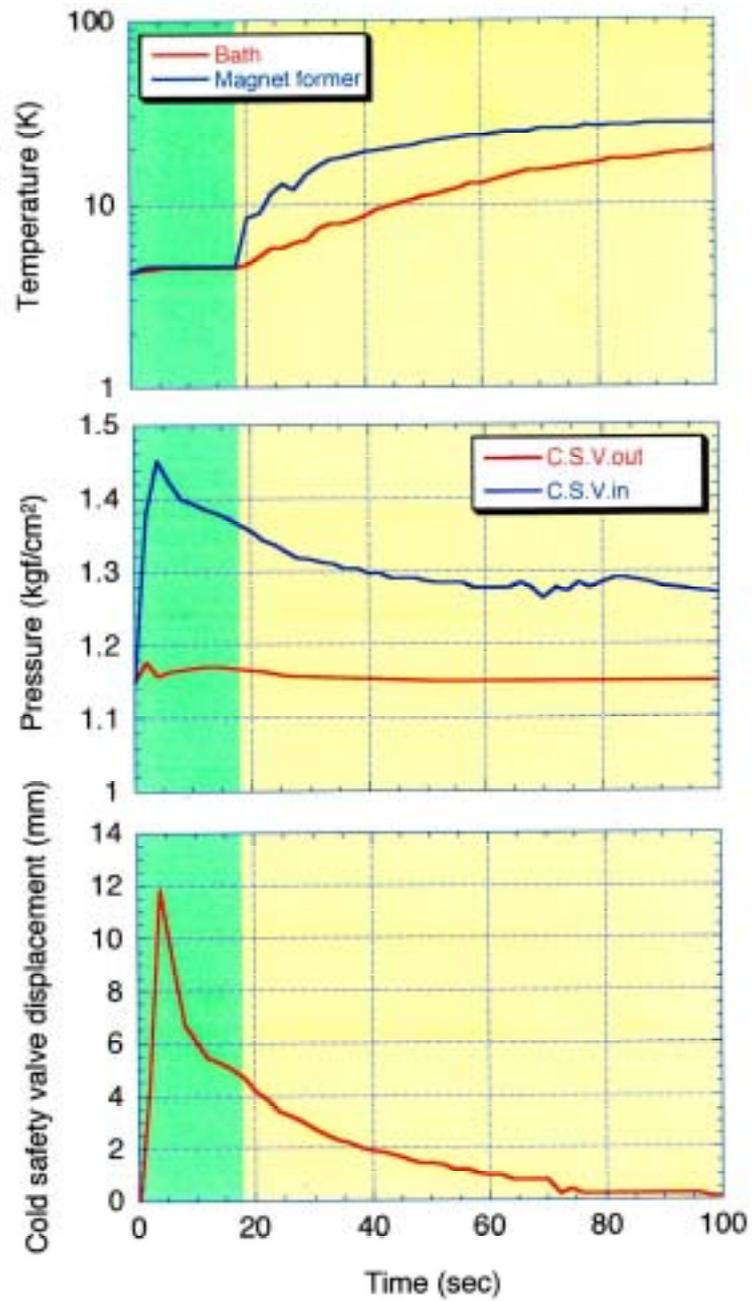
4.4 容器設計

4.4.1 クエンチにおけるエネルギー放出

加圧 He II クライオスタットには He I 槽と He II 槽を分離するセパレータ部に、低温環境で動作する低温安全弁が備えられる。クライオスタットは液化冷媒を貯蔵する容器でもあるから、この低温安全弁の設計が適切になされている必要がある。この形状選定基準を見出すため、4.3.1 節で述べた加圧 He II 中でのモデルマグネットによるクエンチ実験とともに、そのときのガス放出過程から安全弁の挙動を検証した[16]。

実験装置は図 4.8 に示すものと同一である。He II 槽には 4.3.1 節で示した 7 T で 61.6 kJ の蓄積エネルギーを有するモデルコイルが設置されている。セパレータに設置された低温安全弁の吹出口径は $\phi 34$ mm であり、He II 槽の正味 He II 容積は 9 L である。低温安全弁の上部には室温部まで延長されたステムが接続され、これによって低温安全弁の変位を測定することが可能である。変位測定には歪ゲージ式トランスデューサーを用いた。また、He II 槽内の圧力はキャピラリを介して室温部で測定する。この装置を用いて、モデルコイルを強制的にクエンチさせたときの温度、圧力、低温安全弁変位の挙動について 4.2 K および 1.6 K を初期温度とした場合の実測結果についてそれぞれ図 4.16 および図 4.17 に示す。何れの場合も、マグネットの初期磁界は 7 T である。両図のなかで、温度を示すグラフ中、青線はモデルコイルの巻棒に取り付けた温度センサーの測定値であり、赤線は He II 槽の温度である。また、圧力グラフでの青線は低温安全弁入口すなわち He II 槽内の圧力を示し、赤線は低温安全弁出口すなわち、He I 槽の気相部での測定値である。

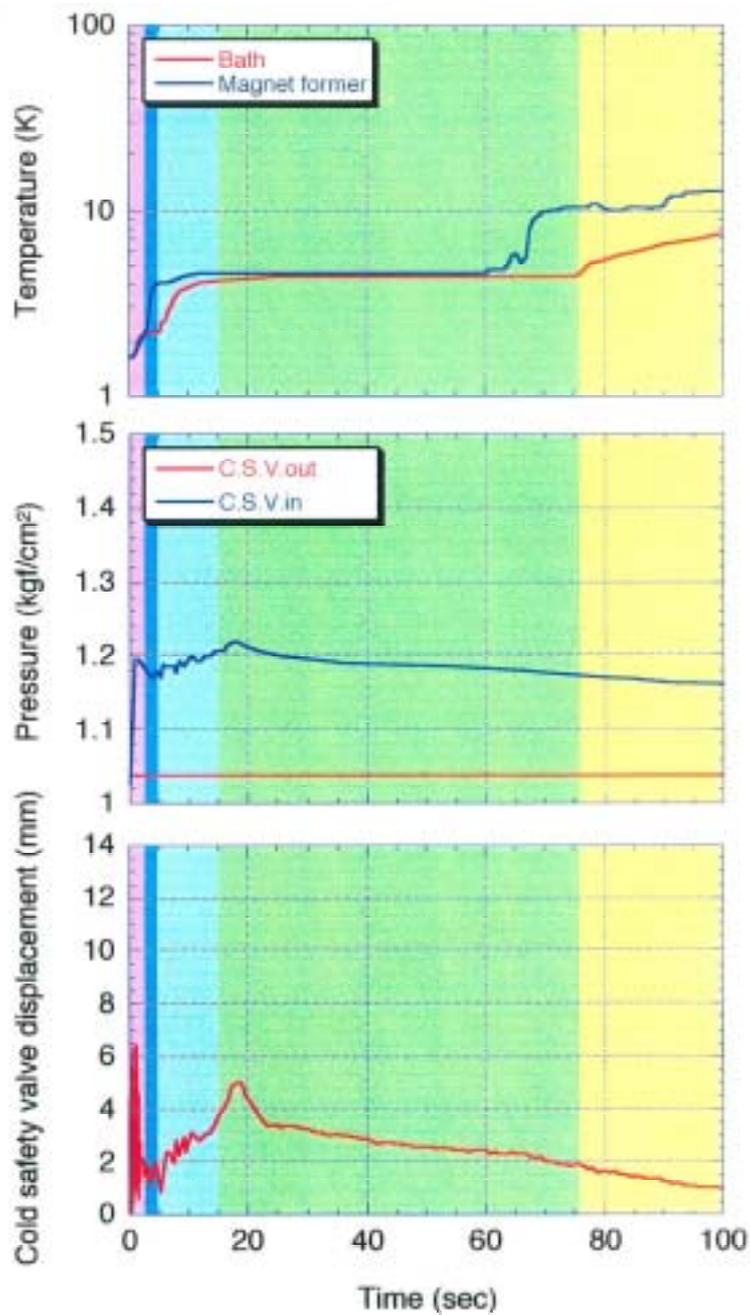
図 4.16 に示す 4.2 K を初期温度とする場合のクエンチでは、He II 槽温度が約 4 s でほぼフラット(約 4.5 K)になり、この状態が 18 s まで継続し、その後 He II 槽温度は上昇過程に入る。He II 槽は静的には He I 槽と同圧(大気圧)であるが、低温安全弁の動作状態、すなわち流体の流れを伴う動的な場合は、安全弁の動作抵抗(流体抵抗、弁体自重および弁バネ抵抗)により若干の保圧状態になる。このため、初期に大気圧 4.2 K であった He II 槽内の液体ヘリウムは、クエンチによる内圧上昇によって、保圧圧力に相当する飽和温度まで温度上昇することになる。これが初期の 4 s 間に生じていると考えられる。飽和状態となった液体ヘリウムは、加熱(マグネットからの放熱)とともに気化することで大きな体積膨張を引き起こす。このため、圧力および安全弁の変位は液体ヘリ



テスト条件

蓄積エネルギー : 61.6 kJ
 ヘリウム容積 : 9 L
 安全弁噴出口径 : 34 mm

図 4.16 4.2 K におけるモデルコイルクエンチ後の状態



テスト条件

蓄積エネルギー : 61.6 kJ
 ヘリウム容積 : 9 L
 安全弁噴出口径 : 34 mm

図 4.17 1.6 K におけるモデルコイルクエンチ後の状態

ウムが飽和状態に転移すると同時に(クエンチ発生の約 4 s 後)にピークに達し、その値は圧力で 1.45 kgf/cm²、安全弁変位で 12 mm であった。

一方、図 4.17 の加圧 He II 中でのクエンチでは、クエンチの約 1 s 後に液体ヘリウムの温度が上昇を開始し、約 3 s 後に λ 点に至る(図中桃色で示す領域)。 λ 点を通る際は、液体ヘリウムの超流動転移による比熱ピークを越えるため、温度は λ 点で一定のままのプラトー状態となる。測定ではこの領域を超えるのに約 2 s 間を要している(図中青色で示す領域)。その後、液体ヘリウムは He I に転移するが、その温度は大気圧飽和温度よりも低い過冷却状態である。このため、マグネットからの放熱は液体ヘリウムの温度上昇に消費される(図中水色で示す領域)。過冷却状態から飽和状態へ転移すると、液体への加熱はただちに蒸発に転嫁するから、急激な体積膨張をとまう。この転移点は圧力の変化から推定され、図中では 18 s がこれに相当する。飽和状態後は、エネルギーは液体の気化熱として消費され、液相成分が枯渇するまで継続する(図中緑色で示す領域)。この枯渇タイミングは 76 s である。一方、安全弁の変位挙動を見ると、初期の約 2 s 間は短いサイクルで激しく上下動し、その後収まってくる。He II は高い熱伝導率や熱伝達率を有するが、発熱体からの熱流束があるしきい値を超えると、He II といえども沸騰現象を起こすうえ、条件によって膜沸騰の発生とその消滅を繰り返すことがわかっている[17]。これは *noisy film boiling* とよび、He II に特有の現象であり、また、その周波数は数 Hz から数万 Hz といわれる。図 4.18 におけるクエンチ直後の激しい安全弁の上下動は *noisy film boiling* による影響、すなわち膜沸騰とその消滅を繰り返していることが考えられる。4.3.2 節に述べるように、マグネット表面からの熱流束は 5 kW/m² 以下であるため、図 4.12(b)による静的な状態での加圧 He II の膜沸騰転移熱流束 10 kW/m² よりも低い。しかし、実際のクエンチに際しては、初期の 2 s 間は専ら保護抵抗でエネルギーが消費されるため、この部分での熱流束は 100 kW/m² を超え、このことが He II での膜沸騰を誘起しているものと考えられる。ただし、 λ 点以下の温度域では密度は温度に依らずほぼ一定であることから、気液の相変化による容積変動を起因とした安全弁の激しい上下運動は発生するものの、He II 槽からの流体流出は伴わない。最後に液体ヘリウムは大気圧(厳密にはそのときの内圧)飽和状態となり、加熱はただちに気化に寄与するため、圧力上昇と安全弁リフトは最大値を示す。測定では、クエンチ開始から約 18 s を経過して両者はピークを迎え、その値は圧力では 1.22 kgf/cm²、安全弁リフトでは 5 mm であった。これらは、図 4.16 の 4.2 K を初期温度とした場合のクエンチ状況と大きく異なる。この状況について、特に変化の過程が多い 1.6 K 加圧 He II 中でのクエンチについて更にマグネット発熱と対比して次節で考察する。

4.4.2 安全弁設計基準

前節で示したモデルコイルにおけるクエンチ挙動を再検証する。図 4.13(a)による 1.6 K を初期温度としたクエンチにおいて、同時にコイルの中心磁界を測定した。この中心磁界強度はクエンチにともなう分割されたコイル間の電流分布とは無関係に平均電流を表すと考える。したがって、中心磁界からマグネットの平均電流がわかり、既知のインダクタンスから各時刻における蓄積エネルギーを算出することができる。実測による中心磁界と蓄積エネルギーの推算値を図 4.18 に示す。図からわかるように、クエンチにともなうエネルギーは初期の 2 s 間でその 8 割を消費している。

前節で述べたように、図 4.17 において、温度の推移から、クエンチ発生→ λ 点到達→ λ 点通過→過冷却 He I 領域通過、飽和 He I 到達→蒸発完了、までの 4 ステップに分類することができる(図中で色分け)。この 4 ステップにおいて、ヘリウムの状態変化に必要な既知の物性値である熱量から、各ステップの発熱量が算出できる。図 4.19(a)にその結果を表す。図中縦軸は、クエンチ発生からの累計冷却量を示す。マグネットがクエンチ前に保持していた蓄積エネルギー 61.6 kJ のうち約 34 kJ がヘリウムに転嫁されている(グラフ範囲の 100 s 間)。一方、(a)図の各データ間を時間微分したものをさらにマグネット全表面積(0.27 m²)で除したものを熱流束として(b)図に表す。マグネット表面からの熱流束はクエンチ直後に急激に立ち上がり、約 4 s 後にピーク値 4.3 kW/m²

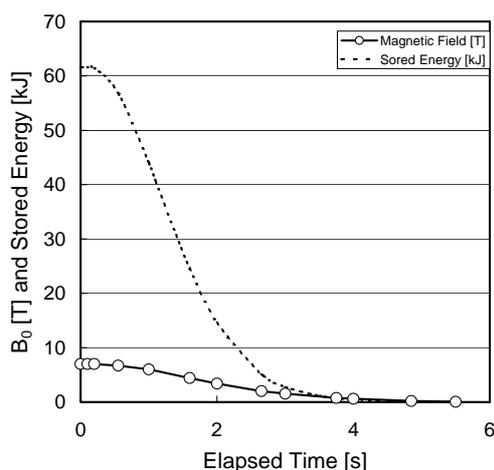


図 4.18 クエンチ時の蓄積エネルギー変化

を経て、その後急激に減衰する。

マグネットは、超伝導線材を巻棒に巻きつけ、これを含浸材で固めた構造である。含浸材は例えばエポキシ樹脂やワックスを用いるが、いずれも高分子系材料であり、金属に比して熱伝導率が小さいことから、熱伝導率の複合則にしたがって超伝導線材と含浸材の複合体であるマグネットの熱伝導率も小さくなる。このため、実際のマグネット内ではクエンチ直後の全体的な温度上昇を経て、表面冷却による温度分布が生じると考えられる。これについて、簡易モデルでの計算によって検証した。モデルは一次元の温度緩和を求めたもので、次式による熱拡散微分方程式から得られる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (4.3)$$

$$\text{ただし、 } a = \frac{\lambda_t}{\rho_t C p_t} \quad (4.4)$$

式(4.4)は超伝導線材、絶縁被覆材、含浸材を含めた超伝導マグネットの構成における熱拡散率である。なお、計算では、初期温度 55 K、表面温度 1.6 K、比熱は銅相当とした。熱伝導率は実際のマグネットを考慮して、銅と樹脂材料(本例ではワックスおよび絶縁被覆材)の熱伝導率から(4.5)式による複合則に従って求めた。

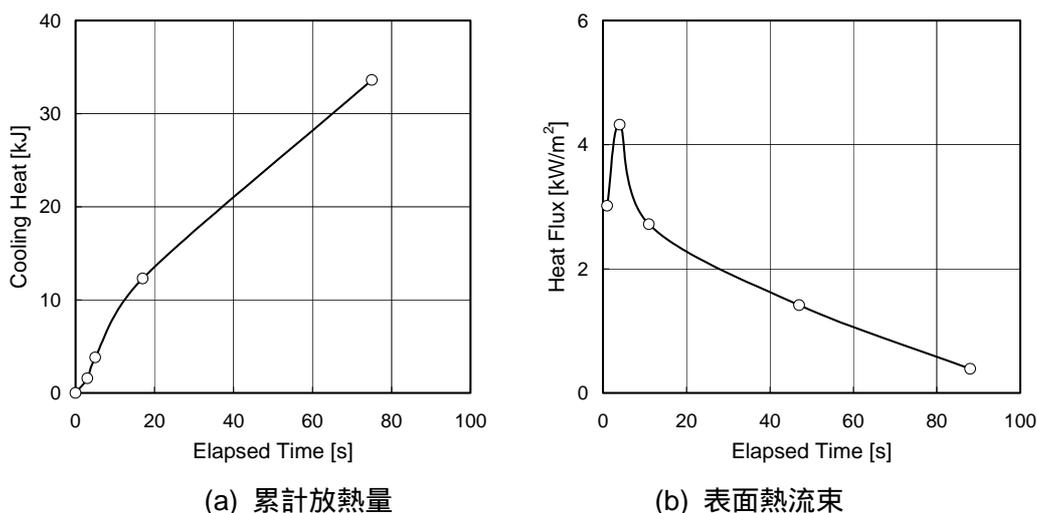


図 4.19 冷媒状態変化から求めた冷却曲線

$$\frac{1}{\lambda_t \cdot V_t} = \frac{1}{\lambda_w \cdot V_w} + \frac{1}{\lambda_{ins.} \cdot V_{ins.}} + \frac{1}{\lambda_{imp.} \cdot V_{imp.}} + \dots \quad (4.5)$$

ここに、 λ : 熱伝導率
 V : 体積
 ρ : 密度
 Cp : 比熱

なお、サフィックス t は複合体全体、 w は線材部分、 $ins.$ は線材の絶縁被覆、 $imp.$ は含浸材をそれぞれ表す。マグネットにおける樹脂材料の体積比は 2 割程度であるが、銅と樹脂系材料の熱伝導率は 4 桁以上の差があるため、マグネット全体の熱伝導率は樹脂系材料に影響され、低い値となる。計算結果を図 4.20 に示す。(a) は 0 mm を冷却面としたときの時間経過にもなう内部温度分布の変化を、(b) は冷却表面での熱流束の時間変化を表す。熱流束は冷却表面直近の要素における温度勾配から求めた。マグネットの温度緩和は 2 s 後に既に顕著に現れ、4 s 後の熱流束は 5 kW/m² 程度まで減少する。このような早い変化を生じるのは、式(4.4)による熱拡散率において、極低温中では熱伝導率の低下以上に比熱の低下が大きく、熱拡散率が高くなるためである。図 4.19(b) と図 4.20(b) を比較すると、0 s 近傍に差異がある。図 4.18 に示すように、クエンチ後のエネルギー放出に 2~3 s を要し、この間にマグネットが 1.6 K から最高温度(約 55 K)まで上昇する。

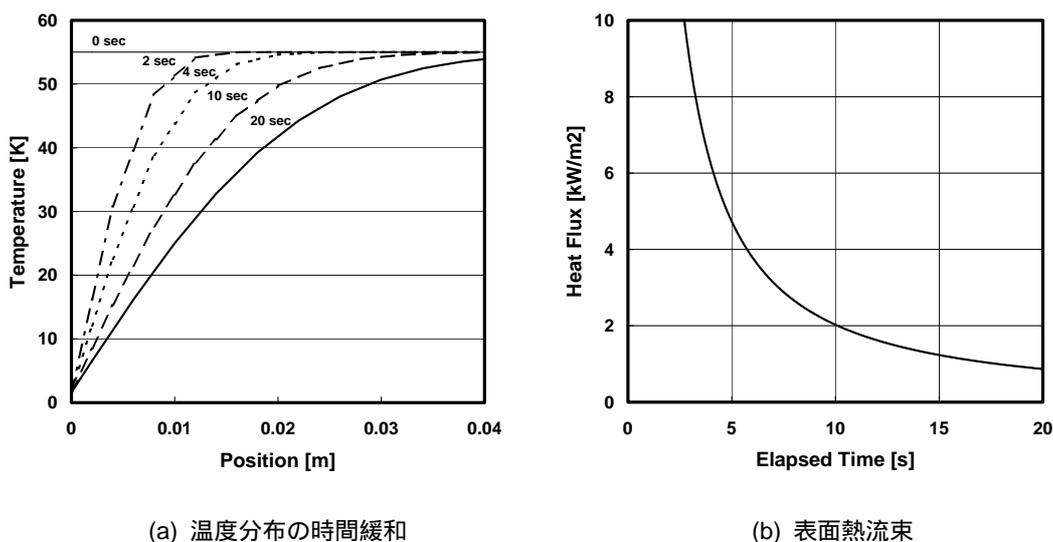


図 4.20 コイル内温度緩和のモデル計算

しかし、マグネットが最高温度に到達するまでに表面近傍では冷却にともなう温度緩和が進行し、結果として大きな熱流束値が発生しないものと考えられる。このことを考慮すると、実測による図 4.19(b)の挙動がよく理解できる。

以上の検証から、クエンチにおけるマグネットからの熱流束を支配するのは、マグネット内部の温度の時間緩和からくる表面近傍温度勾配に基づく表面熱流束によるものであるといえる。その値は実測から、クエンチ発生の数秒(実験では約 4 s)後にピーク値 4.3 kW/cm²となり、その後は急激に減少する。このことから、熱流束の絶対値は 5 kW/cm² 程度を上限と考える。このとき、図 4.12(a)(b)から、液体ヘリウムが He II または He I であっても、核沸騰領域である。しかし、マグネットの主たる加熱面は円筒表面(巻線表面)かつ鉛直面であるため、槽内流体は積極的な攪拌状態になるから、その表面熱伝達能力は図 3.15 による静的な熱伝達特性をさらに上回り、実際にはマグネット表面が冷媒温度と一致すると考えられる。このような状況推定は 4.3.1 節における加圧 He II 中でのクエンチシミュレーションにおいてコイル表面を 1.6 K に固定することで現実と一致を見ることの証左とすることができる。

上記の結果から、マグネットのクエンチによるエネルギーの放出は、マグネット内部の温度拡散に支配される。特に、本研究で対象とする密巻・含浸コイルの場合、その最大値は 4.3 kW/m² である。ここで、He II 槽の圧力最大値(低温安全弁のリフト最大値)を規定する要因を考える。流体の吹出量と吹出面積の関係は圧縮性流体に対して式(4.6)で表される[18]。

$$A = \frac{W}{548 \cdot \kappa \cdot P_1 \sqrt{\frac{k}{k-1} \left\{ \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right\}} \times \sqrt{\frac{M}{T}}} \quad (4.6)$$

ここに、	P_1	: 吹出決定圧力	[atm]
	P_2	: 背圧	[atm]
	k	: 断熱指数	$k = C_p / C_v$
	M	: 分子量	
	T	: 吹出圧力における温度	[K]
	W	: 吹出量	[kg/h]
	κ	: 吹出係数	
	A	: 必要吹出面積	[cm ²]

ヘリウムに対しては、 $k = 1.66$ 、 $M = 4$ である。また、安全弁の入口形状から、 $\kappa = 0.5$ とする。なお、飽和状態のヘリウムの場合、液密度とガス密度の比率を考慮して、実際に吹き出す質量流量は気化量に対して

$$\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l} \quad (4.7)$$

を乗じて補正する。サフィックス g はガスを、 l は液を表す。

1.6 K を初期温度とした図 4.17 で、圧力および安全弁リフトが最大値を取るのは、He II 槽中の液体ヘリウムが飽和状態になる 18 s 後であり、このときの熱流束は図 4.19(b)より、約 2.2 kW/m^2 である。よって、式(4.6)より、必要吹出面積は $A = 0.7 \text{ cm}^2$ となり、実測によるバルブリフト(=5 mm)から求まるバルブシートギャップ面積 0.6 cm^2 とほぼ一致する。同様に、4.2 K におけるクエンチでは、図 4.16 より、クエンチ 4 s 後に圧力、バルブリフトがピークを迎え、このときの熱流束は図 4.19(b)から 4.3 kW/m^2 である。これを式(4.6)に適用して必要吹出面積を算出すると $A = 1.2 \text{ cm}^2$ となる。これも実測によるバルブリフト(=12 mm)から求まるバルブシートギャップ面積 1.3 cm^2 とほぼ一致する。したがって、この検証からも図 4.19(b)で表記した熱流束が実際をよく表すことがわかる。

以上から、最大圧力、最大バルブリフトは、周囲の冷媒が飽和温度に達したときに発生する。そのときの熱流束は図 4.19(b)から読み取ることができる。したがって、クエンチ初期温度は考慮せず、冷媒が飽和状態に達するまでの所用時間を考慮して実際の安全弁設計を行えばよい。特に、1.6 K を起点温度としたクエンチでは、冷媒が飽和状態に達するまでの猶予時間が長いために、最大圧力、最大バルブリフトともに 4.2 K を起点としたクエンチに対して小さくなる。また、いかなる場合であっても、マグネットからの最大熱流束絶対値が決まっているので、これをもとに安全弁の設計を行えば、セーフティマージンを考慮した設計とすることができる。

4.5 まとめ

本章では、安全性に関連する項目として、クエンチ抑制、保護および容器安全設計について検証した。以下に得られた結論をまとめる。

- 1) 超伝導マグネット固有のクエンチ問題について、実際に製作してきた多数のマグネットの応力条件を再分析し、従来指標であった B_{jr} に加えて軸方向応力 F_z を併せて評価することがマクロ的にクエンチ発生有無を分離することに有効であることを示した。この知見から、実用システムでのマグネット設計における応力設計基準を、「 $B_{jr} < 162$ かつ $F_z < 0.57 B_{jr} + 143$ 」とすることで、クエンチ発生率従来値 4.3 % を 1.4 % に低減できる。ただし、ここに得た指標はあくまでもマクロ的なものである。また、 B_{jr} 自体は素線 1 本あたりの応力を表すものであり、密巻きコイルをバルク状の複合体と捉えた場合、 B_{jr} が全てを表すとは言えない。したがって、今後はさらに仔細に実体を表す指標を導き、クエンチ発生率ゼロを目指す必要もある。
- 2) 保護回路設計に用いるクエンチシミュレーション手法について、He II 中でのクエンチに適用するための条件を実験的に検証した。その結果、マグネット表面温度を冷媒温度と等しく置き、かつコイル内部での熱伝導率を複合則による現実的な物性として考慮することによって、加圧 He II におけるクエンチシミュレーションが実際をよく再現できることを明らかにした。さらに、He II 対応クエンチシミュレーションを用いて実機における解析を実施し、マグネット全体における最大応力を抑える保護回路設計をおこなった。その結果、マグネット中層域において予測される最大周方向応力は 230 MPa であることがわかった。
- 3) 上記中層域における最大応力を考慮し、この領域に適用可能な Ta 補強 Nb₃Sn 線材が開発された。その 0.2 % 耐力は 300 MPa に達することから、クエンチ発生においても、残留歪みによる超伝導特性の劣化は生じない。
- 4) 加圧 He II 中での超伝導マグネットのクエンチ実験と計算による対比から、クエンチ後の冷媒へのエネルギー放出は、マグネット内部温度の時間緩和によって規定されることを明らかにした。この条件は He II 中でのクエンチ実験によって得られたものであるが、固体であるマグネット内部の温度変化は冷媒種別によらないから、He I でのクエンチにも適用可能である。このことにより、従来液体ヘリウムにおける沸騰熱伝達特性を基準に設計されていたクライオスタット

の安全機構について、より適切な設計が可能になる。なお、この解析ではクエンチ途中の初期挙動が未考慮であるため、クエンチシミュレーションとの整合を図りながら、今後更に精度を向上させる必要がある。

参考文献

- [1] M. N. Wilson, "Superconducting Magnets", Clarendon Press Oxford, 1989
- [2] J. E. C. Williams, "Quenching in coupled adiabatic coils", IEEE Trans. Magn., MAG-21, 1985, pp.396
- [3] G. Ganetis, "Results from Heater-induced Quenches of 4.5 m Reference Design D-Dipole for SSC", IEEE Trans. Magn., MAG-23, 1987, pp.495
- [4] A. Ishiyama, "Quench propagation analysis in a adiabatic superconducting windings", IEEE Trans. Magn., MAG-27, 1991, pp.2092
- [5] 尾崎修, 奥田正彦, 神門剛, 吉川正敏, 広瀬量一, "マルチセクションマグネットのクエンチシミュレーション -その 2-", 第 52 回 1994 年度秋季低温工学・超伝導学会講演概要集, A2-8
- [6] 神門剛, "加圧超流動型高磁界マグネットシステムの開発(1) -マグネット製作と試験-", 第 49 回 1993 年度春季低温工学・超伝導学会講演概要集, pp.267
- [7] 種田雅信, "加圧超流動型高磁界マグネットシステムの開発(1) -システム設計と冷却試験-", 第 49 回 1993 年度春季低温工学・超伝導学会講演概要集, pp.266
- [8] 広瀬量一, "加圧超流動型高磁界マグネットシステムの開発(2) -応力設計-", 第 49 回 1993 年度春季低温工学・超伝導学会講演概要集, pp.268
- [9] D. S. Slack, "Vent rate of superconducting magnets during quench in the magnetic fusion facility", IEEE, 1979, pp.1758-1760
- [10] H. Lahn, W. Lehmann, M. Stamm and M. Süßer, "Cryogenics for the homer II -high field magnet test facility at the Forschungszentrum Karlsruhe", Presented at CEC-ICMC 2001, Madison, Wisconsin
- [11] 尾崎修, 吉川正敏, 広瀬量一, 伊藤聡, 嶋田雅生, 川手剛雄, 湯山道也, 木吉司, 佐藤明

- 男, 和田仁, “加圧超流動ヘリウム中でのマルチセクション超伝導マグネットのクエンチ挙動 (2) –AC ロスの検討–”, 低温工学・超伝導学会, 1997 年度春季
- [12] O. Ozaki, M. Yoshikawa, R. Hirose, T. Hase, M. Shimada, and Y. Kawate, “Quench behavior of multi-sectional superconducting magnet in superfluid helium”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 8, 1998, pp.
- [13] 宮崎隆好, 村上幸伸, 長谷隆司, 宮武孝之, 林征治, 川手剛雄, 姿倉功和, 木吉司, 伊藤喜久男, 竹内孝夫, 井上廉, 和田仁, “1 GHz 級 NMR マグネット用超電導導体の開発 – 高耐力 (Nb, Ti)₃Sn 導体–”, 低温工学, Vol. 35, No.3, 2000, pp.20-25
- [14] 低温工学協会編, “超伝導・低温工学ハンドブック”, オーム社, 1993, pp.315
- [15] 低温工学協会編, “超伝導・低温工学ハンドブック”, オーム社, 1993, pp.319
- [16] 伊藤聡, 川手剛雄, 林征治, 嶋田雅生, 佐藤明男, 三木孝史, 永井秀雄, 松本文明, 和田仁, 野口隆志, “1 GHz 級 NMR 用加圧超流動ヘリウムクライオスタットの開発 –加圧超流動ヘリウム中でのマグネットクエンチによる内圧挙動の検証–”, 低温工学・超伝導学会, 1997 年度秋季
- [17] S. W. Van Sciver, “Helium Cryogenics”, Plenum Press, New York
- [18] 低温工学協会編, “超伝導・低温工学ハンドブック”, オーム社, 1993, pp.395

第5章 実機製作

これまでの第 2～4 章で述べてきたように、超伝導線材、マグネットおよびクライオスタットの各要素技術についての種々の知見が得られたことを受け、920 MHz-NMR 用超伝導マグネットの実機を製作した。本章では、これまでに述べてき要素技術の検証に加え、実機として加味すべき信頼性に関する考慮点およびその施策についても示す。なお、超伝導マグネットは神戸製鋼所高砂工場で組立および検査を行い、その後解体を経て、茨城県つくば市の独立行政法人物質・材料研究機構殿に移設・設置した。

5.1 全体構成

超伝導マグネットの概略断面を図 5.1 に示す。920 MHz (=21.6 T) を発生する超伝導マグネット本体は He II 槽内に配置される。この He II 槽は Nb₃Sn のジョイントを配置するため上部に突起がある形状を成している。He II 槽と He I 槽は低温安全弁を介して接続される。低磁界かつ発熱を許容できる場所として、PCS はこのセパレータよりも上部、He I 槽内に配置される。なお、超伝導マグネットへの初期の通電は、脱着式パワーリードを PCS の上方にある電極に接続して行われる。パワーリードは極低温部分への大きな熱侵入源となるので、マグネットが定格電流値に達し、永久電流モードに移行した後に抜き取られる。

全体諸元を表 5.1 に示す。表中には計画値(仕様値)に併せて実績値も記載してある。マグネットの総重量は約 17 トンであり、そのうち巻棒等を含むマグネット本体は 8 トンである。

以下に、マグネットおよびクライオスタットについて、詳細を述べる。

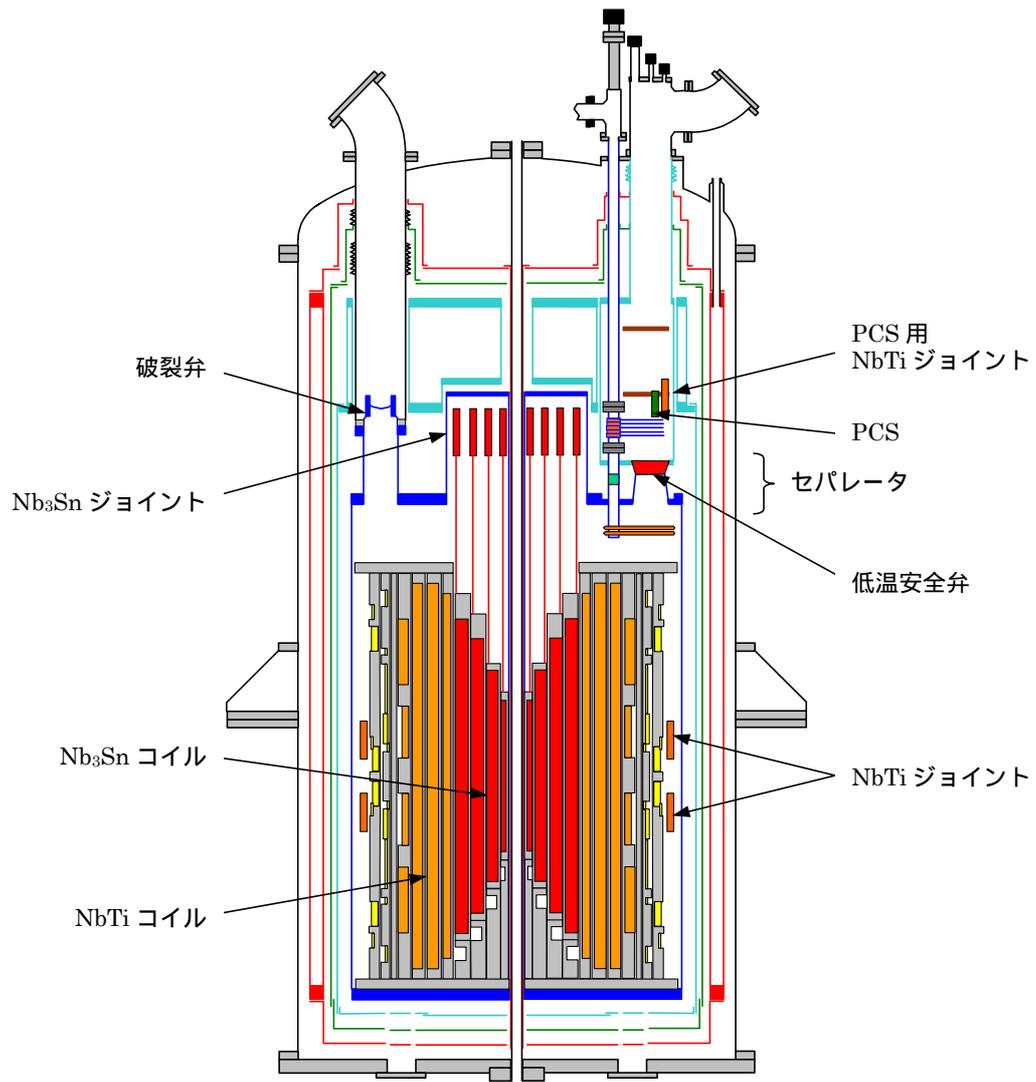


図 5.1 920 MHz 超伝導マグネットの概略断面

表 5.1 920 MHz-NMR 用超伝導マグネット主要諸元

	項目	単位	計画値	実績値
全体	全高 (脚、突起含む)	[mm]	5402	
	マグネット本体全高	[mm]	3694	
	直径 (容器胴部)	[mm]	1712	
	ボア内径	[mm]	54	
	総重量	[mm]	16987	
	内 クライオスタット	[kg]	6312	
	マグネット	[kg]	8000	
	冷媒	[kg]	691	
	スタンド	[kg]	1984	
マグネット	巻棒最小内径	[mm]	74	
	巻線最外径	[mm]	909.5	
	巻線最大長さ	[mm]	1520	
	Nb ₃ Sn線材重量	[kg]	1384	
	NbTi線材重量	[kg]	3449	
	インダクタンス	[H]	1128.1	
	運転電流	[A]	244.4	
	中心磁場	[T]	21.61	
	蓄積エネルギー	[MJ]	33.7	
	磁場均一度 (@φ10×20 mm)	[ppm]	< ±0.1	±0.078
	磁場安定度	[ppm/h]	< ±0.01	-0.0014
	超伝導シムチャンネル数	[-]	9	
	冷却系	冷却方式	[-]	Claude式加圧超流動ヘリウム冷却
常流動ヘリウム槽容量		[L]	504	
加圧超流動ヘリウム槽容量		[L]	1080	
液体窒素槽容量		[L]	582	
定常時液体ヘリウム消費量		[L/h]	< 1.34	0.97
定常時液体窒素消費量		[L/h]	< 1.5	0.74
定常時JT流量		[SLM]	-	~9
定常排気圧力		[Pa]	-	~200
運転温度		[K]	< 1.8	1.55
	温度安定度	[K]	-	±0.05
外部機器	ポンプ排気速度 (50 Hz)	[m ³ /h/台]	280	
	ポンプ到達圧力 (50 Hz)	[mbar]	8×10 ⁻²	
	ポンプ定格電力 (50 Hz)	[kW/台]	6.3	
制御	操作機器	[-]	-	JT弁
	駆動方式	[-]	-	3相ステッピングモーター

5.1.1 マグネット

コイル設計:第 2 章で述べた運転温度の低温化による超伝導線材の高 J_c 化、第 3 章で述べたクエンチ発生率を低減しながら、線材に生じる応力 (B_{jr}) の最大化および超伝導線材の高耐力化を考慮し、かつマグネットの大型化にともなうマルチセクション化 (蓄積エネルギーの増大) への対応と冷却条件を反映したクエンチ保護を取り入れ、実用機のマグネット設計パラメータを表 2.3 に示すように確定した[1]。式(1.2)による評価関数 F の値は何れも 1×10^{-10} 乗台以下の値を確保し、NMR 用マグネットとしての磁界安定条件を満たす見通しが得られている。応力条件については、式(4.2)に従い、 B_{jr} および F_z を考慮している。

コイル分割(単重):マグネットのコイル分割および保護回路の設計結果は、図 5.2 に示す。図中、#で示した番号は巻枠番号を表しており、その総数は 7 個である。それぞれの巻枠には複数のコイルが巻かれており、さらに個々の巻枠内でコイルも細分化されている。これは、マグネットの大型化によって、ひとつのコイル当りに必要な超伝導線材条長(重量)も大きくなるが、超伝導線材を製作するうえでの初期工程である押し出し加工において、押し出し装置能力の制約から大重量のビレットの加工が不可能なためである。現状装置の加工能力から、その上限は 60 kg に制約され、これに応じて各コイルが分割される。

保護回路設計:保護回路については、4.3.1 節で述べたクエンチシミュレーションによる結果を参照してセクション化されている。回路構成の指標は、クエンチ時に個々の線材に生じる最大応力、最大電流、最大電圧および保護回路における発熱等が考慮される。図 5.3 にシミュレーションの結果を示す。解析例はイニシャルクエンチを Coil 1 としたときのものである。このとき、最大応力 (B_{jr}) は Coil 5 (NS-5) に発生し、その値は 230 MPa である。また、200 MPa 以上の B_{jr} が発生する部位は何れも NS-5 となっている。このコイルについては、4.3.2 節で述べた Ta 補強高耐力 Nb₃Sn 線材が用いられており、その耐力は 305 MPa であるから、クエンチが発生した場合の最大発生応力は許容範囲内に収まることがわかる[2]。

以上、種々の考慮を踏まえて製作されたマグネットの完成写真を図 5.4 に示す。

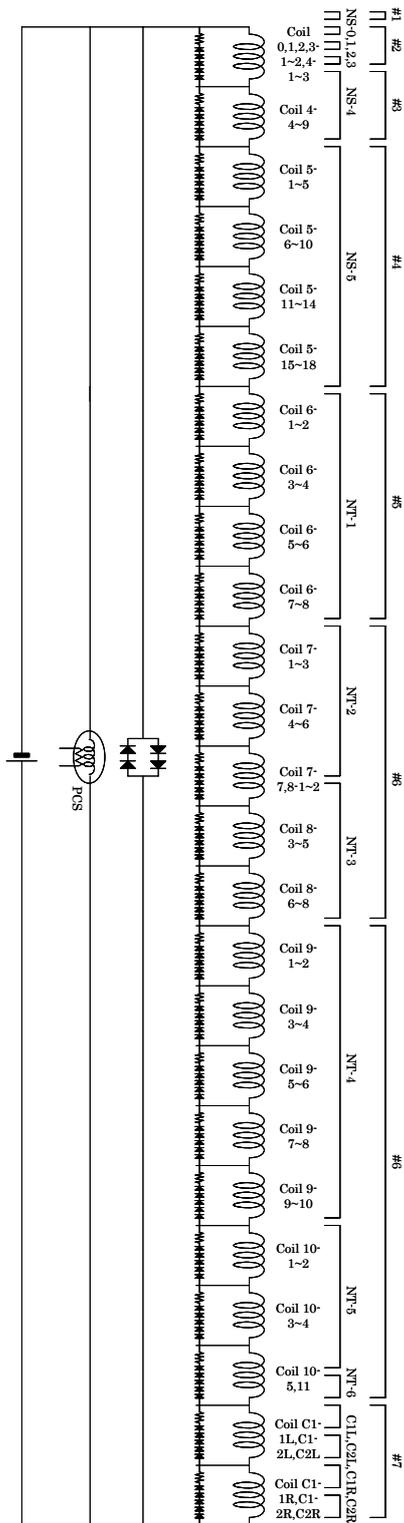


図 5.2 実機マグネットの回路図

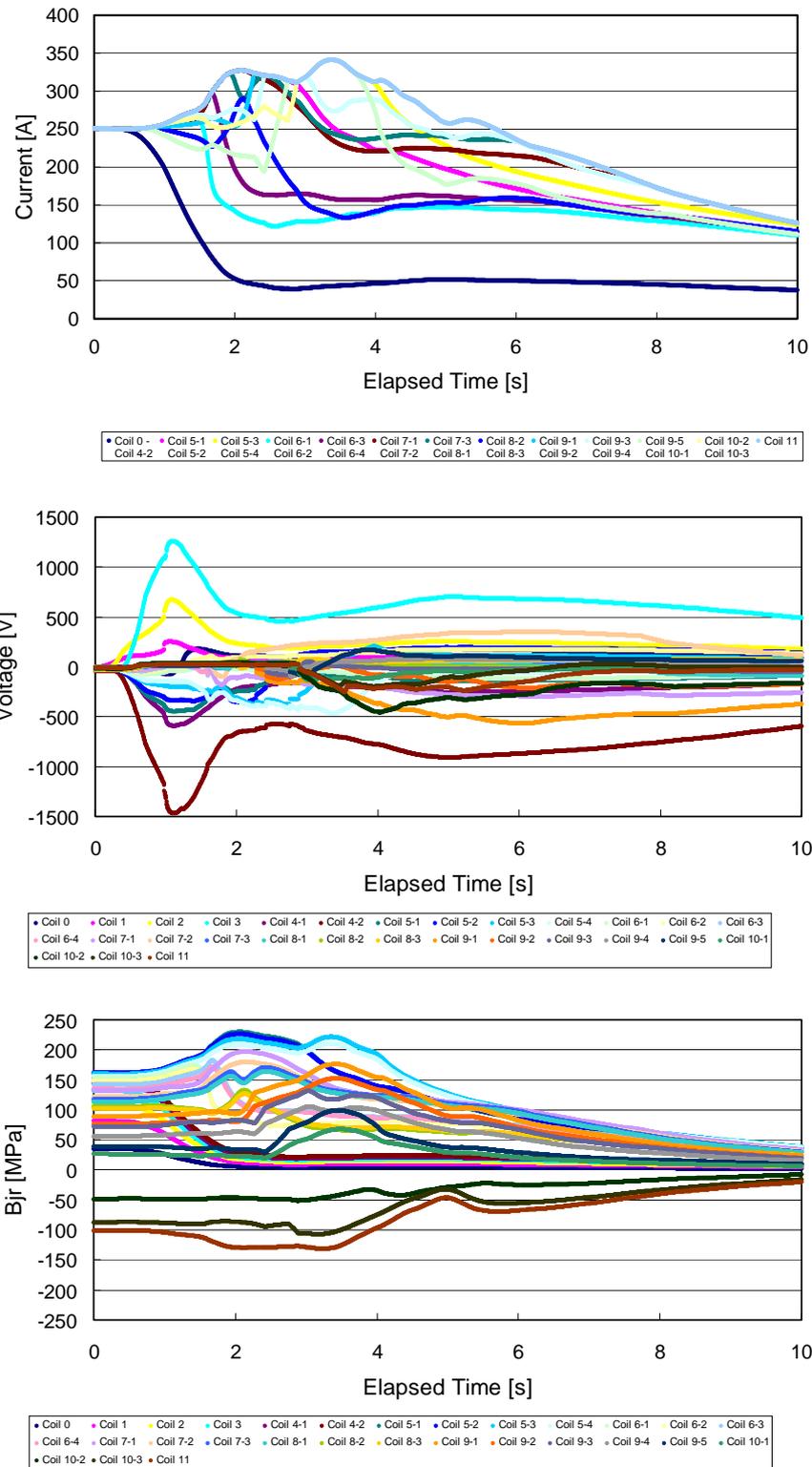


図 5.3 実機マグネットのクエンチシミュレーション結果

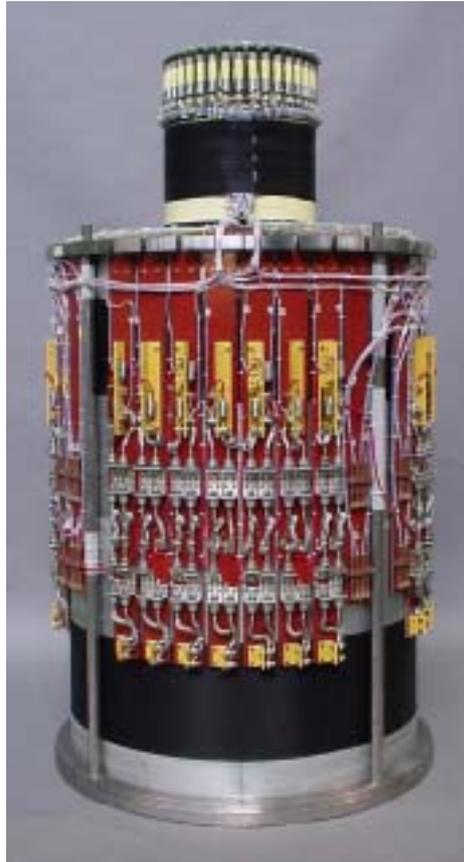


図 5.4 マグネット外観

5.1.3 クライオスタット

クライオスタットは加圧 He II 冷却方式であり、その概略機器構成は図 5.5 のようなものである。超伝導マグネットは加圧 He II 槽に設置され、He II 熱交換器によって、1.8 K 以下に冷却される。He II 槽には低温安全弁が設置され、クエンチ時の安全性を確保する。超流動冷却器 (He II 冷却器) は独立したユニット構成とし、He II 槽に接続されている。超流動冷却のために消費する液体ヘリウムはリザーバ (He I 槽) に貯液され、この液量があるレベルまで低下したら、液体ヘリウムの補充作業を行う。これらの容器および機器類は真空槽によって内包され、真空断熱される。このような構成による加圧 He II クライオスタットに関し、本節で述べる下記事項への考慮を踏まえて、実機的设计および製作を実施した。

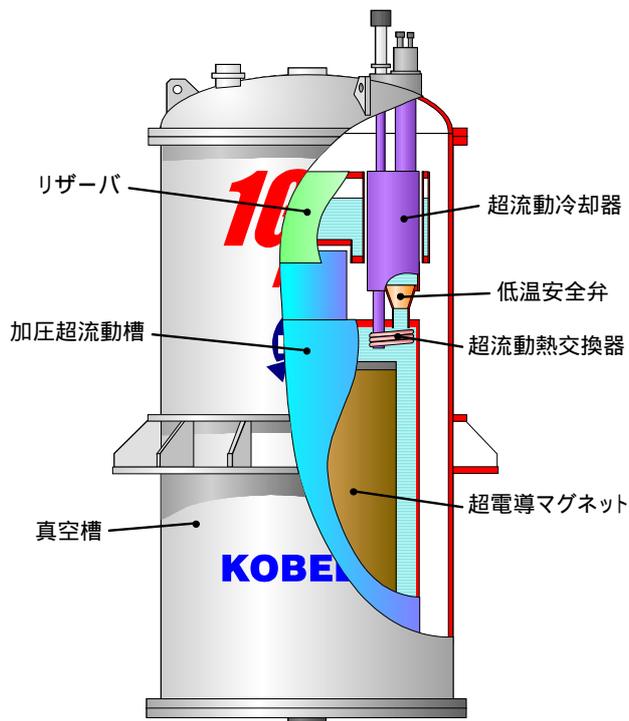


図 5.5 クライオスタット概略断面図

He 冷却器: He II 冷却器は、システム運転のキーコンポーネントであり、マグネット全体を組み立てるにあたって、その能力が所望の条件を満たしていることを事前に検証する必要がある。また、PCS を内部に配し、超伝導線がセパレータを貫通する構造も含めて、冷却回路が複雑化しているため、He II 固有のリーク(スーパーリーク)に対する封止性の確認も必要である。これらを検証するには、He II 冷却器を単独で実条件(低温)にて検査できることが望ましい。本システムでは、He II 冷却器のユニット化によって、単独でハンドリング可能な構造となっており、検査用の仮設容器を施工することによって、容易に単体での冷却試験が可能である。単体冷却試験においては、冷凍能力、スーパーリーク有無、PCS 動作を検査する。

解体・再組立施工性: 本システムは 1 GHz-NMR マグネットの開発プロジェクトの一環として製作されたものであり[3]、将来的に酸化物超伝導線材が実用化された場合に、これをコイル化したマグネットを本マグネットの最内層(コイル NS-0)と置き換えることが計画されている。このため、クライオスタットは容易に解体・再組立が可能であることが要求される。液体ヘリウムを用いる点から、断熱真空槽へのヘリウムリーク信頼性のために He II 槽および He I 槽ともに全溶接構造を採用してい

る。その際、溶接後に解体の必要が生じた場合、溶接線を研削除去しても、再溶接可能なように罫（リップ）を設けている。この構造によって、新たに部品を製作することなく凡そ 3 回の解体・再組立が可能である。

低温安全弁: マグネットがクエンチした場合の圧力開放のため、加圧 He II 槽には低温安全弁が設置される。この口径選定は 4.4.2 節に述べた熱流束値および式(4.6)を用いて以下に計算できる。ただし、安全を見越すため、クエンチは 4.2 K で発生するものと仮定し、そのときの熱流束は図 4.16 より 4.3 kW/m² とする。マグネットの全表面積を 7.5 m²、安全弁吹出係数 κ を 0.5、吹出温度を 4.5 K とすれば、 $P_1=2.0$ atm、 $P_2=1.5$ atm (室温部に設置した安全弁の圧力損失を考慮) としたときの必要吹出面積は 21.6 cm² となり、これに相当する直径は ϕ 9.3 cm である。これを踏まえ、実際の装置においては、低温安全弁の口径は ϕ 11.3 cm (必要吹き出し面積の 1.5 倍) とした。

破裂弁: クライオスタットは構造的には圧力容器に準じるため、安全機構の冗長化が必要である。このため、本クライオスタットでは低温安全弁に加え、He II 槽から直接大気にガス放出可能な破裂弁を設けた (図 5.1)。破裂弁は He II 槽に ICF フランジ (銅ガスケット) を用いて直接取り付けられる。ICF フランジは適正なトルクでボルト締付施工をおこなえば、断熱真空に対するヘリウムリーク (He II によるスーパーリークも含む) に対しても有効なシール方法である。ガスの排出経路は専用のダクトとして、クライオスタットの断熱真空槽とは分離されている。また、その空間内は常時は高真空に排気された状態にある。この構造によって、万が一クエンチが発生した場合、かつ何らかの要因で低温安全弁が動作しなかったとしても、破裂弁を経由して蒸発ヘリウムガスを大気に放出することが可能である。このとき、クライオスタットの断熱真空槽にヘリウムガスが流入することは無く、破裂弁交換の後、再度液体ヘリウムを充填することで再励磁が可能となる。破裂弁構造はステンレス薄膜の反転式である。この方式による破裂弁は本来圧縮性流体用であり、液体への適用、特に加圧 He II に対する動作保証がない。このため、実際に設置する破裂弁は同一形式のものについて、実使用条件における動作検証を実施した。なお、必要吹出口径は前記低温安全弁と同様に、マグネットの表面積を 7.5 m²、吹出係数 κ を 0.5、吹出温度を 4.5 K とし、 $P_1=2.0$ atm、 $P_2=1.0$ atm (直接大気に放出するため、 P_2 は 1 atm となる) としたとき 18.5 cm² となり、これに相当する直径は ϕ 8.6 cm である。実際の装置においては、破裂弁仕様口径を 80A (ϕ 8.9 cm) とした。

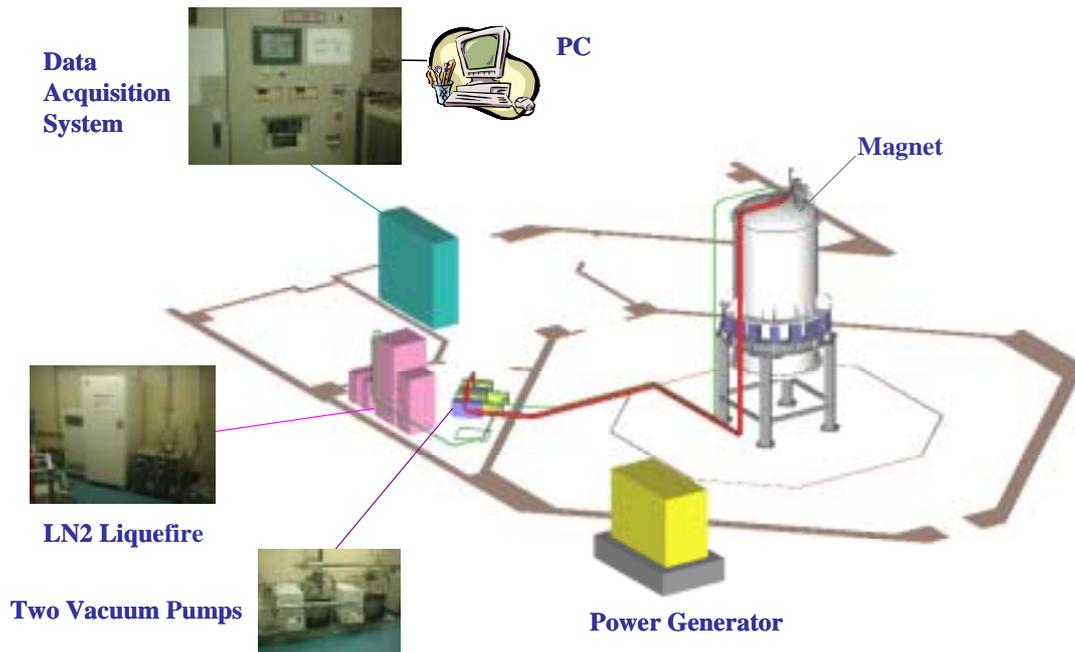


図 5.6 マグネットシステム全体鳥瞰図

5.1.4 システム信頼性

超伝導マグネットはこれを連続運転するために必要な機器および建屋を合わせて全体のシステムが構成される。システム全体の構成を鳥瞰図として図 5.6 に示す。超伝導マグネットは専用の建屋に設置されるとともに、マグネット室(10 m×10 m)は普通鋼によって磁気シールドされ、シールドの外側は 5 ガウス以下である。He II 冷却のための排気ポンプと運転監視のための制御盤はマグネット室に隣接する機械室に設置される。

制御盤は主にマグネット内の温度状況等をモニターするが、本体または周辺機器に異常や故障が発生した場合の対処シーケンスが組み込んである。また、異常状態が発生した場合、一般電話回線を経由して自動的に関係者に通報する機能も有している。2.2.3 節で述べたように、本装置の冷却運転は非制御による安定性を有しているが、想定と異なる運転温度にする場合や、初期冷却における自動化に備え、JT 弁制御機能を付与している。この機能は制御盤に併設したパーソナルコンピュータが司る。5.2.2 節に記すが、実際の運転においては、He II 槽温度を 1.6 K 以下としているため、フラッディング発生を回避するため、現状は JT 弁制御機能を常時稼動状態として運転を継続している。

排気ポンプは機械装置であるから、何らかの事情で故障を生じることが考えられる。例えば、シール不良による吸気圧力の上昇、モーター故障、オイル不足(漏洩)による焼きつき等である。このため、排気ポンプは2台設置され、1台は定常運転用、もう1台はバックアップとして用いられる。排気ポンプの流量、圧力は常に制御盤によってモニターされ、異常を検知すれば直ちにバックアップ機に切り替わるようシーケンスが組まれている。モーター異常の場合も、過電流を検知して同様にバックアップ機に切り替わる。なお、初期冷却においては排気ポンプを2台同時稼働させ、冷却時間の短縮を図る。

本超伝導マグネットは1.8 K以下の運転を継続しなければマグネットとしての特性が得られないばかりか、温度上昇が発生するとクエンチの危険性も生じる。したがって、排気ポンプは如何なる場合も運転を継続しなければならず、停電にあっても例外ではない。このため、システムには非常用発電機が併設され、不測の停電に際しても電力を供給し続けることが可能である。

液体ヘリウムは定期的に補充されるが、その作業のためにマグネット上部にアクセスできるデッキが設置される。NMR測定に用いるプローブはマグネット下方から挿入するが、サンプルは上部からの挿入となるため、アクセスデッキはこの作業のためにも必須であり、利用者と作業者の利便を図るものである。なお、液体ヘリウムの供給は作業者が実施するが、液体窒素は液体窒素自動供給装置を併設して、タイマーによって週毎に自動で供給が実施される。



図 5.7 工場内試験状況

He II 槽には安全性装置として低温安全弁が装備されるが、圧力容器設計に準じて 5.1.2 節に述べた破裂弁も設置して冗長化している。なお、全ての安全機構が動作せず、内槽破裂が発生した場合に対しても、クライオスタット底部にドロップオフプレートと呼ばれる開口部(常時は真空差圧によって閉となっている)を設けてこれに備えてある。また、クエンチが発生した場合は、ガス放出のための専用の機外ダクト配管を設置し、屋内の酸欠事故を防ぐ構成になっている。

以上のように、本システムは実際の NMR 測定に常用するため、その利便性と信頼性に種々の配慮がなされている。このような表面的に見え難い部分を確実にシステムに組み込むことが、実用機として重要なポイントとなっている。

5.2 設置および立上げ

5.2.1 設置

920 MHz-NMR 用超伝導マグネットは、1999 年末から 2001 年秋まで神戸製鋼所高砂工場内で工場試験を実施した(図 5.7)。その後、消磁・昇温・分解して、つくば市の物質・材料研究機構殿の専用建屋に移設した。輸送に際しては、道路交通法に基づく地上高制限(3.8 m)から、マグネットが露出する状態まで分解する必要がある。このため、移設先では工場内での組立作業と同様の工程を踏む必要があり、専用建屋には 20 t の天井クレーンが設置された。移設先での再組立にはおよそ 1 ヶ月を要した。後述するように、冷却および励磁を経て、当初仕様を満たすことが確認され、移設先での再組み立てが正常におこなわれたことが確認できた。専用建屋への搬入・組立および完成状況について、図 5.8 に示す。

本システムは茨城県つくば市にある物質・材料研究機構に設置された。同所には 2 台のマグネットを設置しており、両機は図 5.9 のようにそれぞれ独立した棟に配置される[4]。設置にあたっては、現場での組立作業が必要となることから、20 t 超の天井クレーンをそれぞれに有する。NMR 測定での振動影響対策として、地盤振動の伝達低減のため、マグネットが設置される直下は独立基礎



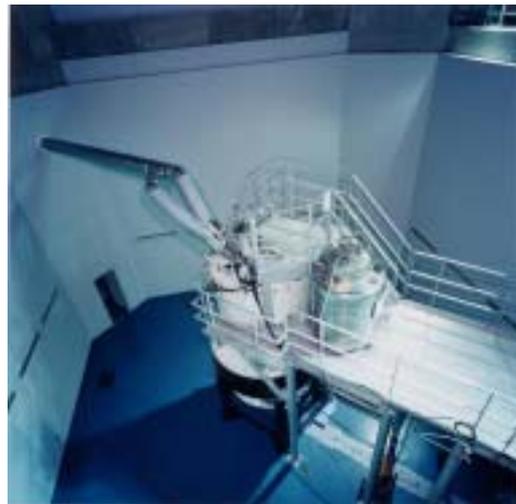
(a) マグネット単独での搬入



(b) 専用建屋内での組立状況



(c) 完成状態(正面)



(d) 完成状態(デッキ部)

図 5.8 設置工事(搬入・組立・完成)

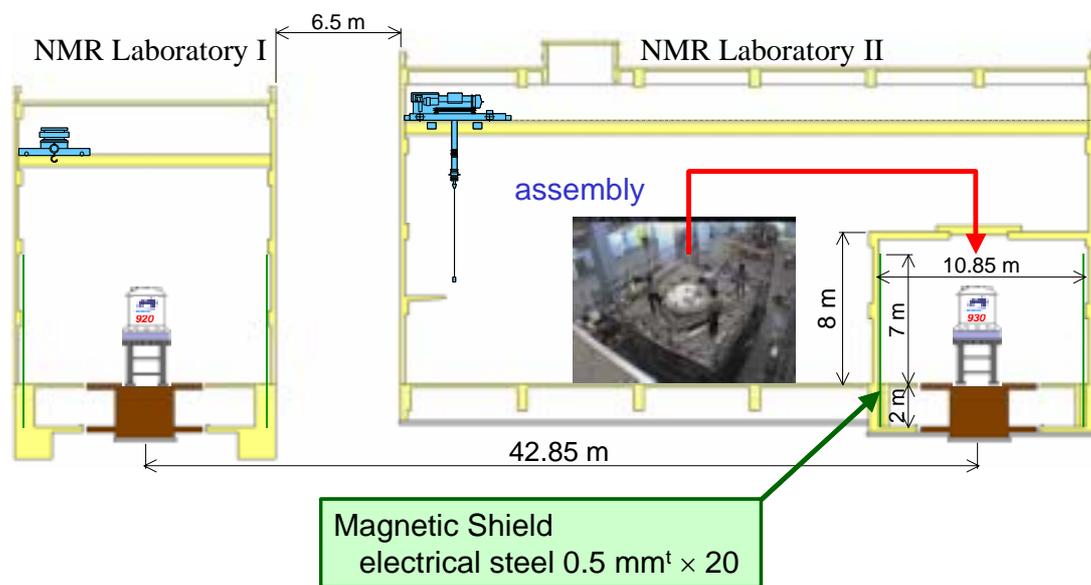


図 5.9 超伝導マグネットの設置状況

構造となっており、その基部には防振シートが施工されている。また、この独立基礎部からの振動をさらに除去するため、マグネット本体は空圧を用いたパッシブ式除振台の上に設置される。除振台 1 台あたりの荷重負荷能力は 1 トンであり、マグネット単独の総重量 15 トンに対し、15 個の除振台を配置した。なお、除振台の固有振動数は約 1 Hz である。マグネットが設置されたつくば市は比較的地震の多い環境であり、除振台は免振の機能も担う。マグネット室には普通鋼または電磁鋼板による磁気シールドが設けられており、マグネット室壁面より外側は 5 ガウス以下の漏洩磁界となる。

5.2.2 冷却結果

移設後の組立を完了したマグネットは、断熱真空層の真空排気およびヘリウムリークテストを経て冷却を実施した。冷却時の各部温度推移を図 5.10 に示す。(a)は液体窒素による初期冷却および液体ヘリウム充填までの過程を表す。(b)は液体ヘリウム充填完了後に排気ポンプを稼働させての超流動冷却を示す[5],[6]。

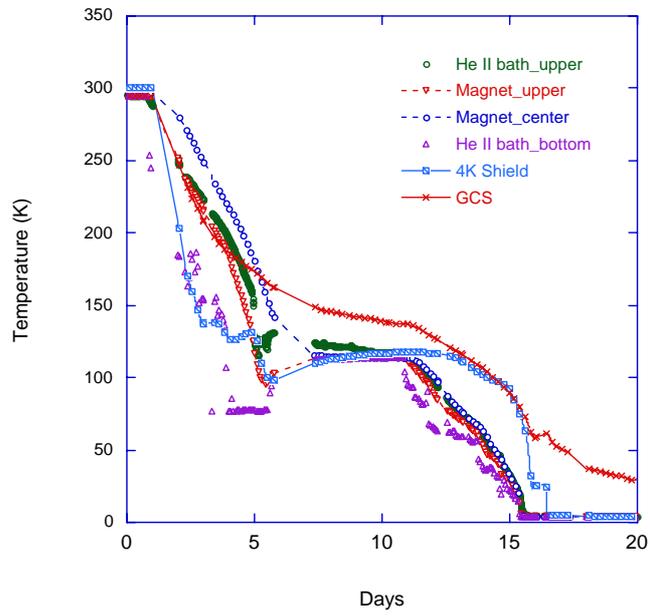
初期の液体窒素による冷却では 5 日間を要し、9,000 L の液体窒素を消費した。この間、液体

窒素の移送作業は昼夜連続で実施している。使用した液体窒素の可搬容器は OCR と呼ばれる 900 L 入(正味量)容器であり、これを一日あたり 2 基使用するから、単位時間当たりの移送量は 75 L/h となる。液体窒素による予冷過程では、マグネットに発生する熱歪みを考慮して、マグネットの上下温度をモニターしながら、その差が 50 K 以内となるよう進めた。なお、液体窒素予冷完了後に液体ヘリウム予冷に移行するにあたって、クライオスタット内に液体窒素が残留することがないように、液体窒素予冷は 100 K を下限温度とした。

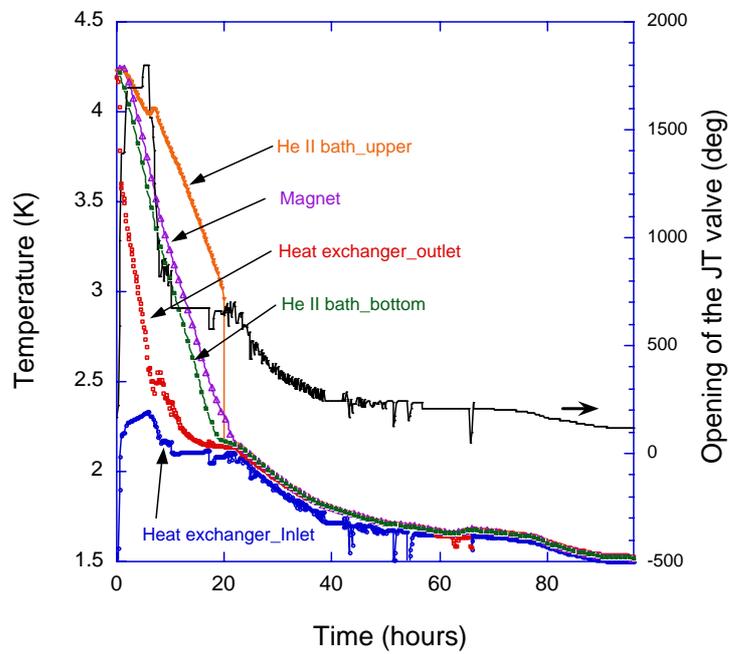
液体窒素予冷完了後に、系統内をヘリウムガスで置換し、液体ヘリウムを充填した。この工程は約 6 日間連続で実施した。投入した液体ヘリウム量は 7,000 L である。このうち、約 5,000 L が系内全体を 4.2 K まで冷却するために消費し、残り約 2,000 L が容器内に液体ヘリウム貯液するために消費された。初期の液体ヘリウム移送速度は概ね 80 L/h である。

その後、(b)に示すように、排気ポンプを稼働させ、超流動冷却を実施した。He II 槽上部温度(図中、HeII bath upper)は超流動冷却開始後約 20 時間を経て、急激に 2.168 K(λ 点)まで落ち込む。これは、超流動冷却開始直後から発生しはじめた He II 槽中の超流動成分が常流動ヘリウムとの比重差から、容器底部から溜まり、上記 20 時間後に容器上部まで達したことを示している。He II 槽内の全ての液体ヘリウムが超流動に転移した後も冷却を継続し、超流動冷却開始後約 100 h を経て、加圧 He II 槽内の液体ヘリウム温度は 1.5 K に達している。なお、この間、JT 弁の制御は自動化運転され、He II 熱交換器が最大の能力となる $dT(=T_b - T_{hex})$ を維持するよう制御されている。なお、超流動予冷に要した液体ヘリウム量は約 1,500 L であり、He II 槽内の容積のほぼ 1.5 倍にあたる。

装置設置・立上後、本システムは現在まで 4 年半の連続運転を継続している。この間の温度推移について図 5.11 に示す。図からわかるように、He II 槽の運転温度は約 1.55 K となっている。これは、マグネットのクエンチを回避するための「保険」として選択された値であり、本来の計画値である 1.8 K とは異なる。冷却システムにおける温度の安定性は 2.2.3 節に述べたように、JT 流量、排気ポンプ能力および He II 熱交換器性能等に大きく依存するため、設計計画温度よりも低い温度での運転を行う場合、自律的な安定性を望むことができない。本システムで 1.55 K で運転する場合の各状態を図 5.12 に示す。JT 流量は約 0.025 g/s である(図中破線で示す)。このとき、He II 熱交換器の温度差 dT は ~ 30 mK となり、He II 熱交換器所要面積は全面積 790 cm² に対して約 1/8 である 100 cm² 程度となっている。このため、本ケースでは、運転温度を計画値から変更するという事情を踏まえ、フラクディングが発生することが無いよう、JT 流量(JT 弁)の制御を実施して



(a) 室温からの初期冷却



(b) 液体ヘリウム温度以下の超流動冷却

図 5.10 マグネットの予冷状況

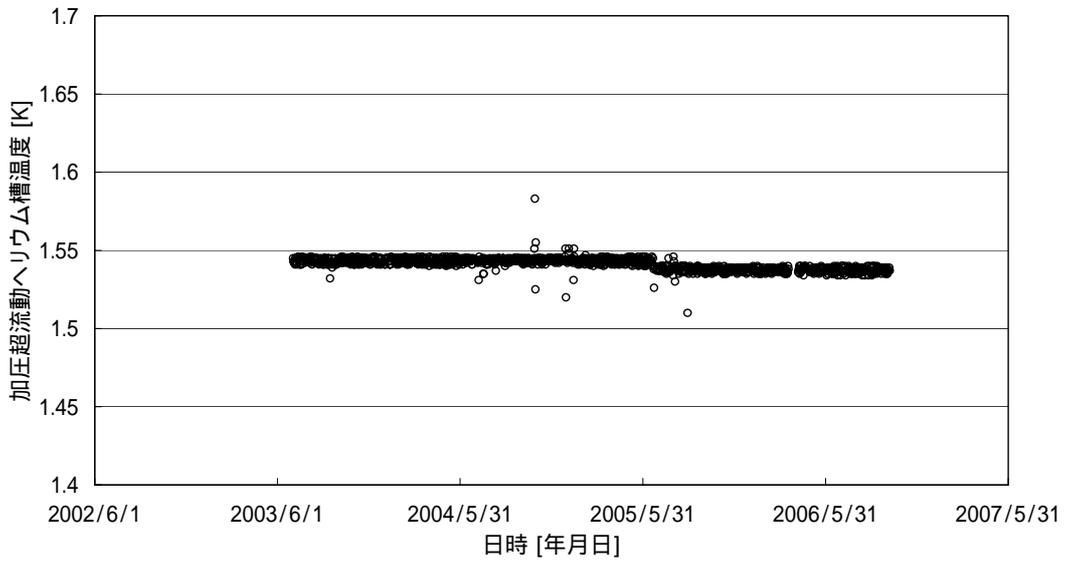
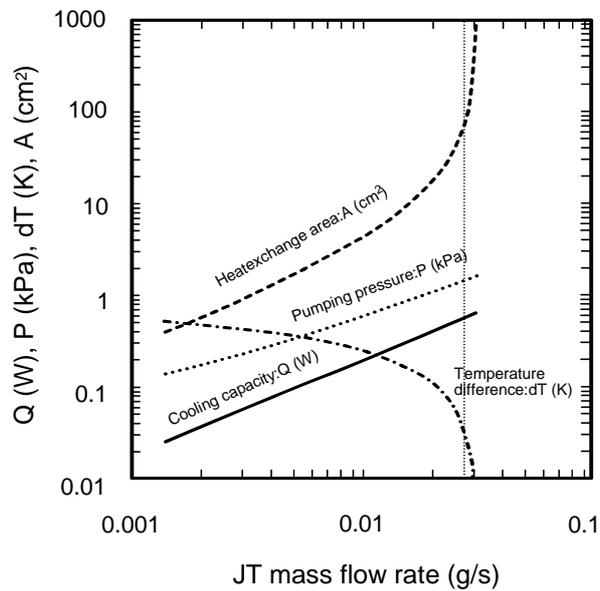


図 5.11 加圧超流動ヘリウム槽の温度推移



Leybold 社製 SV300 を使用した場合

図 5.12 実機における超流動冷却特性

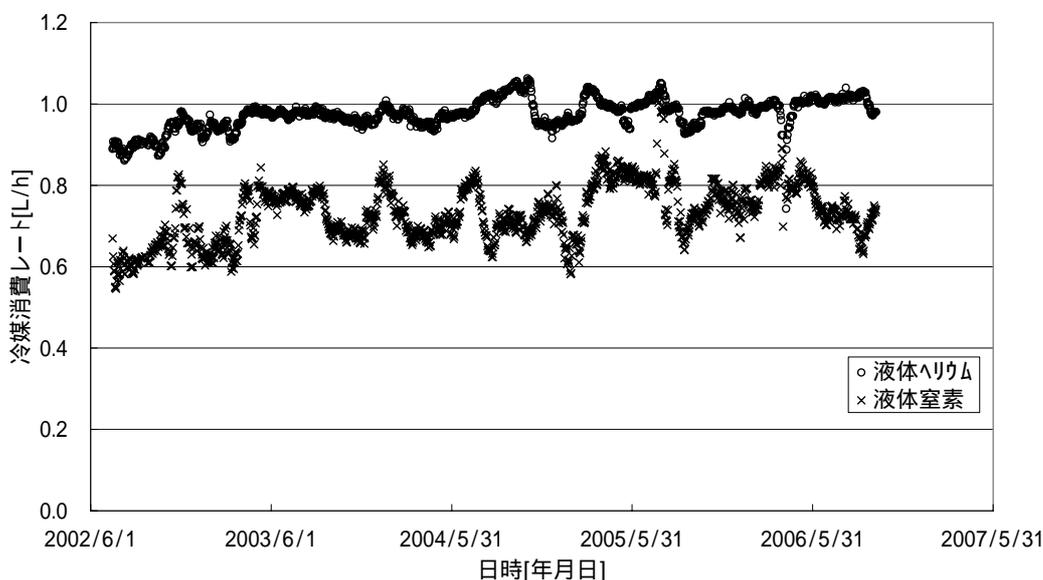


図 5.13 液体ヘリウムおよび液体窒素の消費速度推移

いる[7]。制御指標(セットポイント)は He II 槽温度 1.55 K であり、これから高温側に外れれば JT 流量を増やし、低温側に外れれば JT 流量を減らすというものである。ただし、運転条件は He II 熱交換器のフラiddiングによる不安定遷移条件に近い状態であるため、He II 熱交換器内外の温度差 dT を第 2 の指標として、これがしきい値(約 20 mK)を超えない範囲となるよう制御の二重化を図っている。このような制御モードでの運転において、He II 槽温度、冷媒消費速度何れの数値も長期的に安定な運転の継続を示しており、システムとしての信頼性が得られていることが確認できる[8],[9],[10]。

長期に渡る液体ヘリウムおよび液体窒素の消費速度推移について図 5.13 に示す。注液操作や環境によって上下動はあるが、その平均値はヘリウムにおいて 1.0 L/h、窒素において 0.75 L/h である。これは、表 2.1 による所期の計画値にほぼ一致する。

5.2.3 励磁結果

超伝導マグネットへの通電は、2 週間をかけて実施した[11]。図 5.14 にその過程を示す。図中 □ で示すのがマグネットの電流値である。電流値が間欠的に上下しているのは、実際の通電作業が、0 A→100 A、100 A→170 A というようにステップを刻んで実施しているためである。ステップ毎に、マグネットは一旦永久電流状態とするため、この間の図中の電流値は 0 A を指すが、このときもマグネットにはその直前に印加した最大電流が流れている。次のステップに移る際は、電源からの電流値を直前の最終電流値まで上げ、その後 PCS をオープンにして次の励磁ステップへ進む。また、励磁過程において、電流値を上げるたびに He II 槽温度も上昇している。これは、磁界変化によって超伝導マグネットに生じる交流損失によるものである。段階的に励磁を進めるのは、各電流域でマグネットからの異常電圧の発生有無を確認しながら進めることと、交流損失によって上昇したマグネット温度を再度冷却することがその目的である。この励磁操作によって、最終的には

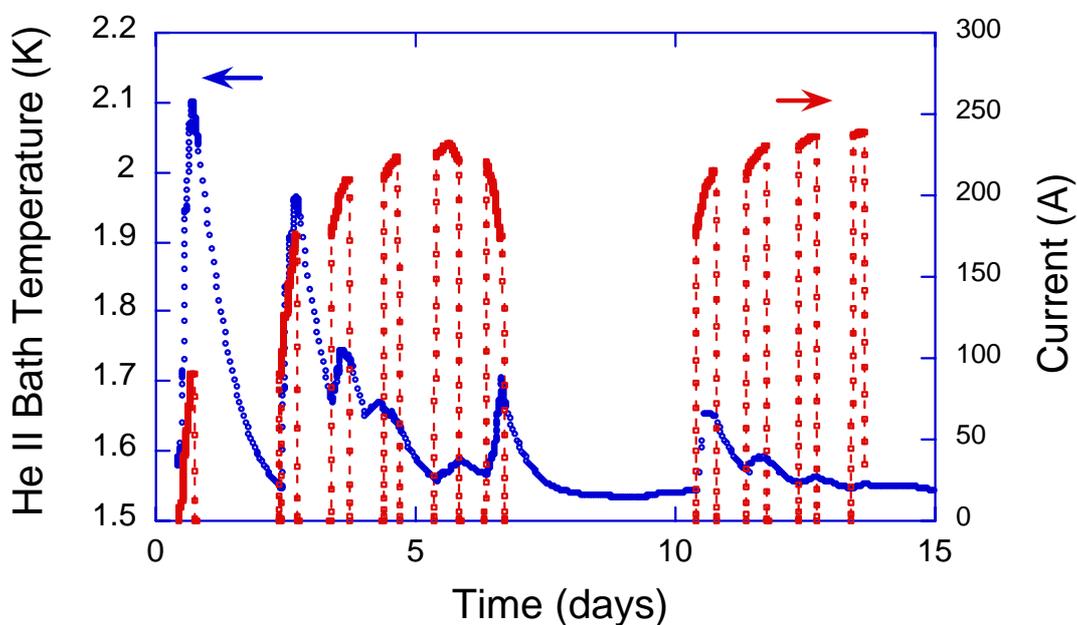


図 5.14 マグネットの励磁経過

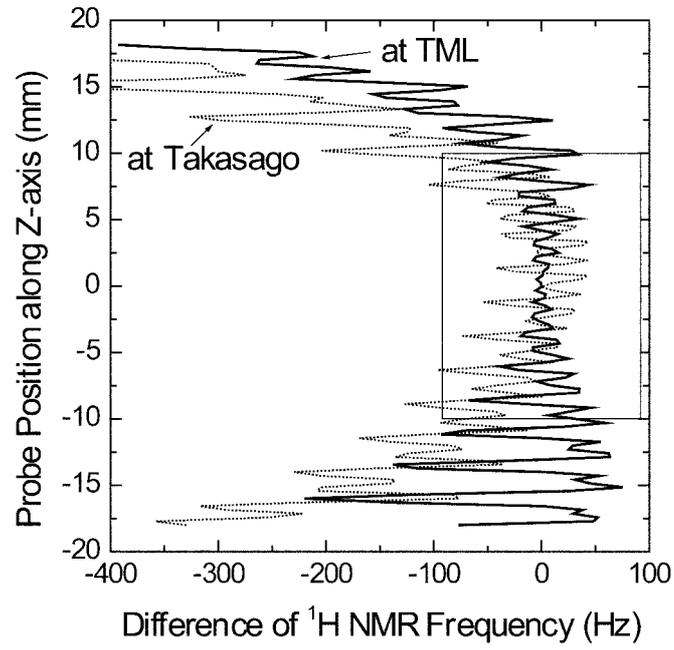


図 5.15 磁場均一度実測結果

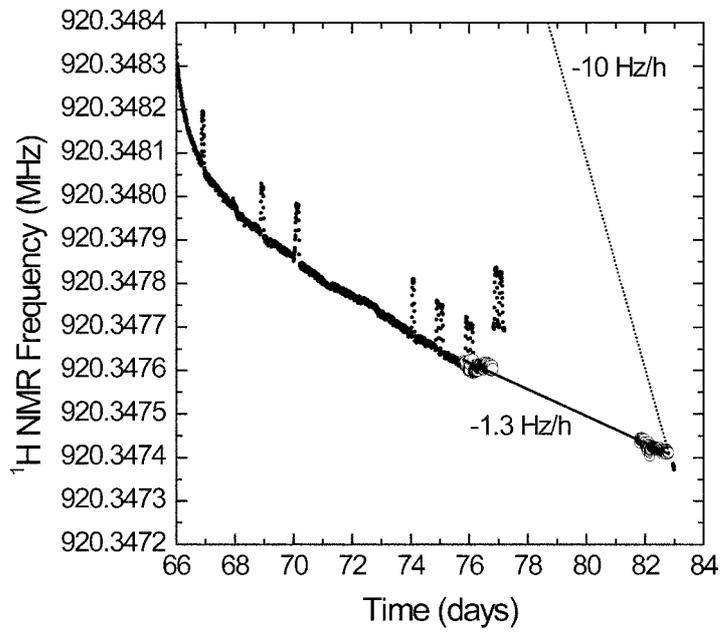


図 5.16 マグネットの磁場減衰測定値

244.2 A の電流値で定格磁界 920 MHz (=21.6 T) に達した。なお、この電流値は表 2.3 による定格電流値 244.4 A と僅かに異なるが、これは設置場所に施工された磁気シールドによる影響と考えられる。

主コイルの発生磁界が定格値に達した後は、PCS を閉じて永久電流運転に移行した。その後、磁界が安定するのを待ち、超伝導シムコイルによって、磁界均一度の調整を実施した。測定方法は、1 mm³ の H₂O 試料を組み込んだプローブを半径 8.5 mm の円筒表面上をらせん状に移動させ、¹H の NMR 信号から磁界を測定するものである。図 5.15 にその測定結果を示す。仕様値である直径 10 mm、高さ 20 mm の領域において ±0.1 ppm 以下という条件を満たしていることがわかる。

マグネットの磁界安定度の測定結果を図 5.16 に示す。励磁による定格磁界到達後、およそ 3 ヶ月を経た時点でマグネットのドリフトは -1.3 Hz/h となっている。この値は 0.0014 ppm/h に相当し、NMR 測定からの要求値である 0.01 ppm/h より一桁小さい。ところで、NMR 用超伝導マグネットでは永久電流運転に移行した後、磁界減衰が定常状態になるまで非常に長期間を要する挙動を示す。この理由は、マルチフィラメント構造の超伝導線材断面における電流再配分といったミクロな電磁現象や、コイル構成での全体的な磁束侵入として挙動するマクロな電磁現象等が考えられるが、その真相は未だ解明されていない。このような安定遷移の所要期間を短縮する方法として、オーバーシュートが有効であることが経験的に判っている。その量は定格電流に対して 1 % 以下の値で充分であるが、マグネットによってその最適値は異なる。本マグネットでは、0.05 % のオーバーシュートを印加したが、上記のように定格磁界到達の 3 ヶ月後に -1.3 Hz/h であったドリフトは、さらに 2 ヶ年を経て -0.3 Hz/h まで減少したことが確認されている。

5.2.4 NMR 測定結果

超伝導マグネットとしての仕様を満足することが確認された本システムは、NMR プローブをセットして、実際の NMR 測定に供された[12],[13]。図 5.17 は本マグネットによって取得された、0.1 % エチルベンゼン/クロロホルムの 920 MHz での ¹H スペクトルである。この試料は NMR の分解能を評価する際に用いられる標準試料である。このスペクトルから、通常用いられる厚肉の試料チューブでの感度 (S/N) は 2581、薄肉の試料チューブを用いると 2981 であった。この感度は、600

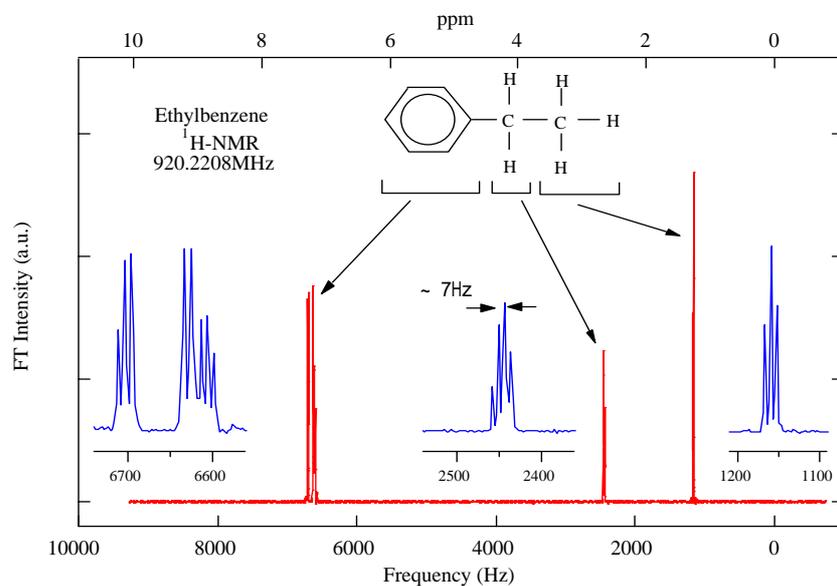
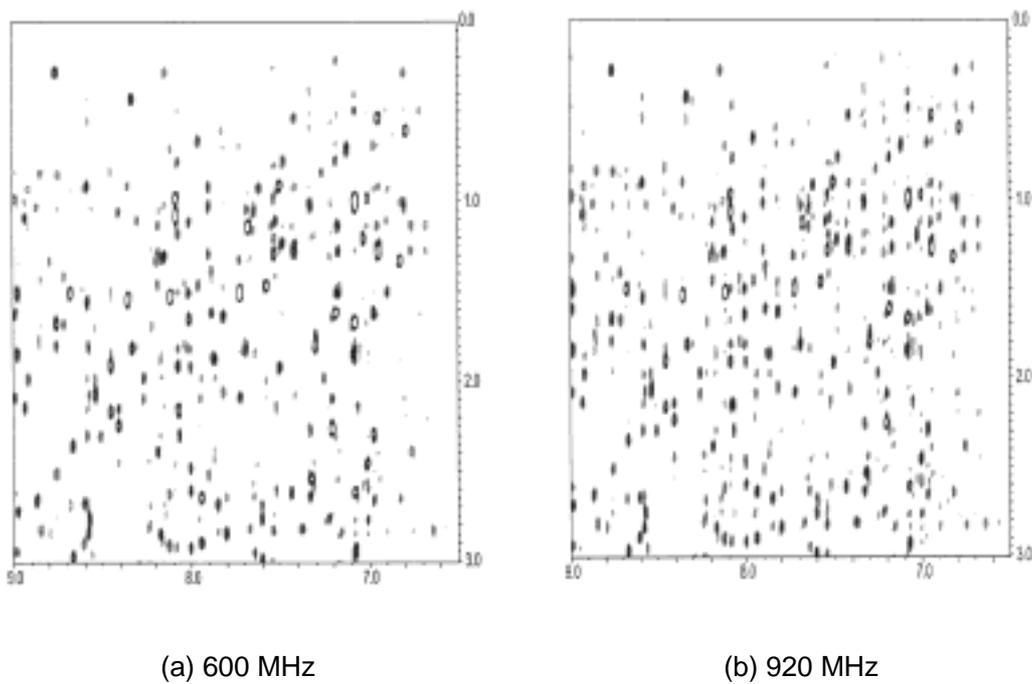


図 5.17 0.1 %エチルベンゼン / クロロホルムの 920 MHz スペクトル



(a) 600 MHz

(b) 920 MHz

図 5.18 2D-NOESY による 1mM の卵白リゾチーム信号

MHz に対し約 2 倍である。図 5.18 には 1 mM の卵白リゾチームについての NOESY 測定結果について、縦軸に側鎖の β プロトンやメチル基に対応する周波数を、横軸にアミドプロトンに対応する周波数を取っている。また、(a) は 600 MHz による測定を、(b) は 920 MHz による測定結果を表す。600 MHz では 243 の $^1\text{H} \cdot ^1\text{H}$ 位置情報が得られるが、920 MHz ではこれが 1.5 倍の 368 に増加しており、高磁界化による感度の向上が明らかにされた。

5.3 まとめ

本章では、第 2 章～第 4 章で示した高磁界化へのアプローチ一切を踏まえた実機の製作と評価について述べ、全ての検証が実証された。以下にその結果をまとめる。

- 1) コイルの分割総数 32 個、超伝導接続数は 83 個、線材重量 4.8 トンからなる超伝導マグネットを製作した。また、He II 容量 1080 L からなる加圧 He II クライオスタットを製作し、マグネットを組み込んで、920 MHz-NMR 用超伝導マグネットを完成した。
- 2) 付帯機器の冗長化や非常用発電機の設置により、機器または停電が発生した場合においても、装置運転を継続可能なシステムを構築した。また、安全機構も含めて、信頼性を確保したマグネットシステムを確立し、これを完成した。
- 3) マグネットは冷却の結果、JT 弁の制御をともなった条件で 1.55 K の運転温度を実現し、4.5 年にわたってこれを維持している。また、冷媒消費量は所期の計画に見合う結果（ヘリウム 1.0 L/h、窒素 0.75 L/h）が得られた。ただし、本来の計画による運転温度は 1.8 K でかつ非制御運転を目指したが、諸々の要因によって現実にはこれより低い運転温度を制御しながら得ているため、所期運転条件の実証には至っていない。
- 4) マグネット励磁の結果、クエンチを発生することなく定格磁界 920 MHz まで到達し、クエンチフリー化のための設計応力条件が適正であることが確認された。
- 5) 定格磁界における磁界均一度および磁界安定度は目標値を満たし、マグネット設計における磁界設計および磁界安定性設計の妥当性を確認した。
- 6) 完成した超伝導マグネットは NMR 測定に運用され、S/N=2981 を得て、従来の測定スペクト

ル比で大幅に分解能が向上することが明らかになった。

参考文献

- [1] T. Kiyoshi, A. Sato, Wada, S. Hayashi, M. Shimada, Y. Kawate, “Development of 1 GHz Superconducting NMR Magnet at TML/NRIM”, IEEE Transactions on applied superconductivity, Vol. 9, No. 2, 1999, pp.559-562
- [2] O. Ozaki, M. Yoshikawa, R. Hirose, T. Hase, M. Shimada, and Y. Kawate, “Quench behavior of multi-sectional superconducting magnet in superfluid helium”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 8, 1998, pp.892-895
- [3] A. Sato, T. Kiyoshi, H. Wada, H. Maeda, S. Ito, Y. Kawate, “Design of Superfluid-Cooled Cryostat for 1 GHz NMR Spectrometer”, ICEC16/ICMC Proceedings, 1997, Kitakyushu, pp.431-434
- [4] T. Kiyoshi, S. Matsumoto, A. Sato, M. Yoshikawa, S. Ito, O. Ozaki, T. Miyazaki, T. Miki, T. Hase, M. Hamada, T. Noguchi, S. Fukui, and H. Wada, “Operation of 930 MHz high-resolution NMR magnet at TML”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 15, No.2, 2005, pp.1330-1333
- [5] F. Matsumoto, A. Sato, T. Kiyoshi, H. Nagai, H. Wada, S. Ito, T. Miki, M. Yoshikawa, M. Hamada, Y. Kawate, S. Fukui, “Testing of superfluid-cooled 920 MHz NMR cryostat”, Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 47, pp.383-390, 2001, Wisconsin
- [6] H. Nagai, A. Sato, T. Kiyoshi, F. Matsumoto, H. Wada, S. Ito, T. Miki, M. Yoshikawa, Y. Kawate, S. Fukui, “Development and testing of superfluid-cooled 900 MHz NMR magnet”, Cryogenics, Vol. 41, 2001, pp.623-630
- [7] T. Miki, S. Ito, M. Hamada, M. Yoshikawa, A. Sato, T. Kiyoshi, H. Wada, F. Matsumoto, H. Nagai, T. Noguchi, and S. Fukui, “The Measurement and Control System for 920 MHz NMR Magnet”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 14, No. 2, 2004, pp.1742-1745

- [8] A. Sato, T. Kiyoshi, F. Matsumoto, H. Nagai, H. Wada, S. Ito, T. Miki, M. Yoshikawa, M. Hamada, Y. Kawate, S. Fukui, “Long term testing of superfluid-cooled 920 MHz NMR cryostat”, *PHYSICA C*, 2002, pp.1346-1348
- [9] S. Ito, T. Miki, M. Yoshikawa, M. Hamada, Y. Kawate, S. Hayashi, A. Sato, T. Kiyoshi, F. Matsumoto, H. Nagai, H. Wada, S. Fukui, T. Noguchi, “Test Results of Long Term Operation of Superfluid-Cooled Cryostat for 1 GHz NMR Spectrometer”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 12, No. 1, 2002, pp.1347-1350
- [10] S. Ito, T. Miki, M. Hamada, A. Sato, T. Kiyoshi, M. Yoshikawa, F. Matsumoto, H. Nagai, H. Wada, S. Fukui, T. Noguchi, “Long Term Operation of Superfluid-Cooled Cryostat for 920 MHz NMR Spectrometer”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 14, No. 2, 2004, pp.1715-1718
- [11] T. Kiyoshi, M. Yoshikawa, A. Sato, K. Itoh, S. Matsumoto, H. Wada, S. Ito, T. Miki, T. Miyazaki, T. Kamikado, O. Ozaki, T. Hase, M. Hamada, S. Hayashi, Y. Kawate, and R. Hirose, “Operation of 920 MHz High-Resolution NMR Magnet at TML”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 13, No. 2, 2003, pp.1391-1395
- [12] K. Hashi, T. Shimizu, A. Goto, T. Kiyoshi, S. Matsumoto, H. Wada, T. Fujimoto, K. Hasegawa, M. Yoshikawa, T. Miki, S. Ito, M. Hamada, S. Hayashi, “Achievement of a 920-MHz High Resolution NMR”, *Journal of Magnetic Resonance*, Vol. 156, 2002, pp.318-321
- [13] T. Kiyoshi, H. Maeda, J. Kikuchi, Y. Ito, H. Horita, S. Yokoyama, S. Ito, T. Miki, M. Hamada, O. Ozaki, S. Hayashi, N. Kurihara, H. Suematsu, M. Yoshikawa, S. Matsumoto, A. Sato, and H. Wada, “Present Status of 920 MHz High-Resolution NMR Spectrometer”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 14, No. 2, 2004, pp.1608-1612

第6章 総括

6.1 結論

従来の NMR 用超伝導マグネットの発生磁界を大幅に上回る 920 MHz-NMR 用超伝導マグネットの開発研究に取り組みこれを実現した。そのプロセスにおいて、高磁界化、特に NMR 用途に用いる超伝導マグネットが包含する技術課題とその対策を明らかにした。以下にこれらの経過から得た結論を示す。

第 2 章では、高磁界化に臨むにあたっての可能性と課題から、以下のことを明らかにした。

- 1) 高磁界化への最大の課題は、高磁界中での J_c 低下をいかに抑えるかであり、その方策として運転温度の低温化が有効であることを示した。そのなかで、低温化を実用装置に適用する場合の問題点として、He II 冷却方式における低熱侵入化および高効率化、温度安定化を掲げ、余剰寒冷を回収利用可能な冷却回路を考案することで、これらの課題が克服できることを示した。また、冷却機器の特性を反映した評価を行うことで、フラッディング現象を回避する方策を提案した。これらの結果から、実用的な運転温度として、1.8 K が妥当であることも示した。このような He II 冷却を用いた装置は、従来は小型実験用或いは大規模システムといった専門家が利用する分野にのみ採用されてきたが、本研究の成果によって、これが汎用品である NMR 装置にも適用可能であることを示した意義は大きい。
- 2) 高磁界 NMR 用超伝導マグネットの設計では、高磁界と磁界安定性との両立が重要であるが、超伝導線材の特性限界がこの律則となっている。 J_c と n 値はトレードオフの関係にあり、[高磁界+磁界安定性]を両立するには何れかを犠牲にしなければならない。本研究におけるマグネット設計では、評価関数 F を指標とした設計によって、920 MHz の磁界発生と NMR 適用への磁界安定性実現が可能であることを示した。一方、このことは Nb₃Sn 線材の J_c または n 値の何れかのみでも改善されれば、さらに高磁界が得られることを意味しており、今後の更なる高磁界化への焦点を一層明確化にした結果となっている。

第 3 章では、磁界安定性について議論し、以下のことを明らかにした。

- 1) 超伝導線材の残留抵抗による磁界安定性への影響は第 2 章でのマグネット設計において考慮されている。しかし、磁界安定性では超伝導接続や PCS の影響も大きい。本研究では、実績をベースとしたこれらの機器配置磁界条件に基づいて、主に PCS の配置について新たな手法を考案した。これは、He II クライオスタットのセパレータ部に超伝導線を貫通させ、He I 槽に PCS を配置するもので、ヘリウムリークに対する封止方法の確立によって成立している。この手法によって、NMR 用途のように永久電流運転に供されるマグネットにおいても He II 冷却の適用が可能になった。

第 4 章では、マグネットシステムを実用に供する場合の安全性について議論し、以下のことを明らかにした。

- 1) 超伝導マグネット固有のクエンチ問題について、実際に製作してきた多数のマグネットの応力条件を再分析し、従来指標であった B_{jr} に加えて軸方向応力 F_z を併せて評価することがマクロ的にクエンチ発生有無を分離することに有効であることを示し、クエンチ発生率は 4.3 % → 1.4 % に低減できる。ただし、この指標はあくまでもマクロ的なものである。また、 B_{jr} 自体は素線 1 本あたりの応力を表すものであり、密巻きコイルをバルク状の複合体と見た場合、 B_{jr} が全てを表すとは言えない。したがって、今後はさらに仔細に実体を表す指標を導きだす必要もある。
- 2) 保護回路設計に用いるクエンチシミュレーション手法について、He II 中でのクエンチに適用するための条件を実験的に検証し、固体としてのマグネットの冷却と温度分布を考慮することで He II におけるクエンチを再現できることを明らかにした。このことによって、He II で用いるマグネットの保護回路設計が適切に行えらるとともに、高応力が発生するセクションにおいて超伝導線材に必要な強度を定量的示すことが可能となった。
- 3) 加圧 He II 中での超伝導マグネットのクエンチ実験と計算による対比から、クエンチ後の冷媒へのエネルギー放出が、マグネット内部温度の時間緩和によって支配されることを明らかにした。この条件は He II 中でのクエンチ実験によって得られたものであるが、固体であるマグネット内部の温度変化は冷媒種別によらないから、He I でのクエンチにも適用可能である。このことにより、従来曖昧とした基準で設計されていたクライオスタットの安全機構について、より適切な設計が可能になった。

第 5 章では、以上の結論をもとに、920 MHz-NMR 用超伝導マグネットの実機的设计・製作および評価を実施し、下記結論を得た。

- 1) コイル分割総数 77 個、超伝導接続数 154 個、線材重量 4.8 トンからなる超伝導マグネットを製作した。また、He II 容量 1080 L からなる加圧 He II クライオスタットを製作し、マグネットを組み込んで 920 MHz-NMR 用超伝導マグネットを完成した。同時に、付帯機器の冗長化や非常用発電機の設置、装置異常時の対処システムを構築し、安全機構も含めて、実用に供する信頼性を確保したマグネットシステムを完成した。
- 2) 完成したマグネットは冷却に供され、JT 弁の制御によって 1.55 K の運転温度を実現し、4.5 年にわたってこれを維持している。また、冷媒消費量は所期の計画に見合う結果が得られた。ただし、本来の計画運転温度は 1.8 K でかつ非制御運転であったが、諸般の事情から現実にはこれより低い運転温度を制御を付加することによって得ている。
- 3) 励磁試験の結果、マグネットはクエンチを発生することなく定格磁界 920 MHz まで到達し、クエンチフリー化のための設計応力条件が適正であることが確認された。また、定格磁界における磁界均一度および磁界安定度は目標値を満たし、マグネット設計における電磁設計および磁界安定性設計の妥当性を確認した。
- 4) 完成した超伝導マグネットは NMR 測定に運用され、S/N=2981 を得て、従来の測定スペクトル比で大幅に分解能が向上することが明らかになった。

6.2 今後の課題

本研究から、高磁界化・大型化した超伝導マグネットの設計指針のいくつかを明らかにした。しかし、これらは磐石ではなく、今後の検討余地も残している。以下に今後の課題について整理する。

- 1) 高磁界マグネットの設計では、内層コイルに用いる Nb₃Sn 超伝導線材の J_c 特性が律則となる。しかし、高磁界に必要なのはコイル断面当りの電流密度 (Overall- J_c) であり、超伝導部分の

電流密度 (non-Cu J_c) が低くても、線材断面における超伝導比率が高ければよい。この観点から、 Nb_3Sn の線材設計において、例えばフィラメント径の大径化とブロンズ中 Sn 濃度向上による反応量の増大、銅比低減による non-Cu 面積の増大への取り組みと等が一層推し進められることが望まれる。また、抜本的な高磁界化の方策として、 Nb_3Sn に代わる新たな材料の適用も考えられる。 Nb_3Al 、酸化物系超伝導材料がこれに当る。これらの材料は現状では長尺線材の安定的な製造、超伝導接続技術の確立等種々の問題が残るが、その高磁界特性には大きな可能性を持っている。今後の開発成果を望みたい。

- 2) クエンチ抑制について本研究で明らかにしたのは、マクロ的な整理指標としての B_{jr} と F_z の影響である。しかし、何れの指標も素線 1 本あたりの応力を表すものであり、密巻きコイルをバルク状の複合体と捉えた場合、その適正が妥当とは言えない。これらの応力基準は高磁界化への直接的な障害ではないが、この制約のために、マグネットをコンパクトに設計することができない。つまり、安価なマグネットを設計することができず、商業的見地において問題がある。技術的或いは製造上では高磁界が得られるとしても、その装置が大型で高価であれば、高磁界マグネットは普及しないであろう。今後、マグネットにおける電磁力による振る舞いを仔細に検証するとともに、クエンチと応力の関係をさらに明確化することによって、クエンチ発生率を抑えながら、コンパクトなマグネット設計が可能になるクエンチクライテリアを探っていかなければならない。

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、様々なご指導ご鞭撻をいただいた横浜国立大学工学府物理情報工学専攻電気電子ネットワークコース教授塚本修巳様に心より御礼申し上げます。また、同専攻教授西村誠介様、大山力様、吉川信行様、雨宮尚之様には、審査委員としての忌憚なきご意見を賜り、論文の意義向上を図ることができたことに感謝致します。

本研究の対象である 920 MHz マグネットにおいて共同研究の機会をご提供いただくとともに、様々な先導をいただいた元物質・材料研究機構強磁場ステーション長(現東京大学教授)和田仁様、物質・材料研究機構強磁場共用ステーション長木吉司様、同上席エンジニア佐藤明男様に御礼申し上げます。

本研究を業務として取り組む機会を与えていただき、5 カ年にも及ぶプロジェクトを先導され、また本論文の執筆を叱咤激励しながら後押しいただいた元神戸製鋼所理事川手剛雄様に心から感謝致します。また、同じくご支援いただいたジャパンスーパーコンダクターテクノロジー代表取締役社長西本善郎様、同技術担当取締役林征治様、同前代表取締役大谷靖彦様、同企画部長宮武孝之様および神戸製鋼所電子技術研究所所長井上憲一様に感謝致します。

実際の研究・開発活動において、苦楽を共にした神戸製鋼所電子技術研究所超電導研究室室長濱田衛様、同主任研究員吉川正敏様、三木孝史様、尾崎修様、宮崎隆好様、そして極低温・超伝導技術の広範囲に渡るアドバイスをいただいた池上技術野口隆志様に感謝申し上げます。また、詳細設計・製作において種々ご指導いただいたクライオバック常務取締役福井滋夫様、理研社代表取締役社長菰下昂様および営業グループリーダー佐野勉様にこの場をお借りして御礼申し上げます。

各種実験や実機装置の製作にあたって、幾多の困難にも屈せず精力的に作業を主導いただいた神戸製鋼所技術開発本部試作実験室超電導班班長福山和宏様、同員藤中隆様および神鋼メックス主任部員新居哲様、同員指宿實弘様、元員好田修様に改めて御礼申し上げます。

最後に私事恐縮ながら、本論文執筆にあたって多大な時間を費やす中、常に暖かく見守り応援してくれた最愛の家族である妻英利子、長男嵩、長女理恵子に心から感謝し、この論文を捧げます。

研究業績目録

1. 博士論文

- [1] S. Ito, T. Miki, M. Yoshikawa, M. Hamada, Y. Kawate, S. Hayashi, A. Sato, T. Kiyoshi, F. Matsumoto, H. Nagai, H. Wada, S. Fukui, T. Noguchi, “Test Results of Long Term Operation of Superfluid-Cooled Cryostat for 1 GHz NMR Spectrometer”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 12, No. 1, 2002, pp.1347-1350
- [2] S. Ito, T. Miki, M. Hamada, A. Sato, T. Kiyoshi, M. Yoshikawa, F. Matsumoto, H. Nagai, H. Wada, S. Fukui, T. Noguchi, “Long Term Operation of Superfluid-Cooled Cryostat for 920 MHz NMR Spectrometer”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 14, No. 2, 2004, pp.1715-1718
- [3] H. Nagai, A. Sato, T. Kiyoshi, F. Matsumoto, H. Wada, S. Ito, T. Miki, M. Yoshikawa, Y. Kawate, S. Fukui, “Development and testing of superfluid-cooled 900 MHz NMR magnet”, Cryogenics, Vol. 41, 2001, pp.623-630
- [4] F. Matsumoto, A. Sato, T. Kiyoshi, H. Nagai, H. Wada, S. Ito, T. Miki, M. Yoshikawa, M. Hamada, Y. Kawate, S. Fukui, “TESTING OF SUPERFLUID-COOLED 920 MHz NMR CRYOSTAT”, Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 47, 2002, pp.383-390

2. 参考論文

- [1] A. Sato, T. Kiyoshi, H. Wada, H. Maeda, S. Ito, Y. Kawate, “Design of

- Superfluid-Cooled Cryostat for 1 GHz NMR Spectrometer”, ICEC16/ICMC Proceedings, 1997, Kitakyushu, pp.431-434
- [2] A. Sato, T. Miki, F. Matsumoto, H. Nagai, H. Wada, S. Ito, Y. Kawate, “Development of Superfluid-Cooled Cryostat for 1 GHz NMR Spectrometer – Detailed Design –”, Presented at ICEC17, 1998, Bournemouth, UK, pp.613-616
- [3] T. Miki, A. Sato, F. Matsumoto, H. Nagai, H. Wada, S. Ito, Y. Kawate, “Stability Analysis for Pressurized He II Cooling System with Tube Heat Exchangers”, Presented at ICEC17, 1998, Bournemouth, UK, pp.835-838
- [4] A. Sato, T. Miki, T. Kiyoshi, F. Matsumoto, H. Nagai, H. Wada, S. Ito, M. Yoshikawa, Y. Kawate, S. Fukui, “Development and Testing of Superfluid-Cooled Cryostat for 1 GHz NMR Spectrometer”, Proceedings of ICEC18, 2000, Mumbai, India, pp.407-410
- [5] T. Kiyoshi, A. Sato, T. Takeuchi, K. Ito, S. Matsumoto, O. Ozaki, H. Wada, M. Yoshikawa, T. Kamikado, S. Ito, T. Miki, T. Hase, M. Hamada, S. Hayashi, Y. Kawate, R. Hirose, “Development and Operation of Superconducting NMR Magnet beyond 900 MHz”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 11, No. 1, 2001, pp.2347-2350
- [6] 伊藤聡, “NMR用超伝導マグネットの超流動冷却クライオスタット”, 低温工学, Vol. 36, No. 12, 2001, pp.643-650
- [7] A. Sato, T. Kiyoshi, F. Matsumoto, H. Nagai, H. Wada, S. Ito, T. Miki, M. Yoshikawa, M. Hamada, Y. Kawate, S. Fukui, “Long term testing of superfluid-cooled 920 MHz NMR cryostat”, PHYSICA C, 2002, pp.1346-1348
- [8] T. Kiyoshi, A. Sato, T. Takeuchi, K. Ito, S. Matsumoto, O. Ozaki, K. Fukushima, H. Wada, M. Yoshikawa, T. Kamikado, S. Ito, T. Miki, M. Hamada, S. Hayashi, Y. Kawate, R. Hirose, “Persistent-Mode Operation of 920 MHz High-Resolution NMR Magnet”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 12, No.1,2002, pp.711-714
- [9] K. Hashi, T. Shimizu, A. Goto, T. Kiyoshi, S. Matsumoto, H. Wada, T.

- Fujimoto, K. Hasegawa, M. Yoshikawa, T. Miki, S. Ito, M. Hamada, S. Hayashi, “Achievement of a 920-MHz High Resolution NMR”, Journal of Magnetic Resonance, Vol. 156, 2002, pp.318-321
- [10] T. Kiyoshi, M. Yoshikawa, A. Sato, K. Itoh, S. Matsumoto, H. Wada, S. Ito, T. Miki, T. Miyazaki, T. Kamikado, O. Ozaki, T. Hase, M. Hamada, S. Hayashi, Y. Kawate, and R. Hirose, “Operation of 920 MHz High-Resolution NMR Magnet at TML”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 13, No. 2, 2003, pp.1391-1395
- [11] T. Kiyoshi, H. Maeda, J. Kikuchi, Y. Ito, H. Horita, S. Yokoyama, S. Ito, T. Miki, M. Hamada, O. Ozaki, S. Hayashi, N. Kurihara, H. Suematsu, M. Yoshikawa, S. Matsumoto, A. Sato, and H. Wada, “Present Status of 920 MHz High-Resolution NMR Spectrometer”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 14, No. 2, 2004, pp.1608-1612
- [12] T. Miki, S. Ito, M. Hamada, M. Yoshikawa, A. Sato, T. Kiyoshi, H. Wada, F. Matsumoto, H. Nagai, T. Noguchi, and S. Fukui, “The Measurement and Control System for 920 MHz NMR Magnet”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 14, No. 2, 2004, pp.1742-1745
- [13] T. Kiyoshi, S. Matsumoto, A. Sato, M. Yoshikawa, S. Ito, O. Ozaki, T. Miyazaki, T. Miki, T. Hase, M. Hamada, T. Noguchi, S. Fukui, and H. Wada, “Operation of 930 MHz high-resolution NMR magnet at TML”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 15, No.2, 2005, pp.1330-1333

3. 国際会議発表

- [1] S. Ito, T. Miki, M. Yoshikawa, M. Hamada, Y. Kawate, S. Hayashi, A. Sato, T. Kiyoshi, F. Matsumoto, H. Nagai, H. Wada, S. Fukui, T. Noguchi, “Test Results of Long Term Operation of Superfluid-Cooled Cryostat for 1 GHz

NMR Spectrometer”, MT-17, 2001, Geneva, Switzerland.

- [2] S. Ito, T. Miki, M. Hamada, A. Sato, T. Kiyoshi, M. Yoshikawa, F. Matsumoto, H. Nagai, H. Wada, S. Fukui, T. Noguchi, ”Long term operation of superfluid-cooled cryostat for 920 MHz NMR spectrometer”, MT-18, 2003, Morioka, Japan.

4. 国内会議発表(登壇および共著)

- [1] 伊藤聡, 林征治, 嶋田雅生, 川手剛雄, 佐藤明男, 三木孝史, 永井秀雄, 松本文明, 和田仁, 野口隆志, “1 GHz 級 NMR 用加圧超流動ヘリウムクライオスタットの開発ー加圧超流動安全弁の入熱量と動作特性ー”, 低温工学・超伝導学会, 1997 年度春季
- [2] 尾崎修, 吉川正敏, 広瀬量一, 伊藤聡, 嶋田雅生, 川手剛雄, 湯山道也, 木吉司, 佐藤明男, 和田仁, “加圧超流動ヘリウム中でのマルチセクション超伝導マグネットのクエンチ挙動(2)ーAC ロスの検討ー”, 低温工学・超伝導学会, 1997 年度春季
- [3] 伊藤聡, 川手剛雄, 林征治, 嶋田雅生, 佐藤明男, 三木孝史, 永井秀雄, 松本文明, 和田仁, 野口隆志, “1 GHz 級 NMR 用加圧超流動ヘリウムクライオスタットの開発ー加圧超流動ヘリウム中でのマグネットクエンチによる内圧挙動の検証ー”, 低温工学・超伝導学会, 1997 年度秋季
- [4] 伊藤聡, 林征治, 川手剛雄, 佐藤明男, 三木孝史, 永井秀雄, 松本文明, 和田仁, 野口隆志, “1 GHz 級 NMR 用加圧超流動ヘリウムクライオスタットの開発ー冷却温度安定性の検討ー”, 低温工学・超伝導学会, 1998 年度春季
- [5] 伊藤聡, 吉川正敏, 濱田衛, 林征治, 川手剛雄, 佐藤明男, 三木孝史, 永井秀雄, 松本文明, 和田仁, 野口隆志, 福井滋夫, “1 GHz 級 NMR 用加圧超流動ヘリウムクライオスタットの開発ー900 MHz 超級励磁における冷却特性ー”, 低温工学・超伝導学会, 2000 年度春季
- [6] 三木孝史, 伊藤聡, 吉川正敏, 濱田衛, 林征治, 川手剛雄, 佐藤明男, 永井秀雄, 松本文明, 木吉司, 和田仁, 野口隆志, 福井滋夫, “1 GHz 級 NMR 用加圧超流動

ヘリウムクライオスタットの開発ー900 MHz での長期連続運転ー”, 低温工学・超伝導学会, 2001 年度春季

- [7] 三木孝史, 吉川正敏, 伊藤聡, 濱田衛, 林征治, 川手剛雄, 佐藤明男, 木吉司, 永井秀雄, 松本文明, 和田仁, 野口隆志, 福井滋夫, “1 GHz 級 NMR 用加圧超流動ヘリウムクライオスタットの開発ー計測と制御ー”, 低温工学・超伝導学会, 2002 年度春季

5. 関連特許

- [1] “高磁界均一度超伝導磁石装置”, 特願 2000-76788
[2] “極低温リードスルー”, 特願 2000-89529
[3] “クライオスタット”, 特願 2000-152607
[4] “超流動ヘリウム発生装置の制御方法”, 特願 2000-279838
[5] “加圧超流動クライオスタットの安全弁”, 特願 2001-180072

6. 本研究に関する受賞

- [1] 平成 12 年 5 月 (社)低温工学協会 優秀発表賞(本人)
[2] 平成 15 年 6 月 (社)未踏科学技術協会 超伝導科学技術賞(本人他 5 名)