

低融点金属含浸した無絶縁高温超伝導コイルと
そのクエンチ保護に関する研究

松永信之介

目次

1 章	高磁場・高電流密度運転が可能な超伝導マグネットの実現に向けて	1
1.1	超伝導マグネット	2
1.2	超伝導マグネット設計の基本方針	6
1.3	外部放電によるクエンチ保護	8
1.4	クエンチ保護における二次巻線	14
1.5	無絶縁コイル	15
2 章	電磁誘導方式のコイル電流急速制御によるクエンチ保護法	
	<レスキューコイル法>	25
2.1	電磁誘導によるコイル電流の急速制御	26
2.2	レスキューコイル法によるクエンチ保護の物理的説明	28
2.3	FFHR-d1 を仮定したレスキューコイル法の成立性検討	32
2.4	レスキューコイル法の適応可能性に関する考察	34
2.5	無絶縁コイルの周回電流の急速制御の検証実験	35
2.6	クエンチを誘発した無絶縁コイルに対するレスキュー実験	42
3 章	低融点金属含浸した無絶縁高温超伝導コイル	48
3.1	レイヤー間絶縁レイヤー巻き無絶縁コイル	49
3.2	WISE コイル試作の概要	50
3.3	WISE ソレノイド (I)	51
3.3.1	WISE ソレノイド (I) の設計	51
3.3.2	WISE ソレノイド (I) の製作	55
3.3.3	励磁試験系の構成	58
3.3.4	励磁試験の結果	61
3.3.5	WISE ソレノイド (I) の特性解析	68
3.3.6	WISE 導体の通電特性の解析 (I)	74
3.3.7	低融点金属含浸された巻線の断面観察	78
3.4	WISE ソレノイド (II)	79
3.4.1	WISE ソレノイド (II) の製作	81
3.4.2	励磁試験系の概要	81
3.4.3	励磁試験の結果	83
3.4.4	WISE ソレノイド (II) の特性解析	89
3.4.5	WISE 導体の通電特性の解析 (II)	93
4 章	まとめ	97

1 章 高磁場・高電流密度運転が可能な超伝導マグネットの実現に向けて

1.1 超伝導マグネット

導体ワイヤーをコイルにしたものに電気を流すと磁場が発生する。18世紀にその電磁現象が発見されてから研究開発と産業応用が進み、現代においては、変圧器、モーターをはじめとする動力源、各種分析装置、粒子加速器等 基盤技術として欠かせないものとなった。電磁石と呼ばれるそれは銅系金属のワイヤーに絶縁被覆を施しコイル巻線して製作されるのが一般的である。他方、超伝導材料を用いたコイル、すなわち、超伝導コイルならば電気抵抗がほとんどゼロであるため、ジュール発熱による熱的限界をほぼ無視できる。従来の銅系金属の水冷コイルでは定常 10 A/mm^2 程度のコイル電流密度が限界であるが、超伝導コイルはその約 10 倍あるいは以上のコイル電流密度を発揮することが可能である。この特徴から、超伝導コイルが有効な分野は、磁気浮上装置、核磁気共鳴、粒子加速器、核融合装置等、多岐にわたり、既に社会実装されている領域ではその性能や経済性の向上を、実現が切望されている技術はその成熟を目指して研究開発が進められている。超伝導コイルを設計・製造するには、超伝導材料とその線材化技術、導体化技術、コイル化技術が重要となる。代表的な材料について表 1.1 に示す。NbTi と Nb₃Sn は実用の超伝導コイルの製造まで至った材料である。NbTi は 1950 年代に発見された合金系超伝導材料でありその延性から加工性に優れる[1.1]。Nb₃Sn は金属間化合物の超伝導材料であり 1960 年代に発見された[1.2]。Nb₃Sn は NbTi よりも製造コストがかかるものより強磁場で使用することができる。この 2 種以外にも多くの候補材料が検討され、材料物性として優れたものも多くあったものの、線材化コスト、コイル製作性等の体系的な検討がなされた結果、最終的に NbTi と Nb₃Sn が工学的に適した材料として普及するに至り、現在、ほとんどの超伝導マグネットに適用されている超伝導材料は NbTi か Nb₃Sn である。近年、新たな超伝導材料として、Bi 系[1.3]や REBCO[1.4-1.5]といった銅酸化物系超伝導材料が見出され、マグネットへの応用に向けた研究開発が急速に進展している。いずれも従来の材料より高い臨界温度を持つため、この特徴は高温超伝導(HTS, High-Temperature Superconducting)と呼ばれる。HTS 材料が登場したことで、従来の NbTi や Nb₃Sn は低温超伝導(LTS, Low-Temperature Superconducting)材料と呼ばれるようになった。HTS 線材の一例として REBCO 線材の外観を図 1.1 に示す。REBCO 線材は製造上の都合からテープ形状であり、超伝導層の他、基板や安定化材から構成される。これらの超伝導材料の超伝導物性を臨界電流密度の観点から比較し

たものを図 1.2 に示す。臨界電流密度とはその超伝導材料が超伝導状態で使用できる電流密度の限界許容量であり温度や外部磁場に依存する。HTS 材料 (Bi-2223、YBCO) は、従来の LTS 材料に対して臨界電流値の温度・磁場依存性が優れており、HTS 材料でしか実現できない領域がある。このことから、HTS 材料の優れた特性を利用した先進の超伝導マグネットシステム、すなわち、HTS コイルを取り入れたマグネットシステムが検討されている。HTS コイルが LTS コイルよりも工学的に優れる点を以下に整理する。

① ヘリウム資源の節約

20 K を超える臨界温度を持つため、冷媒として液体ヘリウム以外、すなわち、液体水素、液体ネオン、ヘリウムガスを選択肢として考えることができる。2010 年代からヘリウム資源の世界的な供給不足が起きているという背景から、ヘリウムの使用量を低減することは大きな意義がある。

② 高磁場化・高電流密度化

HTS 材料は同じ温度条件・磁場条件において LTS 材料より高い臨界電流密度の導体を実現できる。つまり、HTS マグネットは同規模の LTS マグネットより高磁場化が可能である。

以上を踏まえて、HTS コイルを用いた種々のアプリケーションが検討されている。磁気核共鳴イメージング (NMR) の分野では、既に LTS コイルによって 23.5T (約 1 GHz) の磁気核共鳴周波数を持つ NMR 装置が実用化されているが、これは LTS 材料によって実現できる限界性能とされている。そこで、HTS を取り入れた 30.5 T (1.3 GHz) の高分解能を有する新型 NMR 装置の開発が目指されている [1.6]。核融合の分野では、プラズマ閉じ込め磁場を発生させるためのマグネットシステムに対して HTS コイルを取り入れた研究開発が活発に行われている [1.7-1.9]。現行で運転されている大型核融合装置のマグネットシステムは LTS のみであるが、例えば、1998 年から今も運転されている LHD [1.10]、2021 年に組立が完了し本格的なプラズマ実験の開始を待つ JT-60SA [1.11]、現在組立中の ITER [1.12] があげられる。これらのような最大級の大型超伝導マグネットシステムの規模は、蓄積磁気エネルギーにして、LHD や JT-60SA で約 1 GJ、ITER で約 41 GJ であるが、将来の核融合炉では 100 GJ 以上の蓄積磁気エ

エネルギーを有するマグネットシステムが必要とされている[1.13][1.14]。マグネットが大型化すればするほど製作が難しくコストが増大してしまうことから、HTS コイルを用いたコンパクトなマグネットシステムを構築することが望まれている。しかし、製造コスト、機械的成立性、磁場精度、クエンチ保護、実績（現在の HTS コイル技術の成熟度）等を考えると、現行の超伝導マグネット機器における LTS コイルを代替する、あるいは、専用に開発されている HTS コイルは一部に限られる。これは、1.2 項以降に述べるような種々の技術課題があるためである。

表 1.1 実用線材化している超伝導材料

材料	NbTi	Nb ₃ Sn	MgB ₂	Bi-2223	REBCO
臨界温度	10 K	18 K	39 K	110 K	93 K
上部臨界磁場 (4.2 K)	11 T	25 T	25 T	19 T (B _⊥) >100 T (B _∥)	35 T (B _⊥) >100 T (B _∥)
線材化技術	伸線	ブロンズ法 内部拡散法	加圧焼結 (細線)	加圧焼結 (細線)	テープ状基板上 への蒸着 金属有機物堆積 法 (MOD 法)

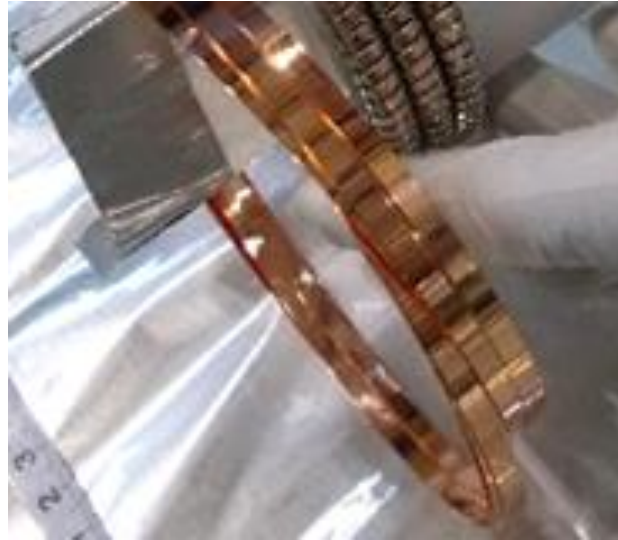


図 1.1 REBCO 線材の外観

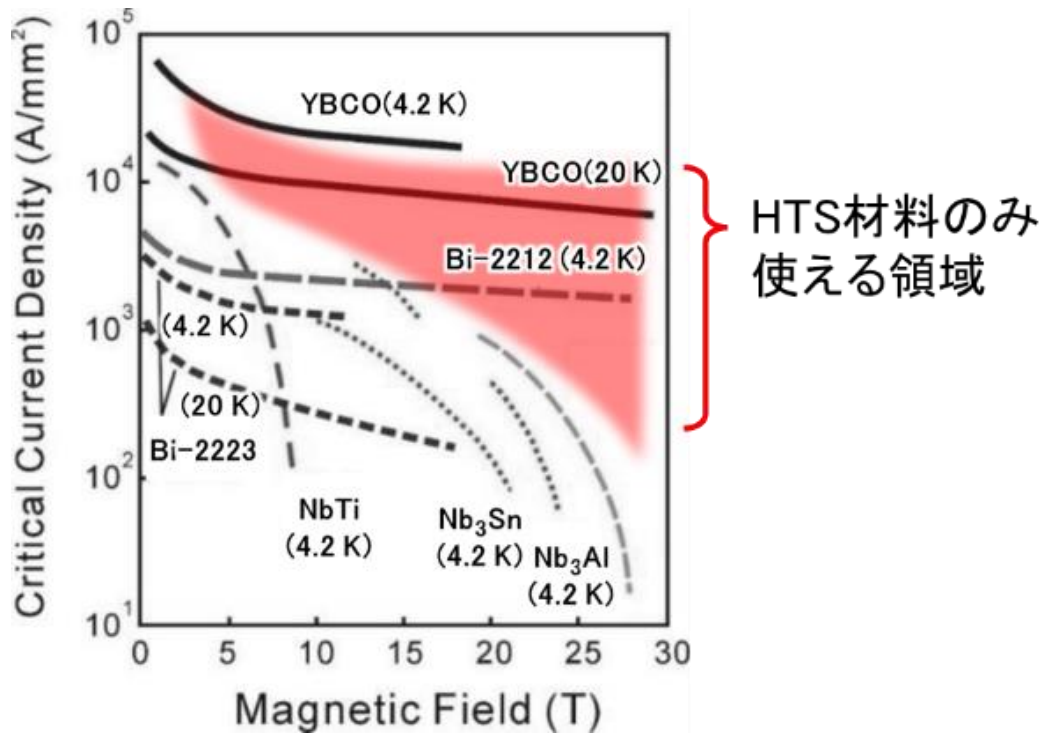


図 1.2 代表的な超伝導材料が使用可能な領域

1.2 超伝導マグネット設計の基本方針

超伝導マグネット設計の方法論は[1.14]や[1.15]をはじめ多くの文献にまとめられている。ここでは詳細は割愛して概要のみ述べる。アプリケーションによって若干の違いがあるものの、ほとんどの場合において、超伝導マグネットの設計の大項目は、①導体、②機械的成立性、③安定性、④冷却、⑤クエンチ保護 である。

①導体

超伝導コイルを構成するための導体。小型コイルでは超伝導線材をそのまま導体として用いられることが多い。大型コイルではインダクタンスの低減のために超伝導線材を集合させて大電流容量導体を構成することがある。

②機械的健全性

製作性（組立性）、電磁力設計、熱サイクル時の応力に対する構造の健全性。

③安定性

常伝導転移の起きにくさ、常伝導転移からの復帰のしやすさ。

④冷却

超伝導コイルの冷却方法。

⑤クエンチ保護

常伝導伝播が巻線全体に広がるときにコイルを破損させないための方策。

それぞれの項目は互いに強く関係するため別々に検討されることはない。例えば、導体内に冷媒流路を持つケーブルインコンジット導体[1.17]は①導体でありながらも冷媒流路（④冷却）の一面も持つ。もれなく以上の項目を統合的に検討することで超伝導マグネットを設計することができる。しかしながら、HTS マグネットの場合、多くの設計検討があるものの実用機として実現したものはあまり多くない。これは、HTS 線材の特性から目指されている「高温・高電流密度・高磁場」の運転領域の超伝導マグネットを実現するには解決すべき問題があるためである。高温運転（概ね 20 K 以上）の問題は、構造材料の耐力は 4 K よりも 20 K の方が低い、コイル冷却用の冷媒としての液体水素の取り回し技術が確立していない、等が揚げられる。次に、高電流密度・高磁場運転を成立させることは、採用する導体に関わらず、主に以下の 2 つの理由により難しいとされる。理由のひとつは電磁力である。コイル長手方向の磁場成分と

運転電流によるローレンツ力のことであり、導体自身や支持構造で支持される。電磁力により導体にはコイル径方向成分の圧縮歪み、および導体長手方向成分（コイル周回方向成分）の引張歪みが生じる。HTS 線材は前者の圧縮歪みが問題になることはほとんどない一方、後者の引張歪みによって設計が制限される。HTS 線材は長手方向に 0.4%以上の引張歪み加わると臨界電流値が低下する [1.18]。また、磁場閉じ込め核融合炉におけるプラズマ消失事象等、アプリケーションによっては瞬間的に応力が増大する（歪みが増大する）ことも考慮しなければならない。もうひとつの高電流密度・高磁場運転が難しい理由は、クエンチ時のホットスポット温度である。電流密度 j が存在する微小な領域における温度上昇の速さ $\frac{\delta T}{\delta t}$ は、電気抵抗率 ρ 、密度 γ 、比熱 c_p を用いて、

$$\frac{\delta T}{\delta t} = \frac{\rho}{\gamma c_p} j^2 \quad (1.1 \text{ 式})$$

であり、電流密度の二乗に比例する。導体が超伝導状態である限りは ρ がほぼ 0 であるため温度上昇はないが、ひとたび常伝導転移が生じると急速に温度上昇する。超伝導導体には銅やアルミ等の低抵抗の金属が複合されており、常伝導転移が生じた際にはその金属に電流は転流する。 $\frac{\rho}{\gamma c_p}$ は、銅の物性値を用いれば

$$\frac{\rho}{\gamma c_p} \Big|_{T=20\text{K,Cu}} = \frac{1.8 \times 10^{-10} \text{ } \Omega \text{ m}}{9.0 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3} \cdot 1.0 \times 10 \text{ J}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ K}} = 2 \times 10^{-15} \text{ K s}^{-1} (\text{A m}^{-2})^{-2}$$

$$\frac{\rho}{\gamma c_p} \Big|_{T=100\text{K,Cu}} = \frac{6.8 \times 10^{-9} \text{ } \Omega \text{ m}}{9.0 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3} \cdot 2.5 \times 10^2 \text{ J}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ K}} = 3 \times 10^{-15} \text{ K s}^{-1} (\text{A m}^{-2})^{-2}$$

という値である。高電流密度とされる電流密度 $j=10^2 \text{ A/mm}^2$ ($j^2 = 10^{16} (\text{A m}^{-2})^2$) のとき、温度上昇の速さは 20~30 K/s である（図 1.2 より超伝導材料はそれ自体で 10^4 A/mm^2 程度の電流密度まで許容できる。しかし、実用導体は安定化材、支持構造材、冷却流路などを有するため、結果的に導体断面に対する電流密度は、大型コイル用に線材を集合化させたもので 10^2 A/mm^2 程度、線材をそのままコイル化したもので 10^3 A/mm^2 程度が妥当な設計となる）。したがって、20 K から常温に達するまで 10 秒以下であり、この時定数で熱応力からコイルを保護することを考えると技術的な難しさが表面化し、設計が制限される。この時

定数の問題は、特に蓄積磁気エネルギーが大きなマグネットシステムで重要となる。以上のように、「高温・高電流密度・高磁場」の運転領域の超伝導マグネットを設計するには、現状、非ヘリウム冷媒（液体水素等）の取り回し、支持構造、クエンチ保護において主要な課題がある。本研究では、高電流密度かつ高磁場の大型マグネットに適用できるクエンチ保護について論ずる。

1.3 外部放電によるクエンチ保護

HTS コイルは、 10^2 A/mm^2 に匹敵する導体電流密度で運転することを目指している。限られたコイルスペースにおさまるマグネットシステムを実現するための有効な手段として、球状トカマク装置やヘリカル型核融合装置への導入に向けた研究開発が進められている[1.19-21]。実際の超伝導コイルは超伝導状態の性質から完全にジュール発熱を取り払える訳ではなく、交流損、結合損、フラックスジャンプ等の発熱に寄与する物理事象が存在する。外的要因では、機械的あるいは電気磁氣的な擾乱により局所的かつ一時的に超伝導導体の臨界電流値が低下することが考えられる。これらを起因として低下した臨界電流密度が運転電流密度を下回ると導体は常伝導転移する。そのような常伝導転移した局所的な領域が生じたとき、この領域における単位体積あたりのジュール発熱 g_j は、電流密度 j 、電気抵抗率 ρ として

$$g_j = \rho j^2 \quad (1.2 \text{ 式})$$

と表すことができる。これに対し、冷却 g_c が発熱より大きい条件、すなわち、

$$g_j < g_c \quad (1.3 \text{ 式})$$

ならば、常伝導転移した領域の温度は上昇せずに超伝導運転に復帰する。一方、

$$g_j > g_c \quad (1.4 \text{ 式})$$

が成立し続ける限り、温度上昇はとどまらないだけでなく、隣接する超伝導状態の領域にも熱伝導によって温度上昇を与え、雪崩的に常伝導転移が伝播する。このようにして常伝導領域が広がっていくことを常伝導伝播という。ひとたび常伝導伝播が起きると、何らかの対策を講じない限り常伝導伝播が超伝導コイル全体に広がり、大抵の場合、直ちにマグネットの運転を止めなければならない。このように超伝導コイル全体が常伝導転移する事象をクエンチといい、こ

れを回避するために種々の場面において (1.3 式) が成立するように設計される。これを安定化という。(1.1 式) を単位時間 δt あたりの温度上昇 δT がわかるよう書き直すと、

$$\delta T = \frac{\rho}{c_p} j^2 \delta t = \frac{\rho}{c_p} \frac{I^2}{A} \delta t \quad (1.5 \text{ 式})$$

と表すことができる。I は運転電流、A は導体断面積である。(1.3 式) や (1.5 式) から、安定化のために必要な点として以下のことがいえる。

① 超伝導材料と共に電気抵抗の低い金属（銅やアルミがよく使われる）を導体内に抱き込む。常伝導転移した際には超伝導材料からこの金属に電流が転流し、低い電気抵抗率および金属が持つ比熱によって温度上昇速度を抑える。この金属を安定化材という。

② 大きな g_c を得るために、冷媒と導体の熱接触が良好な導体構造とする。例えば、冷媒チャンネルを導体内（導体絶縁内）に設ける。

上記①の安定化材は超伝導導体の安定化のために最も重要な概念であり、安定化材のない超伝導導体はまずもって存在しないと考えられる。導体断面において安定化材の占有率を高めることで常伝導伝播が全く広がらない導体構造を得ること（Stekly の完全安定化理論[1.22]等）も可能だが、実際は安定化材の占有率が非常に大きくなり、高電流密度という特徴が保たれないためここでは議論しない。安定性とは超伝導導体における常伝導伝播の広がりにくさを意味するものであり、安定性を加味したコイル設計は必要であるが、万が一にもクエンチに至ろうとした際に超伝導コイルを保護する方策も必要である。すなわち、常伝導部の発生に伴う温度上昇や応力（熱応力や電磁力）による破損を回避する必要がある、このための対策がクエンチ保護である。超伝導コイルの破損事象はアプリケーション毎に特有なものであり、経験に基づいて検討が進められている。例えば、核融合炉用の大型コイルであれば、熱勾配に起因する応力により構造が破損することを回避するようにクエンチ保護法を設計する。NMR や MRI ではコイル設計が電磁力で制限されることから、急速減磁時に複数のコイルどうしが結合していることによって生じる誘導電流によって許容

値以上の電磁力が生じさせないようにする保護回路が重要となる。(1.5式)から電流密度を下げることで温度上昇を抑制できることがわかるように、例として挙げたクエンチ保護の方針のいずれにおいても、コイル電流を急速に減少させるために蓄積磁気エネルギーを外部で放電することを基本にしている。電気回路によってこれを表現すれば、図 1.3 のように外部放電抵抗をコイル両端に接続して電源を切り離すように動作する回路となる。この動作は逆起電力から電源を守る役割もある。実用化している超伝導コイルのクエンチ保護回路のほとんどがこの回路に基づいているものであり実績も多い。ここで、 I_L は運転電流、 R_{ee} は巻線外部に設置した抵抗であり、保護抵抗あるいは外部放電抵抗と呼ばれる。クエンチ保護回路が動作する前に、まずクエンチの兆候を検出する必要がある。クエンチの判定に必要な時間 τ_{delay} 後、SW1を開放から短絡に、SW2を短絡から解放に切り替えることで逆起電力によって電源にダメージがないよう超伝導コイルから切り離すと共に R_{ee} で蓄積磁気エネルギーが消費され、 I_L は

$$I_L = I_L(t = 0)e^{-\frac{t}{\tau_{ee}}} \quad (1.6 \text{ 式})$$

の減衰波形を伴って放電される。ここで、

$$\tau_{ee} = \frac{L}{R_{ee}} \quad (1.7 \text{ 式})$$

は放電の時定数である。クエンチの兆候を検出してから放電までのステップにおける巻線内の最大到達温度（すなわち、ホットスポット温度）と運転電流の時間発展の概念図を図 1.4 に示す。検出範囲に状態が移行し、 τ_{delay} の判定時間を経て放電が開始される。放電がはじまれば、通電電流の2乗に比例するジュール発熱は減少し、熱が拡散することでホットスポット温度は下降する。図 1.4(a)のようにコイルが損傷すると想定した温度限界 T_{limit} に最大到達温度が達する前に電流を掃引することで保護が成立する。図 1.4(b)のように一連のクエンチ保護動作が間に合わず、ホットスポット温度が T_{limit} を超えてしまうとコイルが損傷している恐れがある。この描像から、このように外部放電に基づくクエンチ保護において、以下の点が重要であることがわかる。

- ① クエンチの判定時間 τ_{delay} が短い方がホットスポット温度は低く抑えられる。
- ② 減磁の時定数 τ_{ee} が短い方がホットスポット温度は低く抑えられる。

①はクエンチの検出技術の課題であり、ここでは深く言及しない。クエンチ保護を設計するためには、運転条件における保護対象の超伝導コイルについてクエンチ挙動を解析した上で巻線部の温度限界 T_{limit} を超えないような τ_{ee} を実現する必要がある。例えば、ヘリカル型核融合実験装置 LHD の大型超伝導ヘリカルコイル（蓄積磁気エネルギー $W=0.9$ GJ、インダクタンス $L=3.6$ H、電流密度 ~ 40 A/mm²、コイル端子電圧最大値 ~ 2 kV）では、 $\tau_{\text{ee}}=30$ 秒という減衰時定数の外部放電方式のクエンチ保護システムが運用されており、20 年以上にわたる長期運転実績の一翼を担っている[1.23]。ここで、仮に HTS コイルの特徴である高い電流密度、例えば 80 A/mm²として LHD 型の HTS マグネットシステムを考えたとき、電流密度は 2 倍であるから (1.5 式) より温度の上昇速度は 4 倍となり、放電時定数は少なくとも 1/4 倍より小さくしなければいけない。一方、放電時定数を 1/4 にするとコイル端子の最大電圧は 4 倍になる。このことから、コイル端子間電圧と絶縁設計を両立させることが必要となる。高い電流密度において早い放電時定数が必要という知見は多くの先行研究によって明らかになっており、例えば、トカマク型核融合実験装置 ITER の TF コイルは 20 A/mm²の運転電流密度であるが、ホットスポット温度の解析によれば、運転温度 4 K から 200 K まで上昇するのに 6 秒程度である[1.24]。ヘリカル型核融合装置のために開発が進んでいる HTS 導体では 運転温度 20 K、80 A/mm²の電流密度がひとつの要求使用であるが、STARS 導体を対象としたケーススタディでは、制限温度 (150 K) にホットスポット温度を到達させないために必要な放電時定数は 3 秒以内と見積もられている[1.21]。さらに極端な例では、電流密度 953 A/mm²、温度 4.2 K の運転条件の小型 HTS コイルの場合、わずか 0.15 秒で巻線構造が融解する温度 (1000°C 以上) にホットスポット温度が達する[1.25]。ホットスポット温度が制限温度まで到達する時間はコイルサイズに無関係であるため、核融合装置のような大型超伝導コイルになると急速減磁時における単位時間あたりの磁束の変化、つまり誘導電圧が絶縁強度を超えてしまうことに注意しなければならない。高電流密度の小型コイルの場合、そもそも 100 ms オーダーで能動的なクエンチ保護操作を実現させる

ことが困難であるため、受動的な方法が採用される。例えば、ダイオード等を用いてクエンチ時に自動的に外部放電する回路[1.26]、あるいは 1.5 項で取り上げる無絶縁コイルのような方策が検討される。

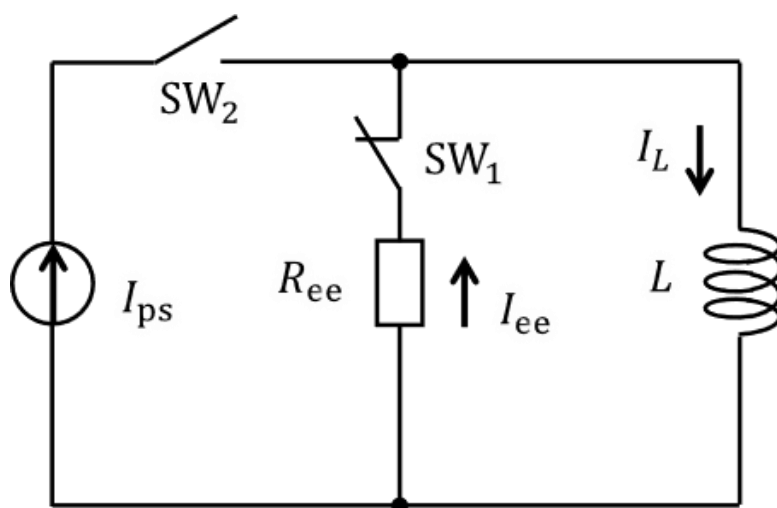
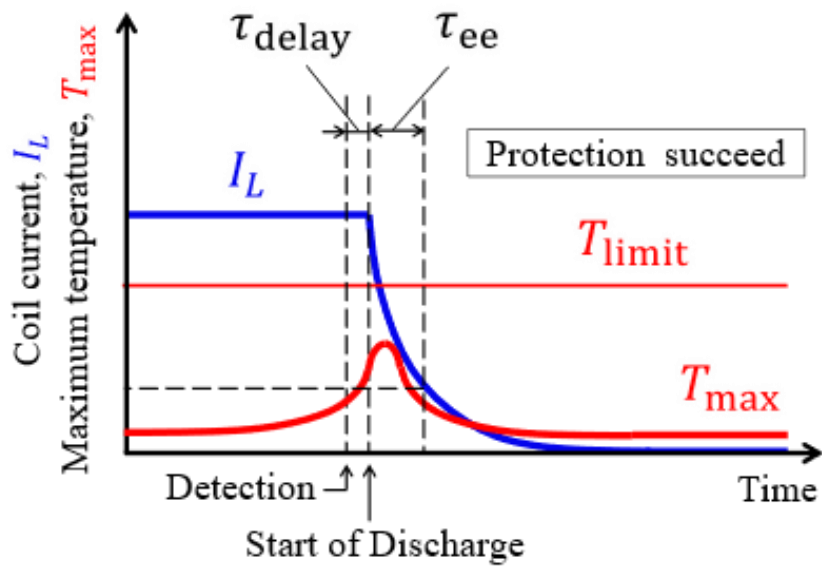
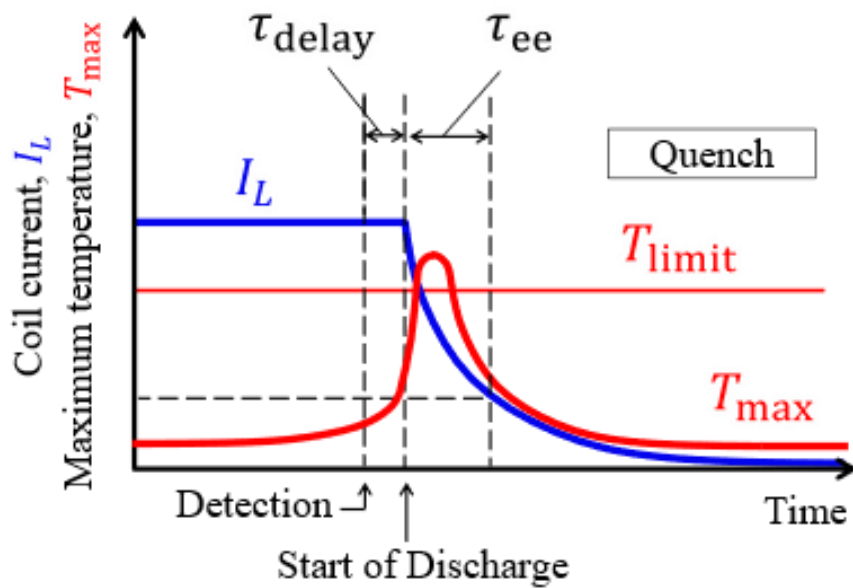


図 1.3 外部放電方式のクエンチ保護回路



(a)クエンチ保護成功時



(b)クエンチ保護失敗時

図 1.4 外部放電方式クエンチ保護の時間発展波形の概念図

1.4 クエンチ保護における二次巻線

図 1.3 の回路は超伝導コイルの蓄積磁気エネルギーを外部放電するための基本形になるが、図 1.5 のように超伝導コイルに磁気的にカップリングした二次巻線 L_2 を施すことで放電時定数を小さくすることができる。二次巻線はコイルとスイッチを組み合わせた構成である必要はなく、導体の閉ループでもよい [1.27]。 I_1 を急速に減少させると二次巻線 L_2 側に誘導電流が生じ、 R_{ee2} でジュール発熱によってエネルギーが消費される。結果として、二次巻線 L_2 があつた方が放電時定数を小さくすることができる。核融合装置の場合は超伝導コイルに対して金属の真空容器がカップリングしているため、急速減磁時、蓄積磁気エネルギーの一部は真空容器内で散逸する。ITER の TF コイルではこの効果が検証されており、実際に励磁時定数は小さくなる [1.24]。また、二次巻線を一次巻線内に埋め込むことで、ジュール発熱する二次巻線をクエンチヒーターとして用いることも提案されている [1.28]。この構成により放電時定数とホットスポット温度が改善することが報告されている [1.29]。

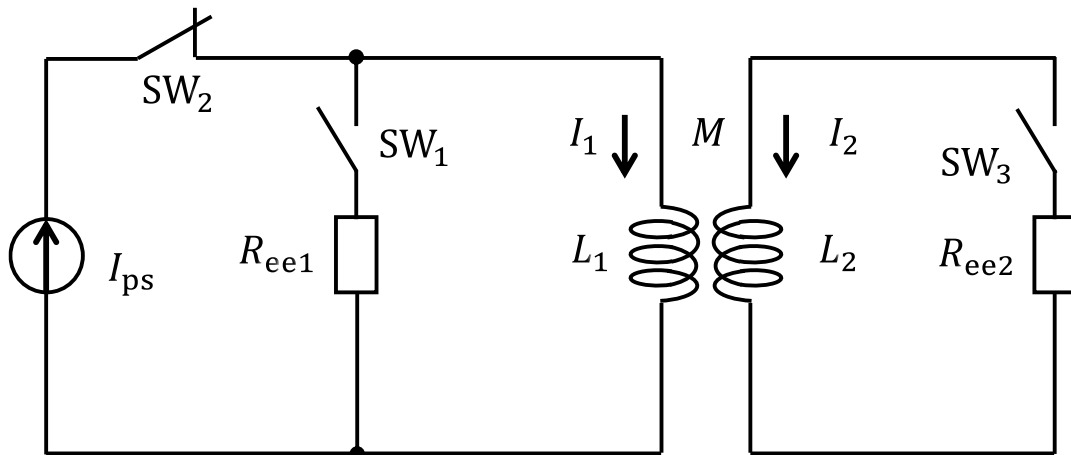


図 1.5 二次巻線付きの外部放電回路

1.5 無絶縁コイル

S. Hahn らはターン間絶縁をしないで HTS 線材を巻線することが高電流密度・高磁場マグネットを構成する手段として有効であることを示した[1.30]。このような絶縁を廃した巻線の HTS コイルは無絶縁コイルと呼ばれ、その後の進展により定常高磁場の最高記録を更新している[1.31]。無絶縁コイルが高電流密度・高磁場マグネットに適している理由は以下のとおりである。

- ① ターン間絶縁がない分、巻線断面に対する電流密度が向上する。
- ② ターン間絶縁がないため、ターン間で電流の再分配が可能となる。つまり、常伝導転移部を避けるように健全なターンの HTS 層に電流は迂回する。これは常伝導転移した HTS 素線が超伝導状態に復帰するための安定化材の役割を他のターンの HTS 層が担うことができるということであり、安定化に必要な安定化材が減り電流密度の向上に期待できる。
- ③ 絶縁がないことで冷媒と HTS 層との熱伝達が良好であり、冷却安定性が良い。

一方、コイルのターン間が低い抵抗（コイル両端からみて $\mu\Omega \sim n\Omega$ オーダー）で短絡されているため、無絶縁コイルを外部放電抵抗（ $m\Omega$ オーダー）に接続しても電流は巻線内のパスを流れ、巻線外部に取り出すことができない。つまり、蓄積磁気エネルギーは巻線内部に散逸する。これは、内部放電、あるいは電流が自発的にターン間に流れることから、自己保護と呼ばれる。自己保護の際、その蓄積磁気エネルギーは無絶縁コイル巻線内部に散逸する。このときの巻線内部の温度上昇を評価する。ここで、超伝導コイルの蓄積磁気エネルギー W は

$$W = \frac{1}{2}LI_{op}^2 \quad (1.8 \text{ 式})$$

である。巻線の体積を V 、導体の断面積 A 、電流密度 J_{op} として、単位体積あたりに散逸するエネルギー w は、

$$w = \frac{W}{V} = \frac{LA^2 J_{op}^2}{2V} \quad (1.9 \text{ 式})$$

である。一方、巻線の単位体積あたりの熱容量 C に対して、初期温度 T_{op} から T_h までの温度上昇を与える単位体積あたりのエンタルピー変化量 h は、

$$h = \int_{T_{op}}^{T_h} C dT \quad (1.10 \text{ 式})$$

である。巻線部の制限温度 T_{lmt} に対するエンタルピー変化量の制限 h_{lmt}

$$h_{lmt} = \int_{T_{op}}^{T_{lmt}} C dT \quad (1.11 \text{ 式})$$

とすれば、

$$w < h_{lmt} \quad \rightarrow \quad T_h < T_{lmt} \text{ となり 自己保護が成立する可能性あり}$$

$$w > h_{lmt} \quad \rightarrow \quad T_h > T_{lmt} \text{ となり 自己保護は成立しない}$$

といえる。このことは、コイル巻線体積に対して蓄積磁気エネルギーが非常に大きなマグネット、すなわち、核融合装置の大型マグネットに適用することが難しい可能性が高いことを示唆する。これを検証するため、自己保護が可能な運転電流密度を考える。 w に対する到達温度 T_h 、断熱条件として、 $w=h$ より、

$$j_{op} = \sqrt{\frac{2V \int_{T_{op}}^{T_h} C dT}{LA^2}} = \sqrt{\frac{2l_{tot}A_s \int_{T_{op}}^{T_h} C dT}{LA^2}} \quad (1.12 \text{ 式})$$

である。ここで、 l_{tot} は導体の長さ、 A_s は導体断面のうち熱容量に寄与する断面積である。表 1.2 にその諸元を示す FFHR-d1 サイズのヘリカルコイル一条に関して、(1.12 式) から電流密度と到達温度の対応を調べる。熱容量の積分関数は図 1.5 の曲線を用いた。導体のパラメータは STARS 導体を参考に行っている。(1.12 式) を描写すると図 1.6 のようになる。FFHR-d1 で想定される電流密度は 24.5 A/mm^2 であるから、このときの到達温度は、Cu の安定化材のみのときに 270 K 、SS も含めた場合、 240 K である。制限温度は 150 K とされて

おり、 24.5 A/mm^2 では到達温度は制限温度を超えてしまうことから、FFHR-d1のコイルシステムでは自己保護によるクエンチ保護が成立しないといえる。

表 1.2 FFHR-d1 のヘリカルコイル一条に関する諸元 (STARS 導体を想定)

L(H)	20.7
I_{op} (kA)	94
A(mm ²)	3844
l_{tot} (km)	61
A_{stb} (mm ²)	1600
A_{ss} (mm ²)	2244

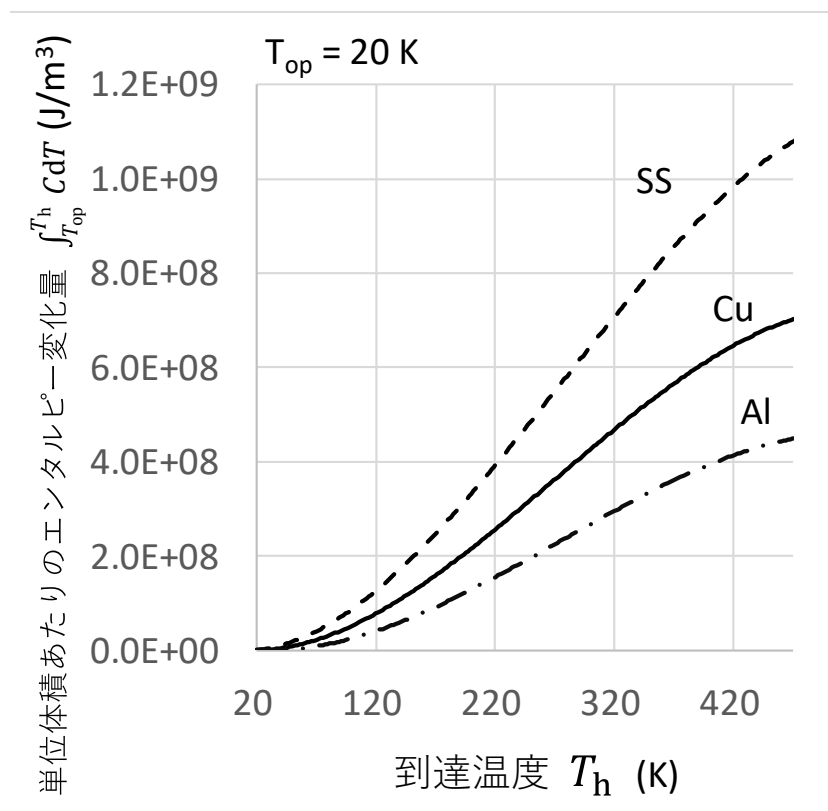


図 1.5 20K から任意の到達温度に対する各巻線構造材料の単位体積あたりのエンタルピー変化量

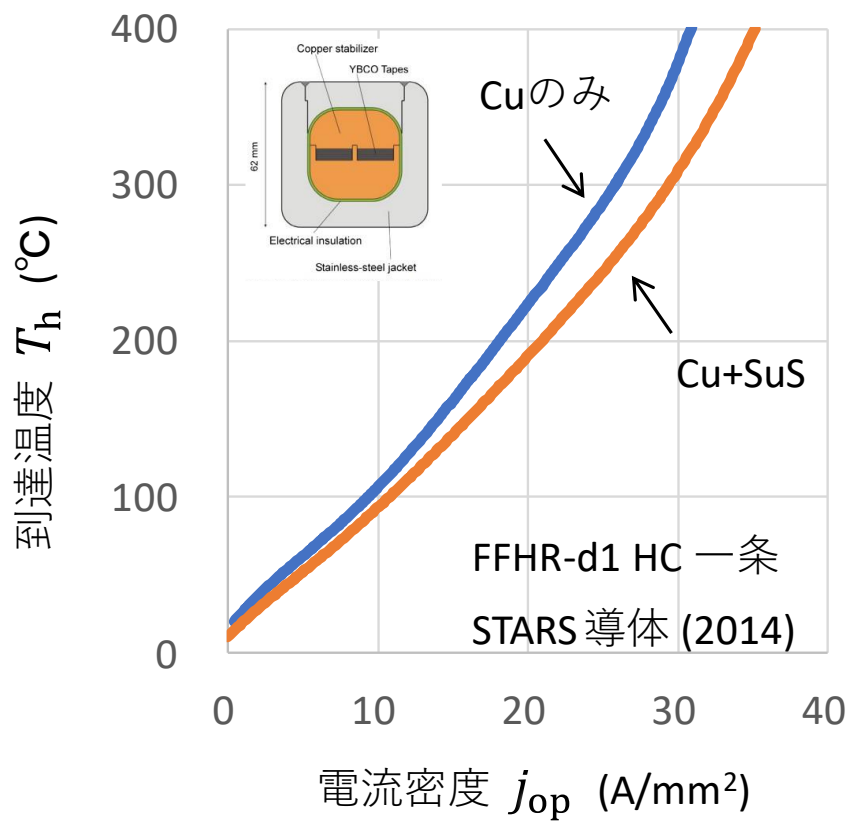


図 1.6 FFHR-d1 系における自己保護した際の電流密度と到達温度の関係

表 1.3 LHD-like ヘリカルコイル一条に関する諸元

L(H)	3.687
I_{op} (kA)	13
A(mm ²)	225
l_{tot} (km)	18
A_{stb} (mm ²)	84.4
A_{ss} (mm ²)	141.6

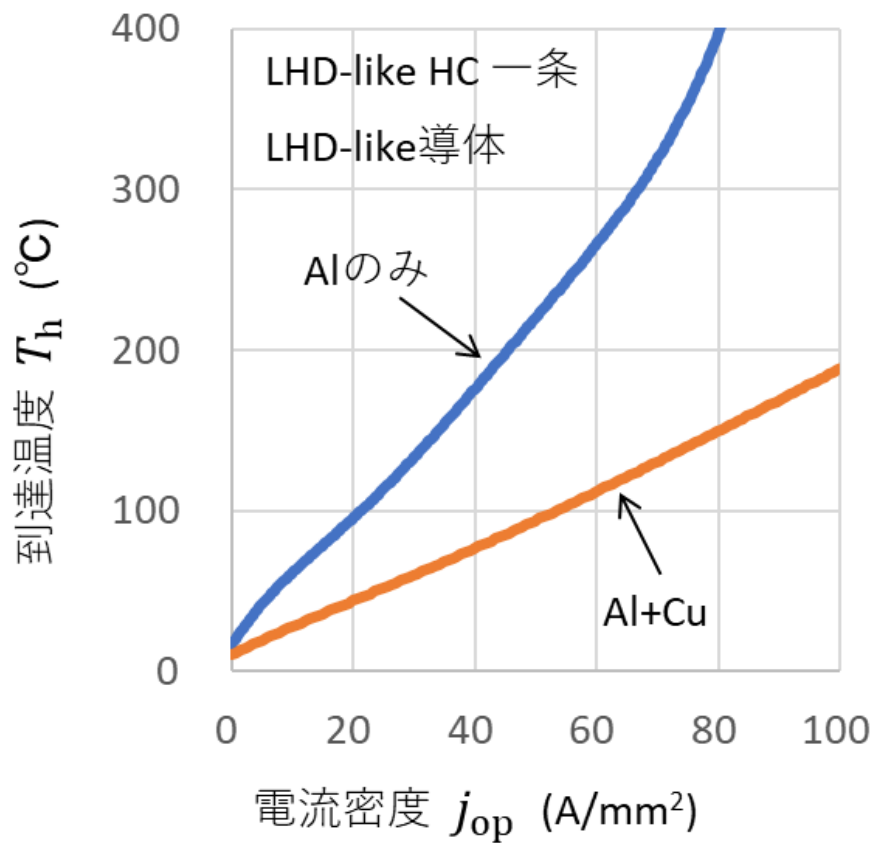


図 1.7 LHD 系における自己保護した際の電流密度と到達温度の関係

なお、表 1.3 のような LHD サイズのマグネットシステムと導体断面を想定し、安定化材として純アルミ、超伝導素線は高温超伝導材料で 20 K の運転温度と仮定すると、(1.12 式) から得られる電流密度と到達温度の関係は図 1.7 のようになる。この仕様ならば LHD サイズのコイルで 80 A/mm^2 の導体電流密度で到達温度は 150 K である。Al を Cu に変えることでより到達温度は抑えられることもあり、LHD 程度の規模であれば自己保護の成立条件 $w < h_{\text{limt}}$ を満たす可能性があると考えられる。

FFHR-d1 級の大規模の大型超伝導マグネットシステムにおいて、本検討においては、無絶縁方式の内部放電を成立させることは困難であることがわかった。無絶縁方式以外でクエンチ保護が成立しうる方法は、分割したコイルと外部放電を組み合わせ、ホットスポット温度が制限値を超える数秒以内にコイルを消磁する方法であるが、この場合、クエンチの判定を精度よく短時間にしなければならないこと、分割したコイルを一様に消磁させなければならないこと等が技術的に難しく、高磁場・高電流密度かつ大型のマグネットシステムの工学設計において改善の余地があると考えられる。そこで、本研究では、高磁場・高電流密度で運転される大型超伝導コイルのクエンチ保護が困難であることを踏まえて、無絶縁コイルとそれに適用可能な電磁誘導を応用した新しいクエンチ保護概念（レスキューコイル法）を提案する。

参考文献 1 章

- [1.1] B. T. Matthias, T. H. Geballe, S. Geller, and E. Corenzwit, "Superconductivity of Nb_3Sn ," *Physical Review*, Volume 95, 1435, 1954
- [1.2] T. G. Berlincourt, "Pulsed-Magnetic-Field Studies of Superconducting Transition Metal Alloys at High and Low Current Densities," Technical Report of Atomics International Inc., TID-17310, 1962
- [1.3] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, and T. Asano, "A New High- T_c Oxide Superconductor without a Rare Earth Element," *Japanese Journal of Applied Physics* Volume 27, L209, 1988
- [1.4] J. G. Bednorz, K. A. Müller, "Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system," *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* volume 64, 189–193, 1986
- [1.5] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. W. Chu, "Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure," *Physical Review Letters* 58, 908, 1987
- [1.6] H. Maeda, J. Shimoyama, Y. Yanagisawa, Y. Ishii and M. Tomita, "The MIRAI Program and the New Super High Field NMR Initiative and Its Relevance to the Development of Superconducting Joints in Japan," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, pp. 1-9, Art no. 4602409, (2019).
- [1.7] Walter H. Fietz, Christian Barth, Sandra Drotziger, Wilfried Goldacker, Reinhard Heller, Sonja I. Schlachter, and Klaus-Peter Weiss, "Prospects of high temperature superconductors for fusion magnets and power applications," *Fusion Engineering and Design*, Vol. 88, pp. 440–445, 2013
- [1.8] P. Bruzzone, Walter H. Fietz, J. V. Minervini, M. Novikov, N. Yanagi, Y. Zhai and J. Zheng, "High temperature superconductors for fusion magnets," *Nuclear Fusion*, Vol. 58, No. 103001, 2018

- [1.9] D. Uglietti, “A review of commercial high temperature superconducting materials for large magnets - from wires and tapes to cables and conductors,” *Superconductor Science and Technology*, Vol. 32, No. 053001, 2019
- [1.10] 山本純也著, 大型ヘリカル装置用超伝導マグネットシステム, 低温工学 Vol. 26, No. 6, pp. 438-447, 1991年
- [1.11] K. Yoshida, K. Tsuchiya, K. Kamiya, H. Murakami, K. Kamiya, T. Obana, K. Takahata, M. Peyrot, P. Barabaschi, “Development of JT-60SA superconducting magnet system,” *Physica C: Superconductivity and its Applications*, Vol. 470, Issue 20, pp. 1727-1733, 2010
- [1.12] N. Mitchell, D. Bessette, R. Gallix, C. Jong, J. Knaster, P. Libeyre, C. Sborchia, F. Simon, “The ITER Magnet System,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 18, Issue 2, pp. 435-440, 2008
- [1.13] K. Tobita, H. Utoh, R. Hiwatari, Y. Miyoshi, S. Tokunaga, Y. Sakamoto, Y. Someya, N. Asakura, Y. Homma, N. Nakajima and The Joint Special Design Team for Fusion DEMO, “Conceptual design of Japan’s fusion DEMO reactor (JADEMO) and superconducting coil issues,” *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series*, Vol. 1293, p. 012078, 2019
- [1.14] A. Sagara, H. Tamura, T. Tanaka, N. Yanagi, J. Miyazawa, T. Goto, R. Sakamoto, J. Yagi, T. Watanabe, S. Takayama and the FFHR design group, “Helical reactor design FFHR-d1 and c1 for steady-state DEMO,” *Fusion Engineering and Design*, Vol. 89, pp. 2114–2120, 2014
- [1.15] M. N. Wilson, “Superconducting Magnets,” Clarendon Press, 1987
- [1.16] Y. Iwasa, “Case Studies in Superconducting Magnets: Design and Operational Issues,” Springer, 2009
- [1.17] M.O. Hoenig and D.B. Montgomery, “Dense supercritical helium cooled superconductors for large high field stabilized magnets,” *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 11, p. 569, 1975

- [1.18] H. Shin, J. Dizon, R. Ko, T. Kim, D. Ha, and S. Oh, “Reversible tensile strain dependence of the critical current in YBCO coated conductor tapes,” *Physica C: Superconductivity and its Applications*, vol. 463-465, pp. 736–741, 2007.
- [1.19] A. Sykes, A.E. Costley, C.G. Windsor, O. Asunta, G. Brittles, P. Buxton, V. Chuyanov, J.W. Connor, M.P. Gryaznevich, B. Huang, “Compact fusion energy based on the spherical tokamak,” *Nuclear Fusion*, Vol. 58, No. 016039, 2017
- [1.20] N. Yanagi, Y. Terazaki, S. Ito, K. Kawai, Y. Seino, T. Ohinata, Y. Tanno, K. Natsume, S. Hamaguchi, H. Noguchi, H. Tamura, T. Mito, H. Hashizume, and A. Sagara, “Progress of the Design of HTS Magnet Option and R&D Activities for the Helical Fusion Reactor,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 24, No. 3, 2014
- [1.21] N. Yanagi, T. Mito, J. Miyazawa, S. Matsunaga, Y. Onodera, N. Hirano, Y. Narushima, S. Ito, H. Tamura, S. Hamaguchi, H. Hashizume and K. Takahata, “High-temperature superconducting magnet system for the next-generation helical device,” Presentation manuscript of the 28th IAEA Fusion Energy Conference, 2021
- [1.22] Z. J. J. Stekly and J. L. Zar, “Stable Superconducting Coils,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 12, No. 3, pp. 367–372, 1965
- [1.23] 力石浩孝著, LHD 超伝導コイル励磁用電源システム, 低温工学 Vol. 53, No. 3, pp. 122-129, 2018 年
- [1.24] 吉田清, 瀧上浩幸, 久保博篤著, 強制冷却型導体のホットスポット温度の解析, 低温工学 Vol. 36 No. 11 pp. 617-625, 2001 年
- [1.25] 柳澤吉紀著, 超電導マグネット開発のこれまでとこれから その6, 超電導 Web21, 12 月 10 日発行, 2012 年
- [1.26] K. H. Mess, “Quench protection,” *CERN Accelerator School: Superconductivity in Particle Accelerators*, CERN, pp.143-165

- [1.27] P. H. Eberhard, M. A. Green, R. G. Smits and V. Vuillemin, “Quench protection for superconducting solenoids with a conducting bore tube,” Technical Report, Lawrence Berkeley National Laboratory, 1977
- [1.28] K. Takahata, T. Mito, H. Tamura, S. Imagawa, and A. Sagara, “Internal energy dump for superconducting magnet protection of the LHD-type fusion reactor FFHR,” Proceedings of ITC/ISHW2007
- [1.29] Y. Onodera, T. Mito, K. Takahata, N. Hirano, “Novel HTS coil protection method using secondary windings as a quench heater,” Journal of Physics Conference Series 1559(1), No. 012118, 2020
- [1.30] S. Hahn, D. K. Park, J. Bascuñán, and Y. Iwasa, “HTS Pancake Coils Without Turn-to-Turn Insulation,” IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 21, No. 3, pp. 1592–1595, 2011
- [1.31] S. Hahn, Kwanglok Kim, Kwangmin Kim, X. Hu, T. Painter, I. Dixon, S. Kim, K. R. Bhattarai, S. Noguchi, J. Jaroszynski and D. C. Larbalestier, “45.5-Tesla Direct-Current Magnetic Field Generated With a High-Temperature Superconducting Magnet,” Nature, Vol. 570, No. 7762, pp. 496–499, 2019

2 章 電磁誘導方式のコイル電流急速制御によるクエンチ保護法 ＜レスキューコイル法＞

2.1 電磁誘導によるコイル電流の急速制御

従来の超伝導コイルの運転電流の制御方法は電源電圧による減励磁あるいはコイル両端に放電抵抗を接続する方法であることを説明したが、ここで、超伝導コイルの運転電流を電磁誘導によって制御することを考える。従来の方法では導体断面の電流密度が一様としてコイル全体で電流密度が一様に増減するが、安定化を達成するためには常伝導転移部の電流密度のみを減少させれば安定化は達成できる。例えば、超伝導コイルを分割し、別々の運転電流をとり、常伝導転移を伴ったコイルの電流値だけを任意で減少させればよい。この操作において系全体の磁束の変化量は小さく誘導電圧が低減されるため急速な制御を実現できると考えられる。いま、図 2.1 のように超伝導コイル L に磁氣的にカップリングしたコイル L_{rsq} を配置する。 L と L_{rsq} は相互インダクタンス M で負結合しており、それぞれ I_L と I_{rsq} で励磁されている。このとき、 L_{rsq} について電源を切り離して外部放電抵抗 R_{rsq} を接続し、 I_{rsq} を急速に減少させることで、磁氣的に結合している超伝導コイル L の運転電流 I_L を減少させることができる。 R_{ee} により L を減磁させることも可能だが、簡単な解析解を得るために電源電流 I_{ps} を制御して L のコイル両端電圧が 0 になるよう制御されているとする。このときの回路方程式は、

$$0 = L \frac{dI_L}{dt} + M \frac{dI_{rsq}}{dt} \quad (2.1 \text{ 式})$$

$$V = L_{rsq} \frac{dI_{rsq}}{dt} + M \frac{dI_L}{dt} \quad (2.2 \text{ 式})$$

である。 $t=0$ のときの L の運転電流値を I_{op} 、 L_{rsq} のコイル電流値を I_{rsq} とすれば、 I_L の時間発展

$$I_L = I_{op} - \kappa \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} I_{rsq} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_\kappa}\right) \right) \quad (2.3 \text{ 式})$$

を得る。ここで、 κ は結合係数、放電時定数 τ_κ は

$$\tau_{rsq} = \frac{(1 - \kappa^2)L_2}{R_{rsq}} \quad (2.4 \text{ 式})$$

である。 L_{rsq} は L に比べて小さい上、結合係数 κ を 1 に近づけるほど τ_{rsq} を小さ

くすることができる。この方法では、 R_{ee} を用いた減磁の時定数 $\tau_{ee} = \frac{L}{R_{ee}}$ よりも急速に運転電流を減少させることができる。動作後、 τ_{rsq} の時間で減少する電流量 ΔI_{op} は

$$\Delta I_{op} = I_1(t = 0) - I_1(t = \tau_{\kappa}) = \kappa \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \left(1 - \frac{1}{e}\right) I_{rsq} \quad (2.5 \text{ 式})$$

である。ここで、ネピア数 $e=2.718\cdots$ である。導体の断面積 A を用いて超伝導コイル L の電流密度の減少分 ΔJ_{op} は、

$$\Delta J_{op} = \frac{\kappa}{A} \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \left(1 - \frac{1}{e}\right) I_{rsq} \quad (2.6 \text{ 式})$$

と表すことができる。

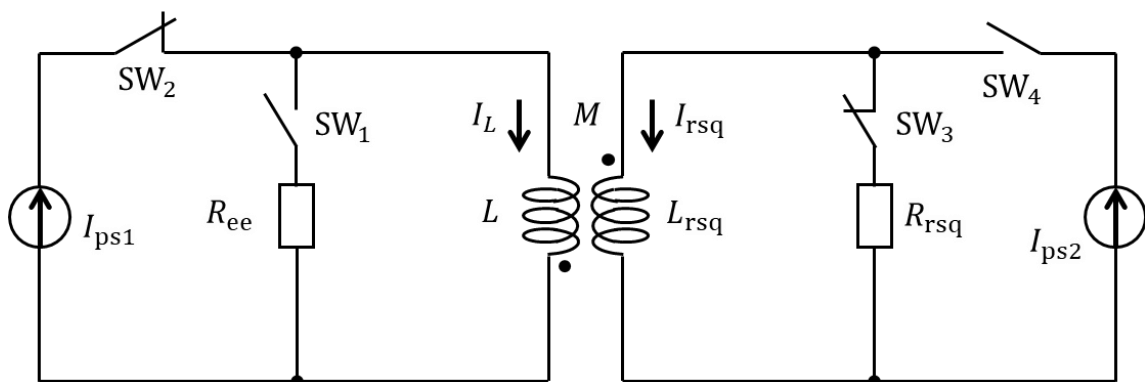


図 2.1 電磁誘導によりコイル電流を急速制御する基本回路図

2.2 レスキューコイル法によるクエンチ保護の物理的説明

超伝導コイルのクエンチ保護の物理的な描像を議論する。1次元の超伝導導体における常伝導伝播速度は[2.1][2.2]によれば以下のように立式できる。長手方向1次元の伝熱を表す式は、

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + G_J + G_L \quad (2.7 \text{ 式})$$

である。ここで、 C は単位体積あたりの熱容量($\text{JK}^{-1}\text{m}^{-3}$)、 k は熱伝導率である。 G_J はジュール発熱

$$G_J = \rho j_{\text{op}}^2 \quad (2.8 \text{ 式})$$

および G_L は冷却である。(2.8式)について、導体の臨界温度 T_c と常伝導転移状態の実行的な抵抗率 ρ_s を用いて

$$\begin{cases} \rho = 0 & T < T_c \\ \rho = \rho_s & T \geq T_c \end{cases} \quad (2.9 \text{ 式})$$

という条件を仮定すると、超伝導領域から常伝導領域へと転移が伝わる描像は、温度 T についての進行波解の伝播速度として得られ、その常伝導伝播速度 U_1 は

$$U_1 = \frac{j_{\text{op}}}{C} \sqrt{\frac{\rho_s k}{(T_c - T_{\text{op}})}} \left(\frac{1 - 2y}{\sqrt{yz^2 + z + 1 - y}} \right) \quad (2.10 \text{ 式})$$

という式で得られる。ここで、

$$y = \frac{p h_H (T_c - T_{\text{op}})}{A \rho_s j_{\text{op}}^2}$$

$$z = \frac{p G_L}{A c_p (T_c - T_{\text{op}})}$$

であり、 h_H は冷媒との熱伝達率、 p は導体周長、 A は導体断面積、 c_p は比熱である。断熱条件は、 $h_H = 0$ および $G_L = 0$ (つまり $y=0$ および $z=0$) であるので、この場合の伝播速度 U_{ab} は、

$$U_{\text{ab}} = \frac{j_{\text{op}}}{C} \sqrt{\frac{\rho_s k}{(T_c - T_{\text{op}})}} \quad (2.11 \text{ 式})$$

である。なお、典型的な高温超伝導線における U_1 は1~10 mm/sであり、これは実験値ともよく一致する[2.3]。次に、最小伝播領域 l_{mpz} に注目する。 l_{mpz} は巻線内で常伝導部の発熱が熱拡散と冷却とに対して熱平衡状態をとる常伝導転移長さである[2.4]。電流密度が流れている常伝導転移領域を持つ超伝導導体において常伝導転移領域が l_{mpz} を超えると常伝導部は広がり、 l_{mpz} より小さければ縮小して最終的に常伝導領域は消滅する。断熱条件、すなわち、長手方向の熱伝導のみで熱が拡散する条件を仮定すると、一次元の場合、

$$l_{mpz} = \sqrt{\frac{2k(T_c - T_{op})}{\rho j_{op}^2}} \quad (2.12 \text{ 式})$$

と求めることができる。

ここで、超伝導コイルのクエンチの兆候を検出し、2.1項で述べた急速な減流動作により常伝導転移部を持つ超伝導コイルの電流密度を減らすことで安定性を向上させてクエンチを回避することを考える。この概念をレスキューコイル法とし、その描像を図2.2に示す。説明を簡単にするため、急速な減流の操作をした瞬間の常伝導転移長は l_{mpz} と仮定する。減流後の最小伝播領域の変化量 Δl_{mpz} とすると、伝播速度 U_1 によって広がる常伝導領域が動作後の最小伝播領域に達するまでにかかる余裕時間 τ_f は

$$\tau_f = \frac{\Delta l_{mpz}}{2U_1} \quad (2.13 \text{ 式})$$

と表することができる。電流密度の減少量は(2.6式)であるので、 l_{mpz} の変化量 Δl_{mpz} は、

$$\Delta l_{mpz} = \left(\frac{1}{j_{op} - \Delta j_{op}} - \frac{1}{j_{op}} \right) \sqrt{\frac{2k(T_c - T_{op})}{\rho}} \quad (2.14 \text{ 式})$$

であり、減流率

$$\eta = \frac{\Delta j_{op}}{j_{op}} \quad (2.15 \text{ 式})$$

を用いれば、

$$\Delta l_{\text{mpz}} = \frac{1}{j_{\text{op}}} \left(\frac{\eta}{1-\eta} \right) \sqrt{\frac{2k(T_c - T_{\text{op}})}{\rho}} \quad (2.16 \text{ 式})$$

となる。 U_{ab} の電流密度の引数は安全側として j_{op} を用いて、 τ_f は

$$\begin{aligned} \tau_f = \frac{\Delta l_{\text{mpz}}}{2U_{\text{ab}}} &= \frac{\frac{1}{j_{\text{op}}} \left(\frac{\eta}{1-\eta} \right) \sqrt{\frac{2k(T_c - T_{\text{op}})}{\rho}}}{2 \frac{j_{\text{op}}}{C} \sqrt{\frac{\rho k}{(T_c - T_{\text{op}})}}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2} j_{\text{op}}^2} \left(\frac{\eta}{1-\eta} \right) (T_c - T_{\text{op}}) \frac{C}{\rho} \end{aligned} \quad (2.17 \text{ 式})$$

と得られる。減流後の最小伝播領域よりも常伝導領域が小さくなる条件

$$\tau_{\text{rsq}} < \tau_f \quad (2.18 \text{ 式})$$

すなわち

$$\frac{(1 - \kappa^2)L_2}{R_{\text{rsq}}} < \frac{1}{\sqrt{2} j_{\text{op}}^2} \left(\frac{\eta}{1-\eta} \right) (T_c - T_{\text{op}}) \frac{C}{\rho} \quad (2.19 \text{ 式})$$

を満たせば、レスキュー動作による l_{mpz} の増大により常伝導伝播は止まり、最終的に常伝導転移部は消滅すると考えられる。なお、(2.7式)から(2.19式)は断熱条件かつ安全側の仮定を採用しているため、実際はより条件に余裕があると考えられる。冷却条件を考える場合は、 U_{ab} ではなく U_1 、また、冷却を考慮した最小伝播領域を導入すればよい。

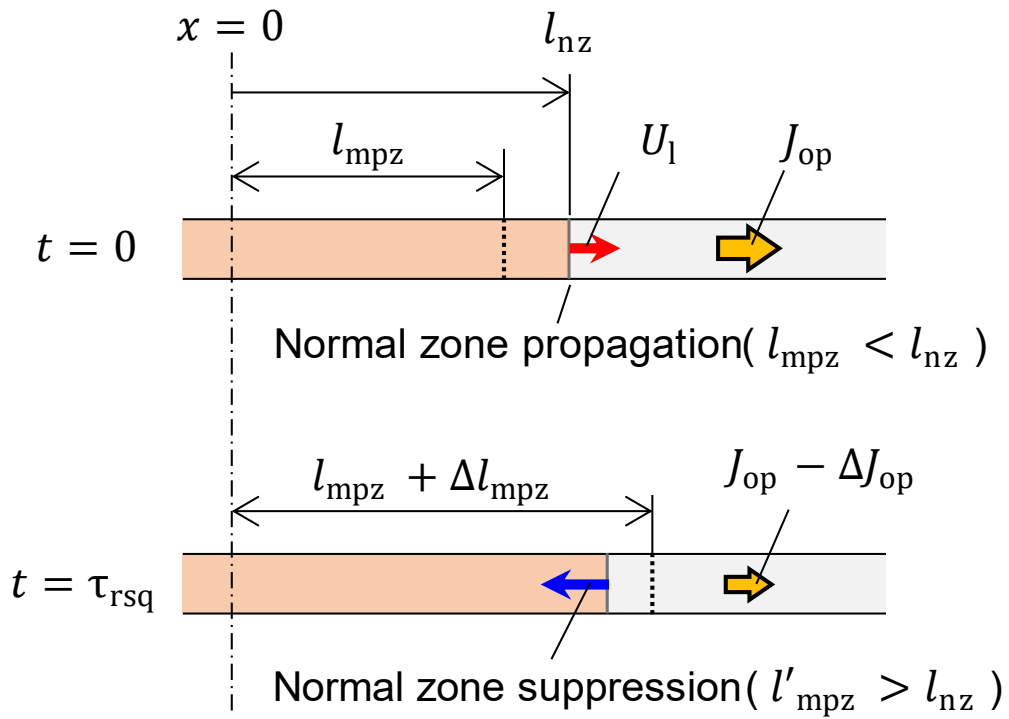


図 2.2 レスキューコイル法の急速安定化の物理的描像

2.3 FFHR-d1 を仮定したレスキューコイル法の成立性検討

ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 の設計パラメータ[2.5]を参考にして、大型超伝導コイルに対するレスキューコイル法の成立性を議論する。マグネット仕様としてヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 の超伝導ヘリカルコイルを、導体仕様として STARS 導体[2.6]を考える。なお、レスキューコイルとして NITA コイル[2.7]を用いる。表 2.1 に図 2.1 の回路図に対応するパラメータを示す。(4)式から求められる時定数およびレスキューコイルに発生する両端電圧と放電抵抗 R_{rsq} の関係を図 1 に示す。最大電圧を 10 kV で制限すると、 R_{rsq} は 106 m Ω となり、そのときの時定数 τ_{rsq} は 1.53 秒である。また、表 1 の諸元を用いて減流率 η は 0.108 と求められる。

表 2.1 FFHR-d1 のマグネットシステムの諸元

L	41.4 H
L_{rsq}	1.37 H
M	7.07 H
k	0.94

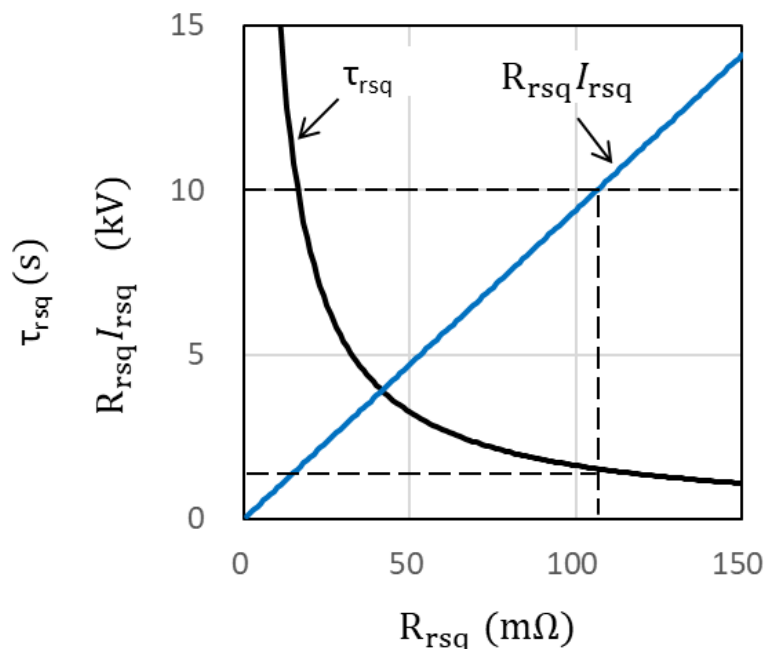


図 2.3 FFHR-d1 ヘリカルコイル系のレスキューコイル法の時定数と両端電圧

次に、余裕時間 τ_f を(2.17式)から見積もる。計算に用いた STARS 導体の物性値は表 2.2 のとおりである。臨界温度 T_c を 40 K、45 K、50 K で減流率 η について τ_f を求めると図 2.5 のようになる。 $\eta = 0.108$ に対応する τ_f は $T_c = 50$ K で 2.0 秒である。 τ_{rsq} は 1.53 秒であるからこの場合はレスキューコイル法による安定化が成立する可能性がある。 $T_c = 40$ K では τ_f は 1.35 秒となり 1.53 秒より小さいため、レスキュー動作による l_{mpz} の増大は十分でないと考えられる。一方、これは断熱条件や安全側の仮定を用いた議論であり、冷却効果を加味すると成立条件は飛躍的に緩和する。

表 2.2 STARS 導体の物性値

ρ (Ω m)	7.47×10^{-10}
k ($Wm^{-1}K^{-1}$)	4.45×10
c_p ($J kg^{-1}K^{-1}$)	5.35×10
T_{op} (K)	2.00×10
C ($J K^{-1}m^{-3}$)	4.43×10^5
A (m^2)	3.84×10^{-3}

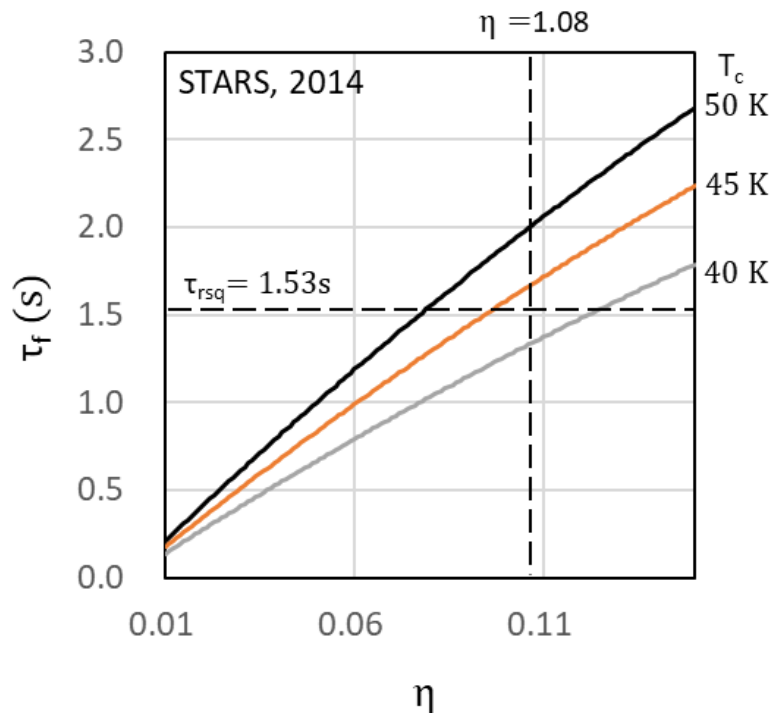


図 2.5 FFHR-d1 (STARS 導体を仮定) におけるレスキュー条件

2.4 レスキューコイル法の適応可能性に関する考察

レスキューコイル法の特徴は、超伝導コイルの運転電流の制御に周回電圧を用いる点といえる。従来はコイル両端電圧で制御されることからコイルに並列なパスにも電流が分配され、結果として運転電流の制御において時定数の応答遅れを伴うが、レスキューコイル法では周回電流に直接作用することができるため、コイル両端電圧を打ち消すように対象コイル側の電源電圧を制御することで運転電流の高速な制御を可能にする。このことは、図 1.3 において SW1 が短絡されて R_{ee} が接続されている場合でも (2.17 式) ~ (2.19 式) の表式に影響を与えないことを意味する。1.3 項では R_{ee} は外部放電抵抗を意味するものとして描写したが、SW1 を廃して $R_{ee} \Rightarrow R_c$ とすれば、無絶縁コイルの SPEC モデルに相当する。すなわち、運転電流の励磁・減磁の長い時定数により運転電流の急速な増減が難しいとされた無絶縁コイルにもレスキューコイル法を適用できる。無絶縁コイルの良好な安定性と組み合わせることで、高電流密度運転において自己保護に移ることなく超伝導運転に復帰するようなクエンチフリーシナリオが成立する可能性がある。

2.5 無絶縁コイルの周回電流の急速制御の検証実験

2.5.1 実験系の構成

レスキューコイル法の基本的な動作のひとつは、電磁誘導により超伝導コイルの運転電流を急速制御する点である。これを検証するために小型の HTS コイルを用いて電磁誘導による電流制御動作に相当する実験を行った。図 2.9 に実験系の構成を示す。図 2.9 (a)はその外観である。同心円の FRP 卷枠に 2 つの超伝導コイルを巻線した。内側の超伝導コイルは無絶縁コイル、外側はターン間絶縁を施した超伝導コイルであり、それぞれ別々の電源に接続し、実験時は液体窒素に浸漬して冷却した。概略図を図 2.9 (b)および(c)に示す。2 つの超伝導コイルの中心にはホールプローブを設置し 2 つのコイルがつくる磁場を測定した。それぞれの超伝導コイルへの印加電流はシャント抵抗 R_{m1} および R_{m2} で測定した。また、それぞれのコイルの両端電圧をはんだ付けした電圧タップにより測定した。電源電流 I_{cs1} および I_{rsq} を任意の値で通電して十分な時間においてそれぞれのコイルを励磁しておき、同時に電源遮断する。このとき、無絶縁コイルの周回電流 I_{θ} は L/R_c の時定数で減衰すると考えられるが、レスキューコイルを同時に消磁するため相互インダクタンスを介した電磁誘導により、時定数に関係なく急速に周回電流を減少するというのがレスキューコイル法における急速減磁に相当する。無絶縁コイルではターン間をまたぐ径方向電流が流れることから、 I_{cs1} 、 I_{θ} 、そして径方向電流 I_r は

$$I_{cs1} = I_{\theta} + I_r$$

であるため、シャント抵抗 R_{m1} で I_{cs1} を測定するだけでは I_{θ} を測定することはできない。そこで、シャント抵抗 R_{m2} から得られる I_{rsq} とホールプローブによる B_z の測定値から下記の解析式を用いて I_{θ} を得る。

$$I_{\theta} = g_1 \left(B_z - \frac{I_{rsq}}{g_2} \right) \quad (2.20 \text{ 式})$$

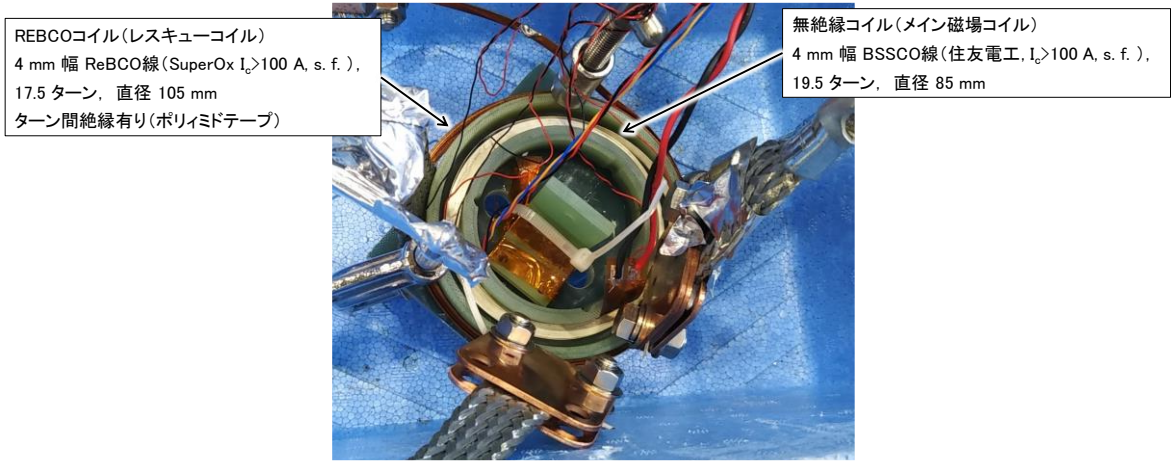
ここで、 g_1 および g_2 はそれぞれのコイルの周回電流がホールプローブの測定位置に作る磁場との比例係数である。つまり、

$$I_{\theta} = g_1 B_{z1} \quad (2.21 \text{ 式})$$

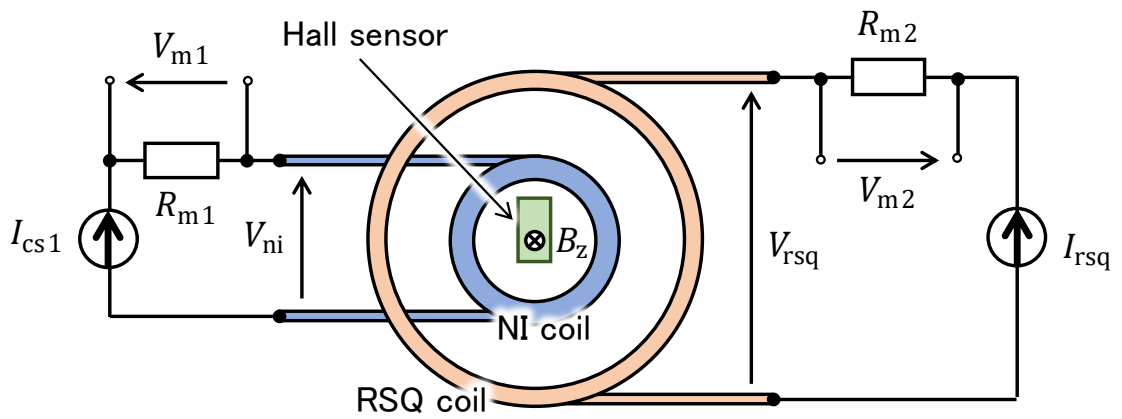
$$I_{rsq} = g_2 B_{z2} \quad (2.22 \text{ 式})$$

$$B_z = B_{z1} + B_{z2} \quad (2.23 \text{ 式})$$

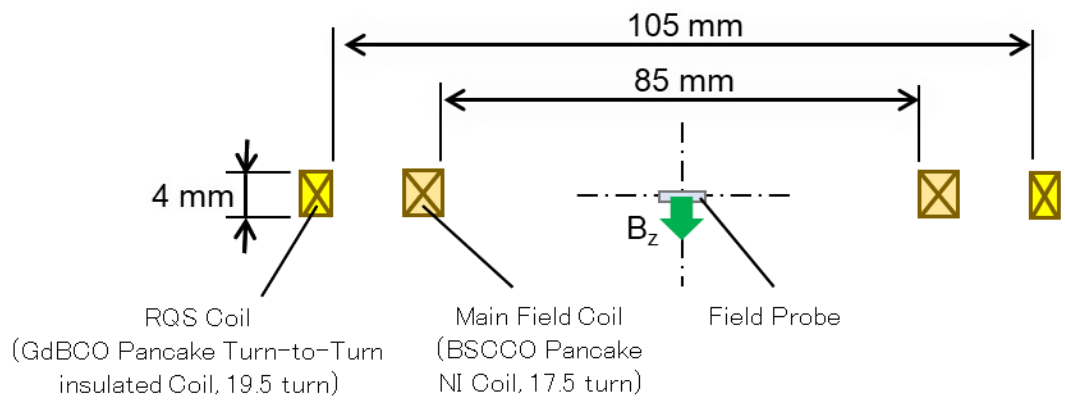
であり、前もってそれぞれのコイルを個別に励磁して B_z を測定することで g_1 および g_2 を得る。



(a) 外観



(b) 試験系のセットアップ



(c) コイル配置の概要

図 2.9 レスキューコイル法の基本構成回路の検証実験の構成

表 2.5 レスキューコイル法検証実験におけるメイン磁場コイルの諸元

巻線	パンケーキコイル（無絶縁）
直径（内径）	85 mm
線材	4 mm 幅 BSCCO 線材、住友電工社製
線材臨界電流値	> 100 A, 自己磁場
ターン数	19.5 ターン
自己インダクタンス	83 μH
Rc	119 $\mu\Omega$

表 2.6 レスキューコイル法検証実験におけるレスキューコイルの諸元

巻線	パンケーキコイル
直径（内径）	105 mm
線材	4 mm 幅 REBCO 線材、SuperOx 社製
線材臨界電流値	> 100 A, 自己磁場
ターン数	17.5 ターン
自己インダクタンス	74 μH

表 2.7 レスキューコイル法検証実験の他の諸元

相互インダクタンス	-44 μH
試験温度	77 K（液体窒素浸漬）

2.5.2 実験の手順

メイン磁場コイルである無絶縁コイルの印加電流 I_{cs1} を電源に 0 A 指令を与えて減磁した。このとき、無絶縁コイルの減磁は L/R_c の時定数で時間遅れが生じるが、同時にレスキューコイル電流 I_{rsq} を急速に落とす操作の有無で挙動を比較した。つまり、レスキュー動作ありの場合はメイン磁場コイルとレスキューコイルの電源に同時に 0A 指令を与えるように電源遮断試験を行った。レスキュー動作なしの場合はメイン磁場コイル単独の電源遮断時の挙動をみた。メイン磁場コイルおよびレスキューコイルのそれぞれ予め励磁しておく電流設定値は、

$$\text{レスキュー動作なし} \quad I_{cs1} = 47 \text{ A}, I_{rsq} = 0 \text{ A}$$

$$\text{レスキュー動作あり} \quad I_{cs1} = 47 \text{ A}, I_{rsq} = 44 \rightarrow 0 \text{ A}$$

とし、遮断のタイミングを $t=0$ とした。

ここで、集中定数回路モデル (SPEC モデル) を仮定して定式化すれば、

$$V_{ni} = R_c(I_{cs1} - I_\theta) = L \frac{dI_\theta}{dt} + M \frac{dI_{rsq}}{dt} \quad (2.24 \text{ 式})$$

$$V_{rsq} = L_{rsq} \frac{dI_{rsq}}{dt} + M \frac{dI_\theta}{dt} \quad (2.25 \text{ 式})$$

である。得られた実験結果と SPEC モデルを比較する。

2.5.3 実験結果と考察

図 2.10 にそれぞれの測定から得られた波形、および (2.20 式) から得られるメイン磁場コイルの周回電流 I_θ を示す。一番上の図は操作量である印加電流をシャント抵抗の電圧降下から換算した値である。赤色の実線は実験値、青色の点線は SPEC モデル ((2.24 式) および (2.25 式)) に基づく計算値である。なお、計算値を得る際、 I_{cs1} および I_{rsq} は測定値を用いている。周回電流に注目すると、レスキュー動作なし (No RSQ) では I_{cs1} に対する時間遅れがあるが、レスキュー動作あり (With RSQ) では $t=0$ で時間遅れすることなく直ちに I_θ が減少していることがわかる。このことから、レスキューコイル法における電磁誘導による急速減磁の考え方が正しいことがわかる。また、概ね SPEC モデルと実験値は一致した。ただし、それぞれのコイルの両端電圧の最大値は実験値の方が 1.5 倍ほど大きい。これは周方向電流が径方向に分布

を持つことや SPEC モデルで無視した超伝導線材の常伝導成分のためと考えられている。

レスキュー動作による電流の減少量 ΔI_θ は (2.3 式) で $t \rightarrow \infty$ として、

$$\Delta I_\theta = I_\theta(t \rightarrow 0) - I_\theta(t \rightarrow \infty) = \kappa \sqrt{\frac{L_{rsq}}{L_{ni}}} I_{rsq} \quad (2.26 \text{ 式})$$

である。レスキューコイルの電流値を $I_{rsq} = 22 \text{ A}$, 44 A として同様の動作をすると、図 2.10 のように $t=0$ における周回電流の減少量 ΔI_θ は (2.26 式) と一致した。

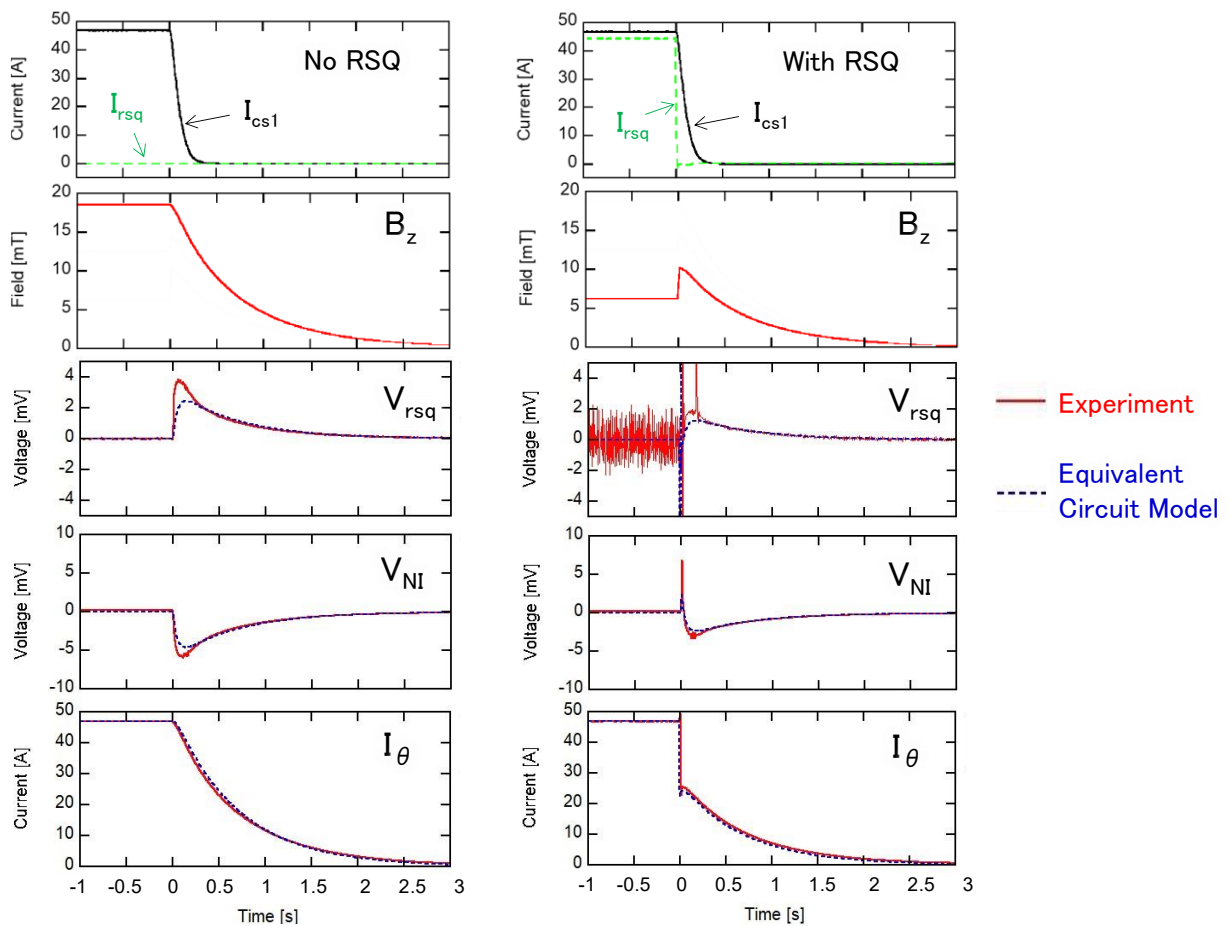


図 2.10 レスキューコイル法の検証実験の実験結果

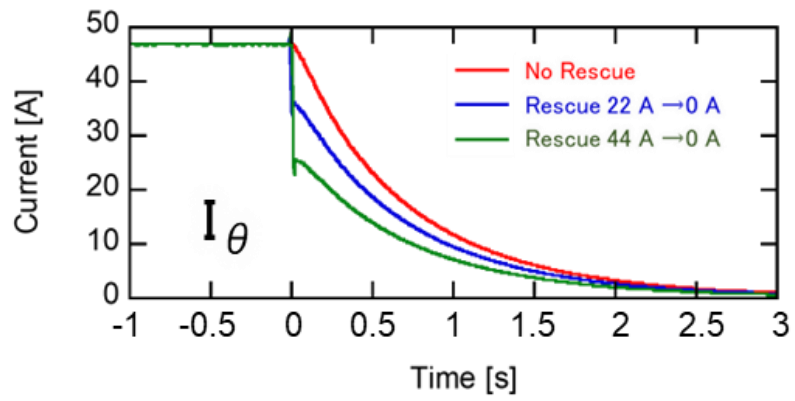
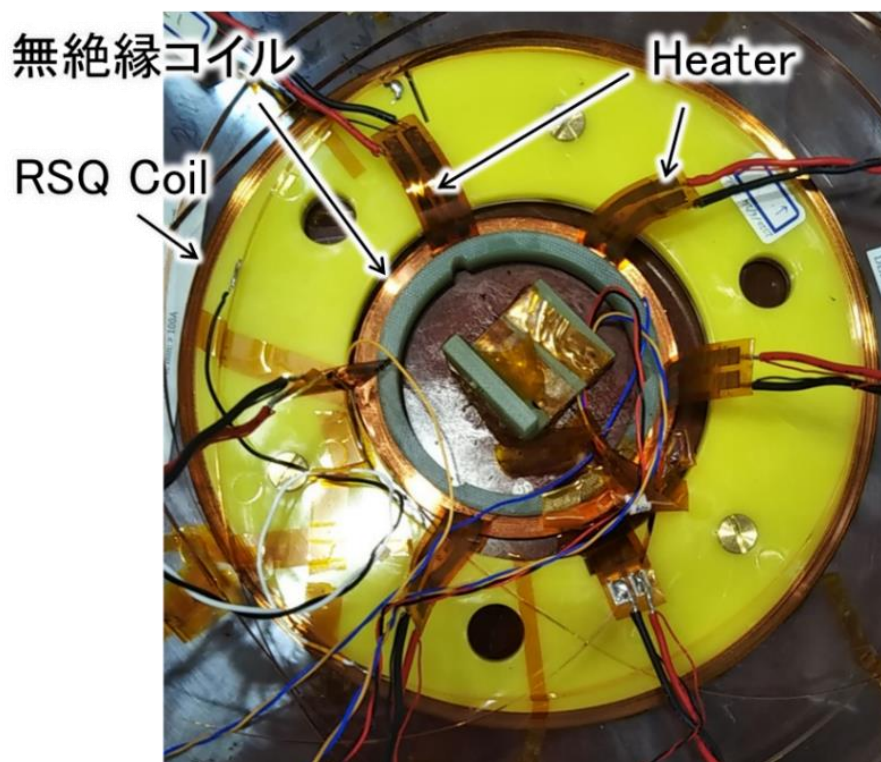


図 2.11 レスキュー動作時におけるメイン磁場コイル（無絶縁コイル）の周回電流の急速減少

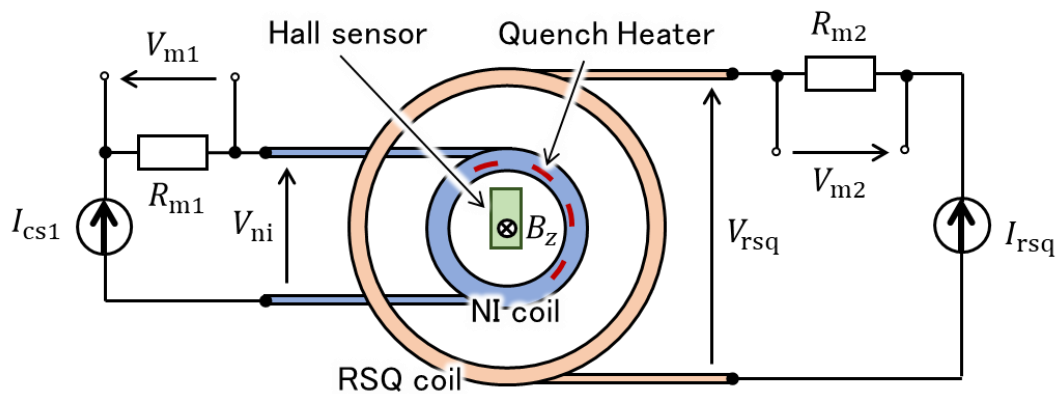
2.6 クエンチを誘発した無絶縁コイルに対するレスキュー実験

2.6.1 実験系の構成

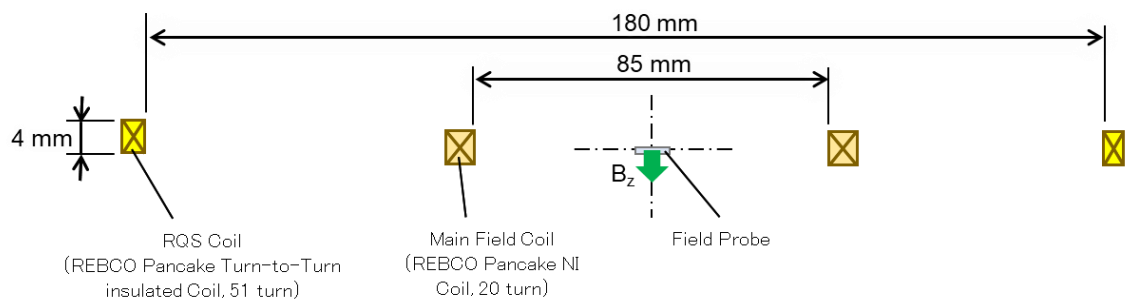
無絶縁コイルに対してヒーターを用いて常伝導転移を誘発することで常伝導伝播が進む状態を引き起こし、この状態の無絶縁コイルに対してレスキュー動作を加えたときの挙動を調査した。図 2.12(a)が実験系の外観である。メイン磁場コイルは REBCO 線材の無絶縁パンケーキコイルであり、51 ターンのうち、内側から 10 ターンと 11 ターンの間合計 5 つのヒーターを挟みこんだ。図 2.12 (b)のように電源や測定のセットアップは図 2.9 の実験体系と同様である。コイルの位置関係は(c)のとおりであり、前実験と同様に中心磁場を測定した。表 3 にそれぞれのコイルの諸元を示す。



(a) 実験系の外観



(b) 測定および熱擾乱の概要



(c) コイル配置

図 2.12 クエンチ誘発レスキュー実験の構成

表 2.8 (a) クエンチ誘発レスキュー実験におけるメイン磁場コイルの諸元

巻線	パンケーキコイル (無絶縁)
直径 (内径)	180 mm
線材	4 mm 幅 REBCO 線材、SuperOx 社製
線材臨界電流値	> 100 A, 自己磁場
ターン数	51 ターン
自己インダクタンス	400 μ H
Rc	不定

表 2.8 (b) クエンチ誘発レスキュー実験におけるレスキューコイルの諸元

巻線	パンケーキコイル
直径（内径）	105 mm
線材	4 mm 幅 REBCO 線材、SuperOx 社製
線材臨界電流値	> 100 A, 自己磁場
ターン数	20 ターン
自己インダクタンス	400 μ H

表 2.8 (c) クエンチ誘発レスキュー実験のその他諸元

相互インダクタンス	-60 μ H
試験温度	77 K （液体窒素浸漬）
ヒーター	5.5 Ω

2.6.2 実験結果と考察

図 2.13 に試験結果を示す。t<0 でレスキューコイルを励磁しておき、レスキューコイルを定常状態で待機させ、メイン磁場コイルを励磁した。無絶縁コイルであるメイン磁場コイルはその良好な安定性から若干の過電流状態でなければ常伝導伝播が広がらなかったため入熱時には既に電圧を伴っている。この状態でクエンチを誘発する適当な擾乱を投入した。図 2.13 のショットでは $5.5 \Omega \times (1.5 \text{ A})^2 \times 5 \text{ 秒} \times 5 \text{ 個} \sim 309 \text{ J}$ のエネルギーを投入した。入熱後、 V_{ni} のゆるやかな上昇から常伝導伝播が進んでいることがわかる。この状態で矢印で RSQ で示したタイミングでレスキューコイル電流を減少させた。このとき I_{cs1} の電流値は落とさず同じ電流値を印加したままとした。レスキュー動作の後、数十ミリ秒の遅れの後に電圧と中心磁場が急低下し、その後、超伝導運転に復帰する挙動が得られた。詳細な物理的メカニズムは検証が必要と考えられるが、レスキュー動作時に無絶縁コイル内部で磁束を保存するように電流分布が変化した結果、ホットスポットを囲っていた局所的な発熱分布が散逸し、ホットスポットが冷却されたと考えられる。磁場の低下は径方向電流の増加と周回電流ターンの減少を意味しており、この場合のレスキュー動作は径方向への電流の迂回を促進する効果があったと考えられる。クエンチ保護の観点では、発熱分布を制御することでホットスポット温度を低減することができる可能性がある。今回の測定では無絶縁コイル内の電流分布を詳細に観測することは難しいため、電流分布の制御を試みるためには詳細な調査が必要である。レスキューコイル法の導入を目指す大型マグネットではより磁束の保存がきいてくるため径方向に電流を制御することが難しい。時定数が大きいこともあり、レスキュー動作のためにはメイン磁場コイル側の電源を操作して印加電流を同時に減らす、あるいは、電源をメイン磁場コイルと切り離す操作が必須であると考えられる。

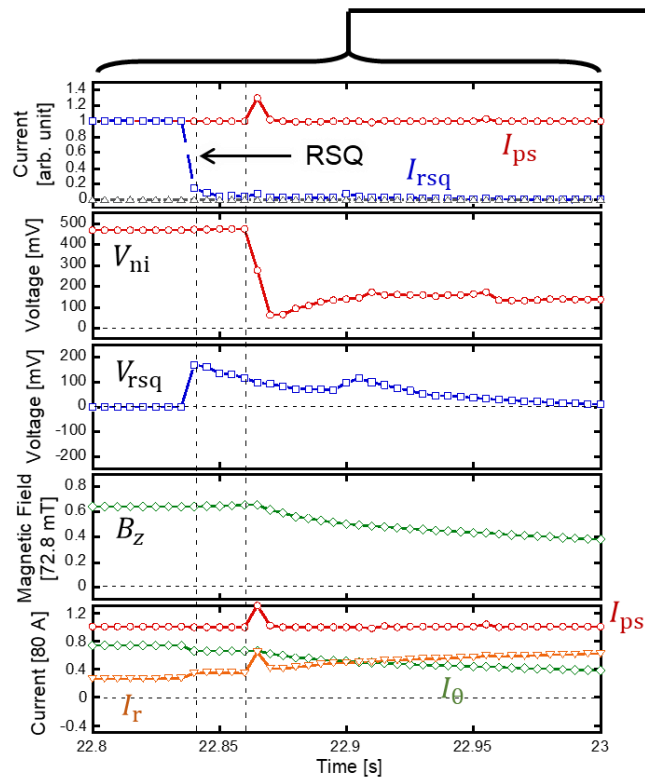
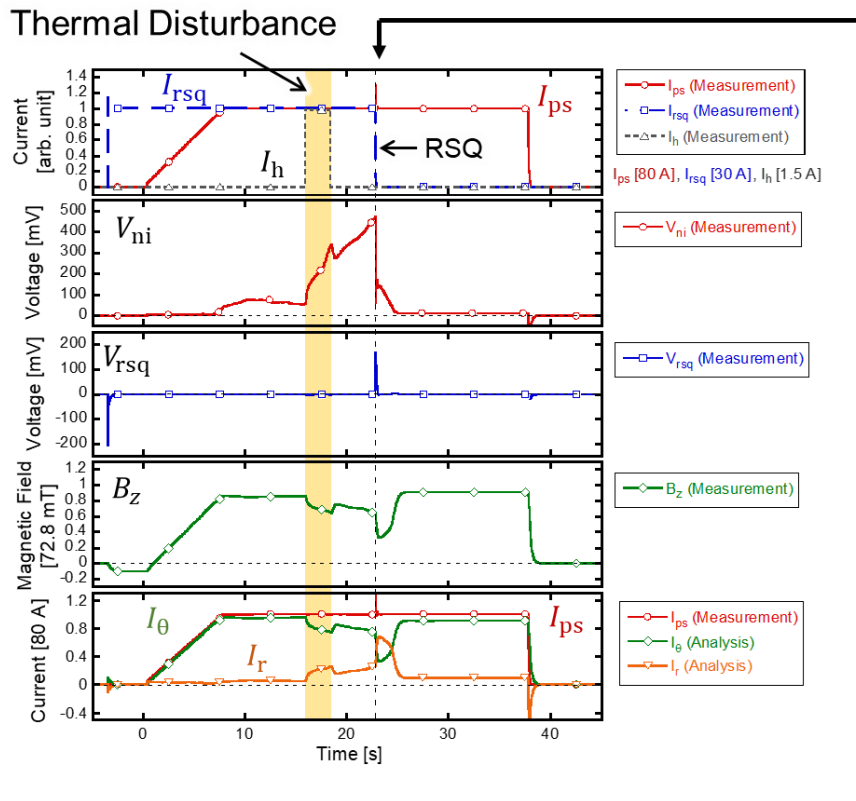


図 2.13 常伝導伝播が進む無絶縁コイルに対するレスキュー動作時の時間発展波形

参考文献 2章

- [2.1] 船木和夫著, 超電導マグネットにおける常電導部の伝播と保護, 低温工学, Vol. 24, No. 5, pp. 253-261, 1988年
- [2.2] M. N. Wilson, “Superconducting Magnets,” Clarendon Press, pp. 206-207, 1983
- [2.3] Y. Iwasa, “Case Studies in Superconducting Magnets: Design and Operational Issues,” Springer, p. 489, 2009
- [2.4] Y. Iwasa, “Case Studies in Superconducting Magnets: Design and Operational Issues,” Springer, p. 391, 2009
- [2.5] A. Sagara, H. Tamura, T. Tanaka, N. Yanagi, J. Miyazawa, T. Goto, R. Sakamoto, J. Yagi, T. Watanabe, S. Takayama and the FFHR design group, “Helical reactor design FFHR-d1 and c1 for steady-state DEMO,” Fusion Engineering and Design, Vol. 89, pp. 2114–2120, 2014
- [2.6] N. Yanagi, Y. Terazaki, S. Ito, H. Tamura, S. Hamaguchi, T. Mito, H. Hashizume and A. Sagara, “Magnet design with 100-kA HTS STARS conductors for the helical fusion reactor,” Cryogenics, Vol. 80, pp. 243–249, 2016
- [2.7] N. Yanagi, T. Goto, H. Tamura, J. Miyazawa and A. Sagara, “NITA Coil - Innovation for Enlarging the Blanket Space in the Helical Fusion Reactor,” Plasma and Fusion Research, Vol. 11, No. 2405034, 2016

3 章 低融点金属含浸した無絶縁高温超伝導 コイル

3.1 レイヤー間絶縁レイヤー巻き無絶縁コイル

2章では無絶縁コイルに適用可能な周回電流を急速に減流させる方法（レスキューコイル法）を検証した。この検証において、無絶縁コイルに対して変動磁場を与えることは大きな径方向電流を発生させることが示唆された。径方向電流は無絶縁コイル特有のターン間電流により非常に良好な安定性やホットスポット温度の低減に寄与するが、高磁場運転の場合、径方向電流と磁場の積によるローレンツ力が巻線部に対する破壊的な応力となり、これが巻線構造の破損につながると考えられる。実際に[3.1][3.2]等のように不均一な電磁力によって無絶縁コイルの巻線構造が破壊されることを示唆する報告が存在する。この問題に対する解決策のひとつは、常伝導転移部を迂回する電流を磁場と平行な方向にのみ流れるよう制限するという考え方である。核融合装置のマグネットシステムでは3次元的な巻線構造であるから、無絶縁としたときの迂回電流はコイル長手方向にも流れうる。コイルに対して長手方向の電流ならば磁場と平行であるため強大なトルク力を抑制することができる。つまり、具体的な巻線構造に落とし込むと、レイヤー巻き無絶縁巻線かつレイヤー間に絶縁を施したコイルであり、例えば、intra-layer winding[3.3]がこのような巻線構造に該当する。

本研究では、レイヤー巻き無絶縁巻線かつレイヤー間絶縁を実現する巻線方法として WISE (Wound and Impregnated Elastic tapes) [3.4]に着目した。これは、フレキシブルスパイラルチューブを用いて HTS 線材を束ねて巻線し、その後低融点金属で含浸するという巻線方法であり、巻線間が低融点金属で短絡された無絶縁コイルとなる。また、含浸前の WISE 導体は良好な可撓性を持っていることから巻線が容易であること、巻線時に線材が固定されていないため線材間の経路長の差異による歪みが生じないことが特徴である。巻線時の可撓性が良いため、ヘリカルコイルのような複雑形状にも巻線が容易であり、同様にレイヤー巻きも容易であると考えた。また、レイヤー間絶縁を施しても構造上の問題はない。しかし、WISE 導体、および WISE 導体で構成されたコイル (WISE コイル) はこれまで製作された例はなく、その成立性や特性は不明であった。そこで、WISE 導体、および WISE コイルのサンプルを製作して冷却・励磁試験を行いその結果を分析し、超伝導コイルとしての成立性や特性を検証した。

WISE 巻線の特徴は巻線を固定するために低融点金属で含浸する点である。

特に、巻線の際に張力を加えないことで集合化した素線はフレキシブルチューブ内で自然とすべり、歪みが最小となる軌道をとる。このとき、素線間の隙間を許すことになるが、この隙間は含浸材で埋まるため問題にならない。樹脂等を用いて巻線を含浸する場合は含浸材と HTS 線材の熱収縮率の違いによる応力で冷却時に HTS 線材が破損することが知られているが、金属（はんだ等）含浸では比較的破損事象は生じにくい。前もって実施した低融点金属 U-78 を用いた含浸試験では低融点金属含浸の前後で HTS 線材の特性が劣化することはなかった。しかし、コイルサンプルでは導体の原因不明の劣化事象が観測された。

3.2 WISE コイル試作の概要

本研究において、2つの WISE コイルサンプルを製作した。それぞれの断面形状を図 3.1 に示す。WISE ソレノイド (I) は WISE 巻線の成立性を検証するために製作した。さらに超伝導コイルとしての基本特性（特に、無絶縁コイルとしての特性を含む）を調査するために、励磁試験、冷却サイクル試験、電源遮断試験を実施した。WISE ソレノイド (II) は (I) を踏まえて製作方法の改善を図ると共に (I) で割愛した過電流試験を実施した。また、導体特性を解析して特性の再現性を検証した。

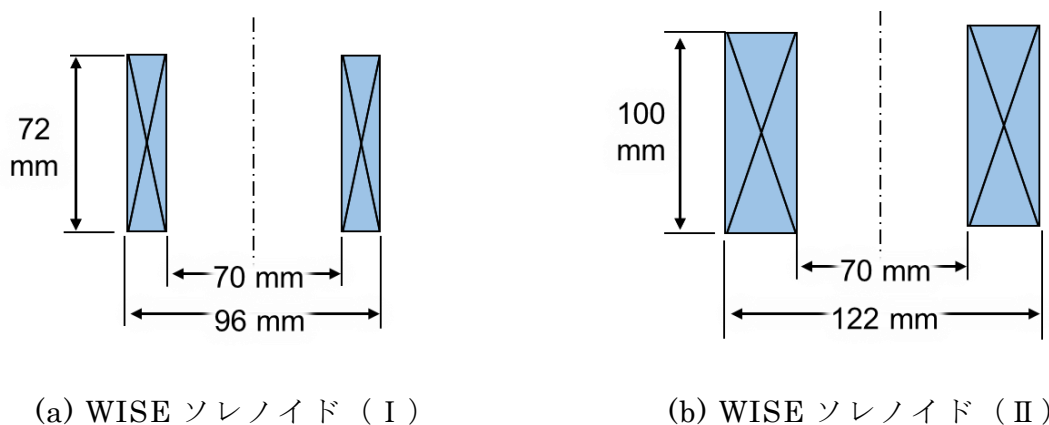


図 3.1 WISE コイルサンプルの形状概略図

3.3 WISE ソレノイド (I)

3.3.1 WISE ソレノイド (I) の設計

WISE コイルの製作性、およびコイル特性を調べるため、小型の WISE コイルサンプル: WISE ソレノイド (I) の試作、および励磁実験を実施した。WISE ソレノイド (I) は、巻数 21.5 ターンのレイヤー巻きソレノイドである。図 3.2 に WISE ソレノイド (I) の概略図を示す。WISE コイルは、主に、巻線本体、含浸容器 (巻枠を兼ねる)、電流導入端部から構成される。設計についての検討を以下に示す。

3.3.1.1 巻線本体および導体

巻線形状は 2 層ソレノイドとした。総数を偶数とすれば、底面で折り返して低融点金属の液面から導体端部を引き出すことができる。導体端部を低融点金属の液面下にする必要がある場合はフィードスルーを用意すればよい。巻き数は、内側ソレノイドと外側ソレノイドで合計 21.5 ターンとした。

- ・内側ソレノイドの直径 77 mm
- ・外側ソレノイドの直径 84 mm
- ・ソレノイドの長手方向長さ 72 mm
- ・導体の長さ

$$2\pi \times 77 \text{ mm} \times 10.75 \text{ ターン} + 2\pi \times 84 \text{ mm} \times 10.75 \text{ ターン} = 5437 \text{ mm}$$

- ・導体径

外径 $\phi 6$ (内径 $\phi 5.2$) のフレキシブルチューブに対して 4 mm 幅 HTS テープ線材を挿入

真鍮製のダミーテープとフレキシブルチューブを用いた導体モックアップにより含浸前導体の挙動を調べたところ、テープはフレキシブルチューブ中心の軌道をとらず、外側に膨らむようにフレキシブルチューブ内で位置取ることがわかった。また、このダミー導体をコイル形状に巻線したところ、それぞれのテープがすべることで巻線後の導体端で素線の長さに違いがでた。つまり、巻線の長手方向の歪みが低減されていることがわかる。導体は SuperOx 社製の型番 ST-4-100-Cu (臨界電流値 $I_c > 100 \text{ A}$, 自己磁場中) を 10 枚積層して集合導体を構成した。断面の概略図を図 2 に示す。これを $\phi 6 \text{ mm}$ の内径を持つフレ

キンプルチューブで束ねることで HTS 集合導体を構成した。素線一本当たりの臨界電流値は液体窒素温度、自己磁場中で 100 A 以上であり、臨界電流値の合計は 1 kA 以上となる。実際は、積層したそれぞれの素線の臨界電流値は、自身以外の素線がつくる磁場のために自己磁場よりも大きな磁場が印加され低下することから、電流容量は 1 kA 未満程度であると予想した。

3.3.1.2 インダクタンスの予測値

長岡係数法によれば、ソレノイドコイルのインダクタンスは、

$$L = \mu_0 A_{\text{hn}} N^2 \frac{a^2}{l}$$

で与えられる。ここで、

μ_0 真空の透磁率 1.26×10^{-6}

A_{hn} 長岡係数 0.52

N 巻数 21.5

a コイル半径 77 mm (内側ソレノイド), 84 mm (外側ソレノイド)

l コイル長さ 72 mm

というパラメータから、

$$L_{\text{inside}} = 6.0 \mu\text{H}$$

$$L_{\text{outside}} = 7.1 \mu\text{H}$$

より、WISE ソレノイド (I) のインダクタンスは

$$L = 2 L_{\text{inside}} + 2 L_{\text{outside}} \sim 26 \mu\text{H} \quad (\text{予想値})$$

と評価できる。

3.3.1.3 中心磁場の予測値

有限長円形ソレノイドのコイル中心軸上に作る長手方向の磁場強度は、

$$B_z(z) = \frac{\mu_0 I N}{2} \left(\frac{\frac{1}{2} - z}{\sqrt{\left(\frac{1}{2} - z\right)^2 + \left(\frac{a}{2}\right)^2}} + \frac{\frac{1}{2} + z}{\sqrt{\left(\frac{1}{2} + z\right)^2 + \left(\frac{a}{2}\right)^2}} \right)$$

で与えられる。例えば、 $I=100$ A で通電するとソレノイド中心 ($z=0$) の磁場は 0.027 T である。

3.3.1.3 含浸容器

低融点金属で巻線を含浸するための井戸型形状の容器が必要である。底板、径の異なる2つの単管より巻線部を低融点金属で重力含浸できる構造とした。2本のアルミ合金の単管を同軸に配置することで、この2本の単管の間に巻線が収まるような構造とした。巻線の含浸方法として重力含浸を採用するとして容器の底となる平板を接着して井戸型の含浸容器を構成した。接合部は市販の樹脂を用いて低融点金属が漏れないよう隙間なく接着させた。内側の単管内側ボアにはホールプローブを設置するとした。

3.3.1.4 電流導入端部

電流導入端部は、平編銅線と接続した11枚の無酸素銅板を用いて10枚の素線を全てはさみこむ構造とし、FRPのL字治具によって含浸容器と絶縁した。このような構造とすることで、低融点金属含浸部から引き出されたWISE導体部に全ての電流が導入され、含浸容器や低融点金属を介して端部間が短絡されることはない。

3.3.1.5 冷却

液体窒素（77 K）の浸漬冷却とした。

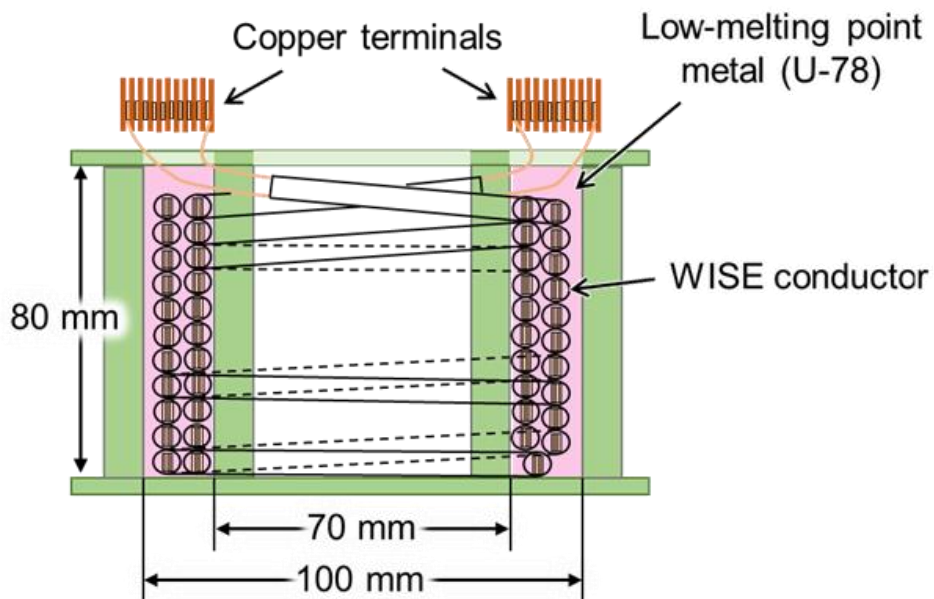


図 3.2 WISE ソレノイド (I) の概略図

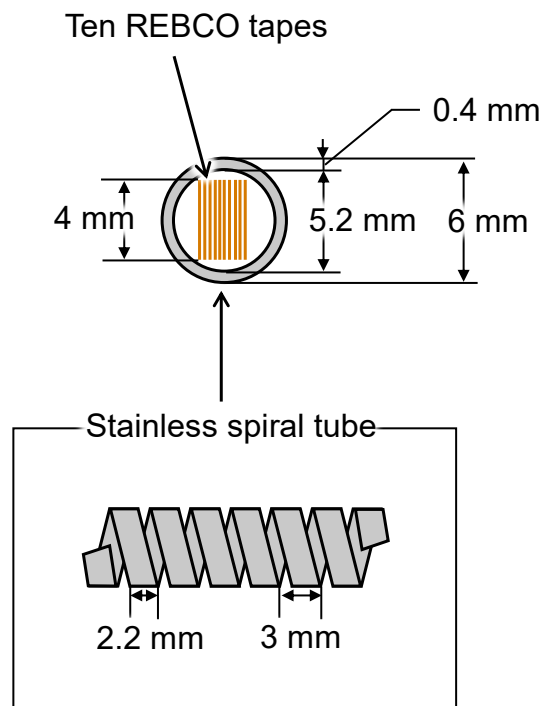
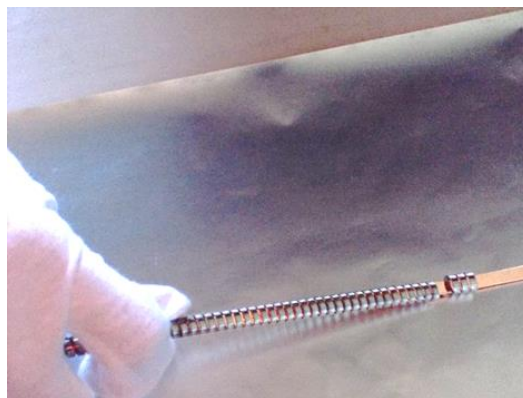
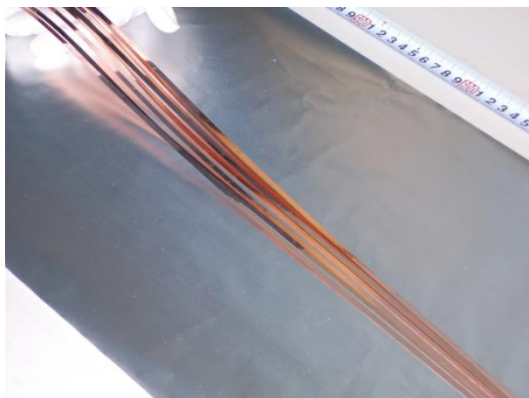


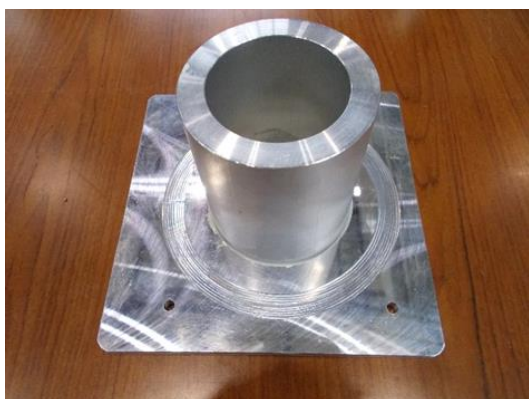
図 3.3 WISE ソレノイドサンプル (I) および (II) に用いた HTS 集合導体

3.3.2 WISE ソレノイド（I）の製作

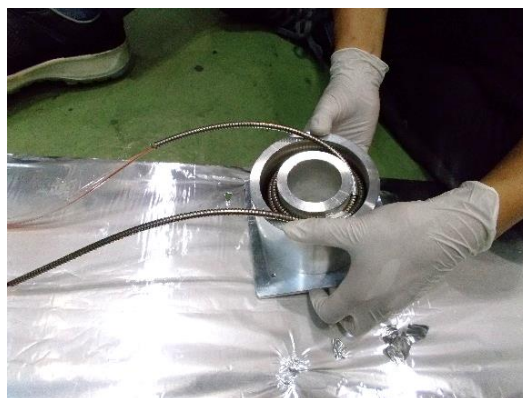
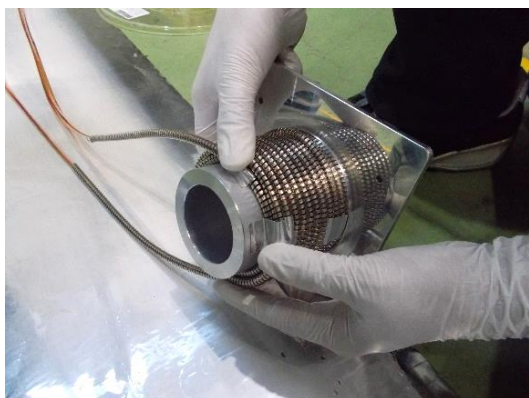
WISE ソレノイド（I）の製作性を検証した。製作時の写真を図 3.4 に示す。



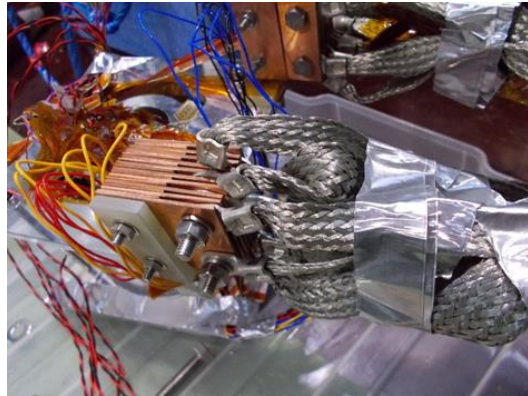
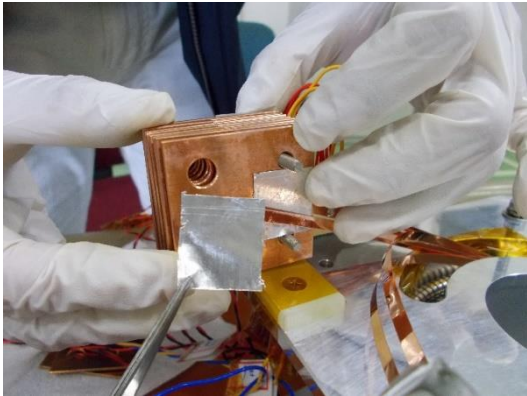
(a) 線材を束ねる様子。小さいリングを先にとおすと束ねやすい。



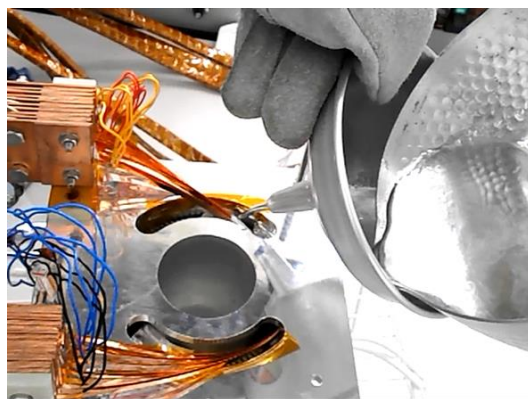
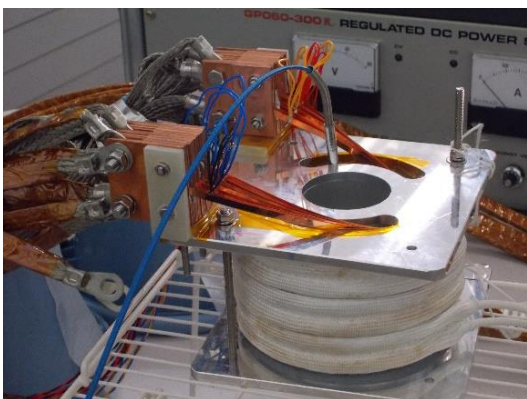
(b) 巻き枠。2本の単管と底板より構成される。底板とそれぞれの単管の接続は、エポキシ樹脂を用いて隙間なく接着した。



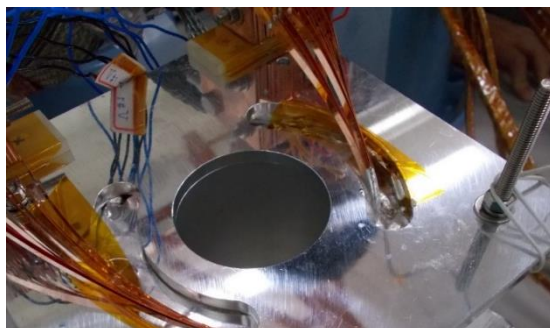
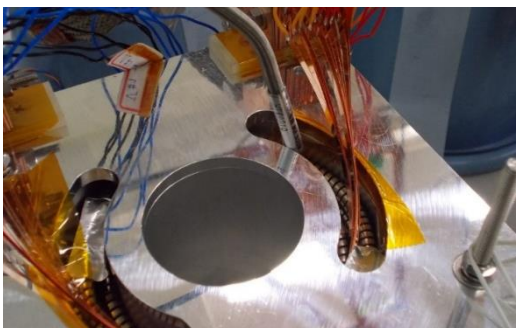
(c) 手巻きでボビンに巻き付けた。外側の単管を巻き終わった後に装着した。



(d) 上側の蓋には、容器と絶縁した電流導入端部を設けた。すべての線材に電流を導入するため、銅板で全ての線材をはさみこむと共に、全ての銅板に電流ケーブルを接続した。線材の表面と銅板の間には、面接触を担保するためにインジウムシートを挿入した。



(e) リボンヒーターで本体を約 100°C に保った。巻線本体の温度は熱電対によって管理した。低融点金属の温度も約 100°C とした。流し込んだ低融点金属の量は 2 kg であった。



(f) 低融点金属を流し込む前と流し込んだ直後の様子。右図ではまだ低融点金属は液状である。



(g) 流し込む前と、流し込んだ直後の様子。右図は低融点金属が固化した状態である。



(h) WISE ソレノイド (I) の製作完了時の外観

図 3.4 WISE ソレノイド (I) の製作

3.3.3 励磁試験系の構成

製作した WISE ソレノイド (I) の成立性を確かめると共に特性を調べるため、励磁試験を実施した。励磁試験系の測定の構成を図 3.5 に示す。電源 I_{cs} は 300 A 定格の電源であり、印加電流はシャント抵抗から測定した。図 3.5 の V_{tape} および外観として図 3.6 に示すように WISE 導体を構成する 10 枚の HTS 素線の全てに電圧タップを取り付け、全ての素線電圧を測定した。実験系全体および液体窒素浸漬した状態の写真を図 3.7 に示す。図 3.8 のようにコイル中心軸上に 3 つのホールプローブを設置してソレノイド中の周回電流がつくる磁場を測定した。磁場測定から予測した大きさの磁場の発生が観測できれば周回電流を有することを意味し、超伝導マグネットとしての成立性を検証することができる。

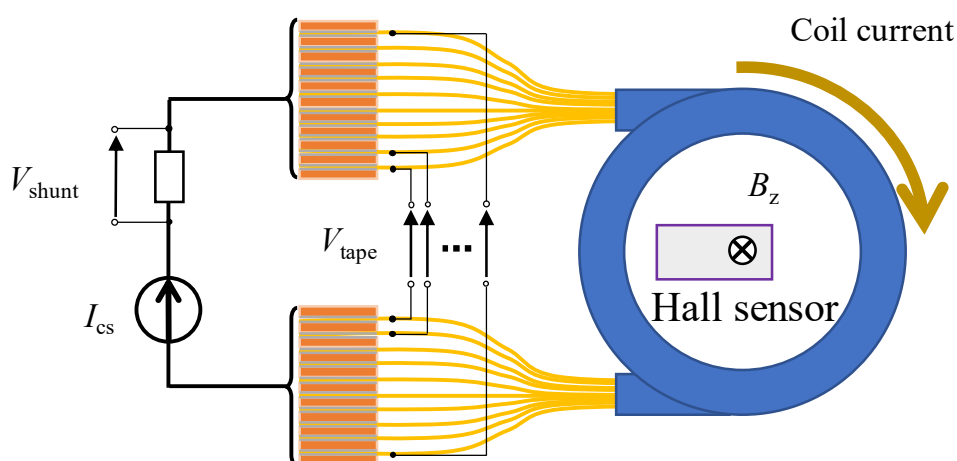


図 3.5 WISE ソレノイド (I) の励磁試験における測定の概要

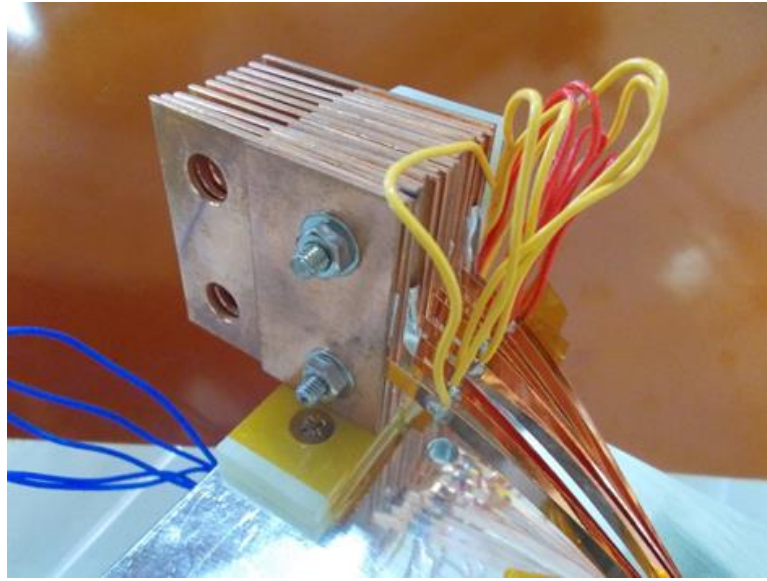
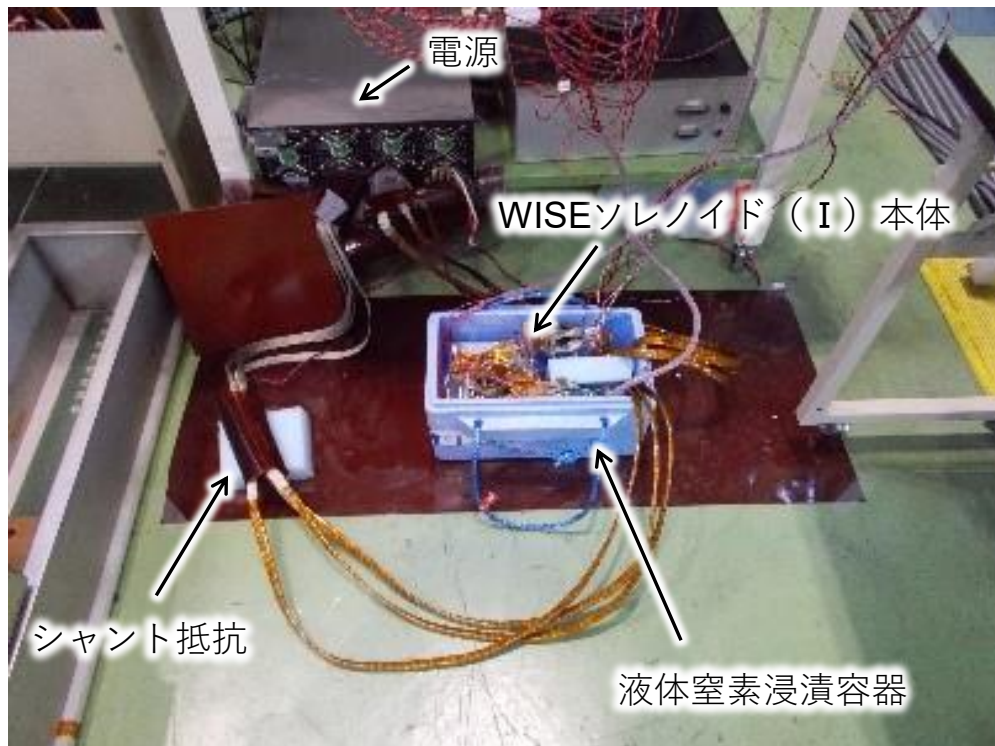
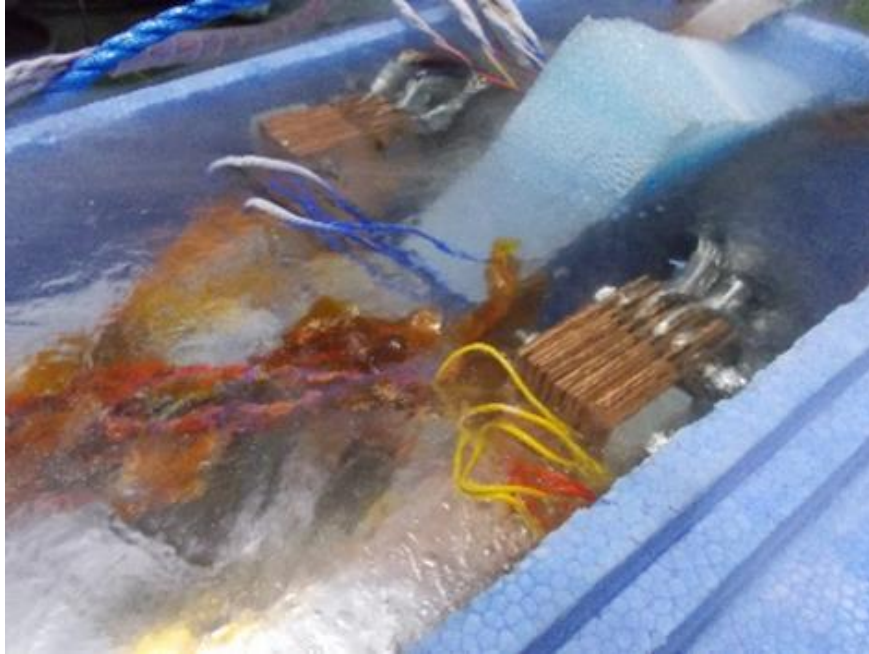


図 3.6 電圧タップの外観。全ての HTS 素線にはんだ付けした。



(a) 実験系の外観



(b) 液体窒素浸漬

図 3.7 WISE ソレノイド (I) の実験系の写真

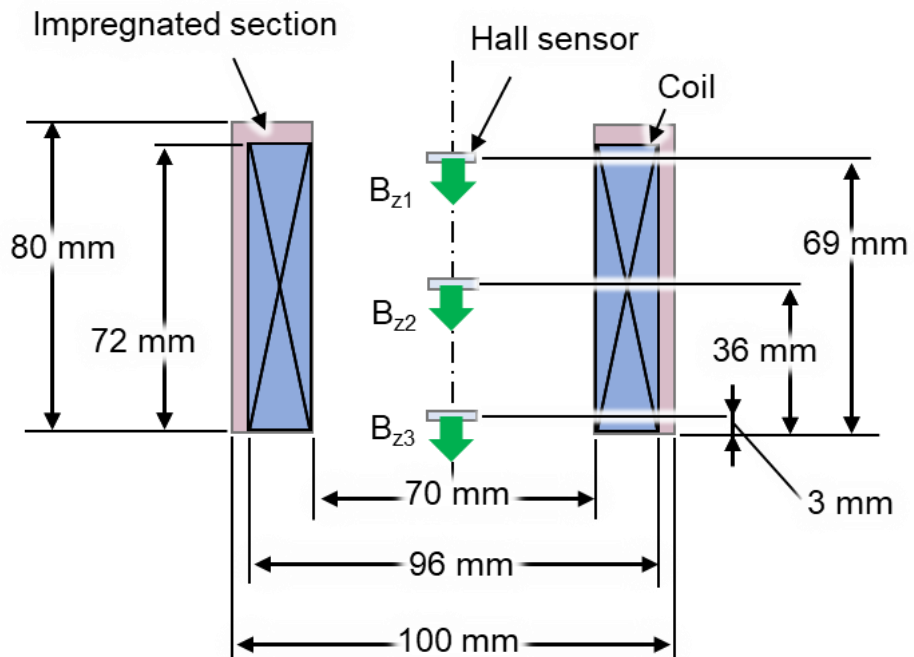


図 3.8 WISE ソレノイド (I) におけるホールプローブの位置

3.3.4 励磁試験の結果

3.3.4.1 コイル中心磁場

含浸前および含浸後に $I_{cs}=100\text{ A}$ のフラットトップをとる励磁試験を行った。低融点金属含浸の前では巻線間の抵抗が十分大きく印加電流と周回電流は等しいと考えられる。したがって、含浸前後の磁場強度を比較し、一致すれば含浸後のコイルの成立性を議論することができる。図 3.9 に含浸する前の後の磁場の時間発展を示す。ただし、図示した磁場強度は B_{z2} である。ランプアップレートは 10 A/s とした。破線が含浸前、実線が含浸後である。含浸前の状態において、導体間を積極的に絶縁しているわけではないが、励磁時の時間遅れもなくほとんどの素線は超伝導状態であったことから、 $I_{cs}=I_0$ と考えて問題ない。含浸前後の 100 A フラットトップにおける測定値はいずれも予測値 (0.027 T) とよく一致しており、含浸の前後で磁場強度の低下がないことから、WISE ソレノイド (I) は HTS コイルとして機能したことを示すことができた。特に、含浸後は無絶縁コイル特有の減励磁の時間遅れが顕著にあらわれている。なお、 B_{z1} および B_{z3} の測定データは冷却サイクル試験にて示す。

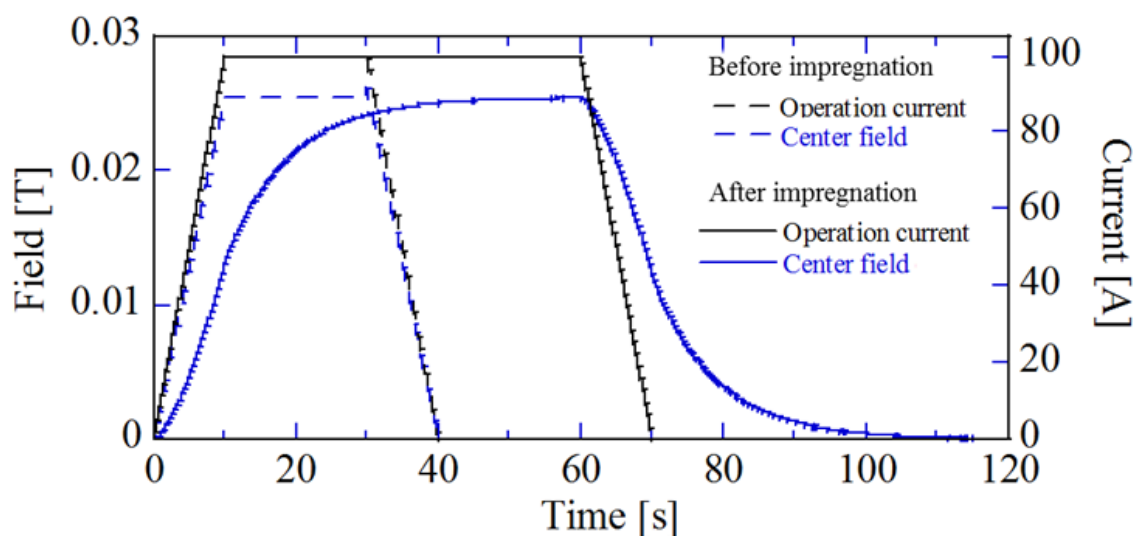


図 3.9 100 A の電流印加に対する低融点金属含浸前後の励磁波形の比較

3.3.4.2 素線両端電圧 V_{tape}

$I_{cs}=100$ A のフラットトップの励磁試験における各素線の両端電圧の時間発展を図 3.10 に示す。一本の素線（#3）が常伝導成分に由来する電圧が発生しているが、成立性の検証という目的に際して特段問題はないと考え試験を続行した。含浸前は $t=0$ s から 10 s で典型的なインダクティブ電圧がみられる。10 A/s の励磁時のインダクティブ電圧の平均値を図 3.11 に示す。全ての素線はほぼ 0.3 mV であるから、WISE ソレノイド（I）のインダクタンスは

$$L_{s1} = \frac{V_{s1}}{\left(\frac{dI_{\theta}}{dt}\right)} = 30 \mu\text{H}$$

と見積もることができる。これは予想値（26 μH ）より若干大きな値である。予想値の見積もりにおいて、ソレノイドの半径は WISE 導体の中心の値を採用したが、ここで、素線がフレキシブルチューブ内で外側に偏ることを考慮して計算する。導体内の電流中心の偏りを 2 mm として計算すると、

$$L_{\text{inside, correct}} = 6.6 \mu\text{H}$$

$$L_{\text{outside, correct}} = 8.5 \mu\text{H}$$

$$L = 2 L_{\text{inside}} + 2 L_{\text{outside}} \sim 30 \mu\text{H}$$

となり、実測値（30 μH ）とよく一致する。磁場精度が求められるマグネットに WISE 導体を適用する場合は、以上の観点から電流中心を補正する必要がある。一方、今回用いた内径 5.2 mm のフレキシブルチューブに収まる HTS テープ線材の積層数は厚さ 0.2 mm で約 30 枚であり、WISE ソレノイド（I）で用いた導体の積層数である 10 枚では隙間が生じた。この隙間が電流中心の偏りの原因と考えられるため、積層数を大きくとり隙間を減らすことで電流中心の偏りは解消すると考えられる。

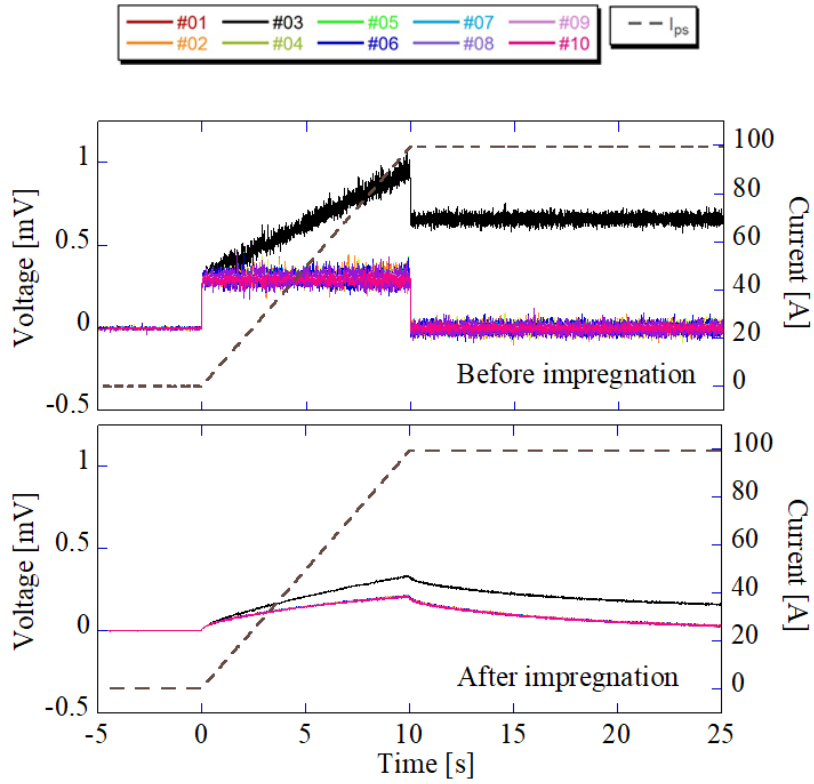


図 3.10 WISE ソレノイド (I) の 100 A 励磁実験における素線間電圧の時間発展

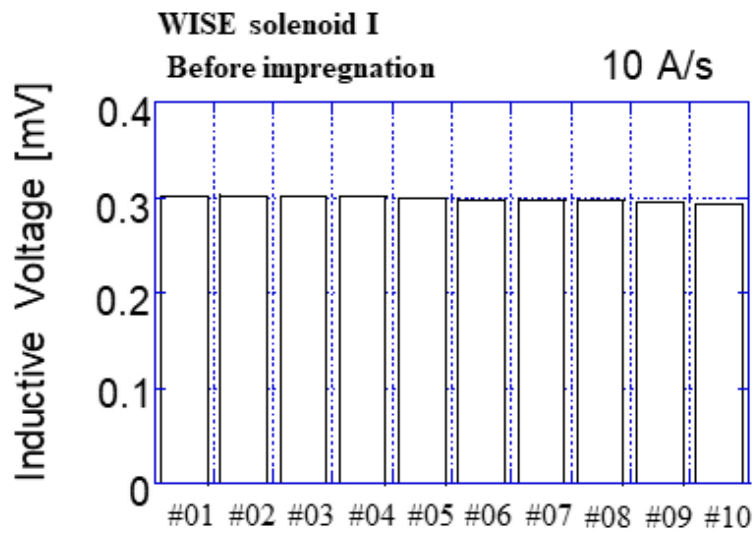


図 3.11 素線間電圧から取得したインダクティブ電圧

3.3.4.3 冷却サイクル

冷却サイクル試験を実施したところ、2回目以降の励磁試験で素線の破損が観測された。図 3.12 に初回から4回目の励磁試験における 10 A/s 励磁の素線電圧波形を示す。初回とは図 3.10 の励磁波形と同じ実験時期であり、2回目とは十分な時間をかけて室温に昇温した後に再度液体窒素浸漬した試験時期を示す。フラットトップの電流値は $I_{ps}=291\text{ A}$ であった。図 3.12 (a) に示す初回の冷却時では # 3 の素線のみが劣化を持つのみであり、この劣化は含浸前から有していたため低融点金属含浸工程時の劣化と考えにくい。しかし、図 3.12 (b) に示す2回目の励磁からは 10 本の HTS 素線のうち 6 本 (# 1、# 3、# 6、# 7、# 9、# 10) から劣化による常伝導電圧が発生した。 $I_{ps}=291\text{ A}$ のフラットトップ時の素線電圧の大きさを図 3.12 に示す。劣化は2回目で大きく生じ、3回目でさらに若干大きくなっているように見えるが、それ以降はほとんど進まずに飽和した。このことから、初回試験後の 77 K から室温への昇温時に損傷が生じたと推察することができる。

図 1 4 は各冷却サイクルにおける励磁時の磁場強度の時間発展である。ランプアップレートとフラットトップの電流値は、図 12 と同様に 10 A/s および $I_{ps}=291\text{ A}$ としたフラットトップ時の到達磁場強度は2回目の冷却サイクルから低下しており、導体の常伝導抵抗成分があるために無絶縁コイル特有のターン間方向への電流経路に印加電流が迂回することで磁場に寄与する周回電流が減少したことがわかる。励磁の時間遅れについては、3回目から小さくなっている。このことから、素線と低融点金属の接触状態が冷却サイクルによって接触抵抗率が大きくなるように変化しているといえる。 B_{z1} と B_{z3} はコイルの幾何形状によれば同じ値が得られるべきだが、端部側である B_{z3} は B_{z1} に比べて小さな値となっている。これは WISE ソレノイド (I) の端部側において巻き崩れが生じていたことが原因と考えている。実用コイルにおいて磁場精度を求められる場合は、フレキシブルチューブの軌道を拘束する方法が必要である。

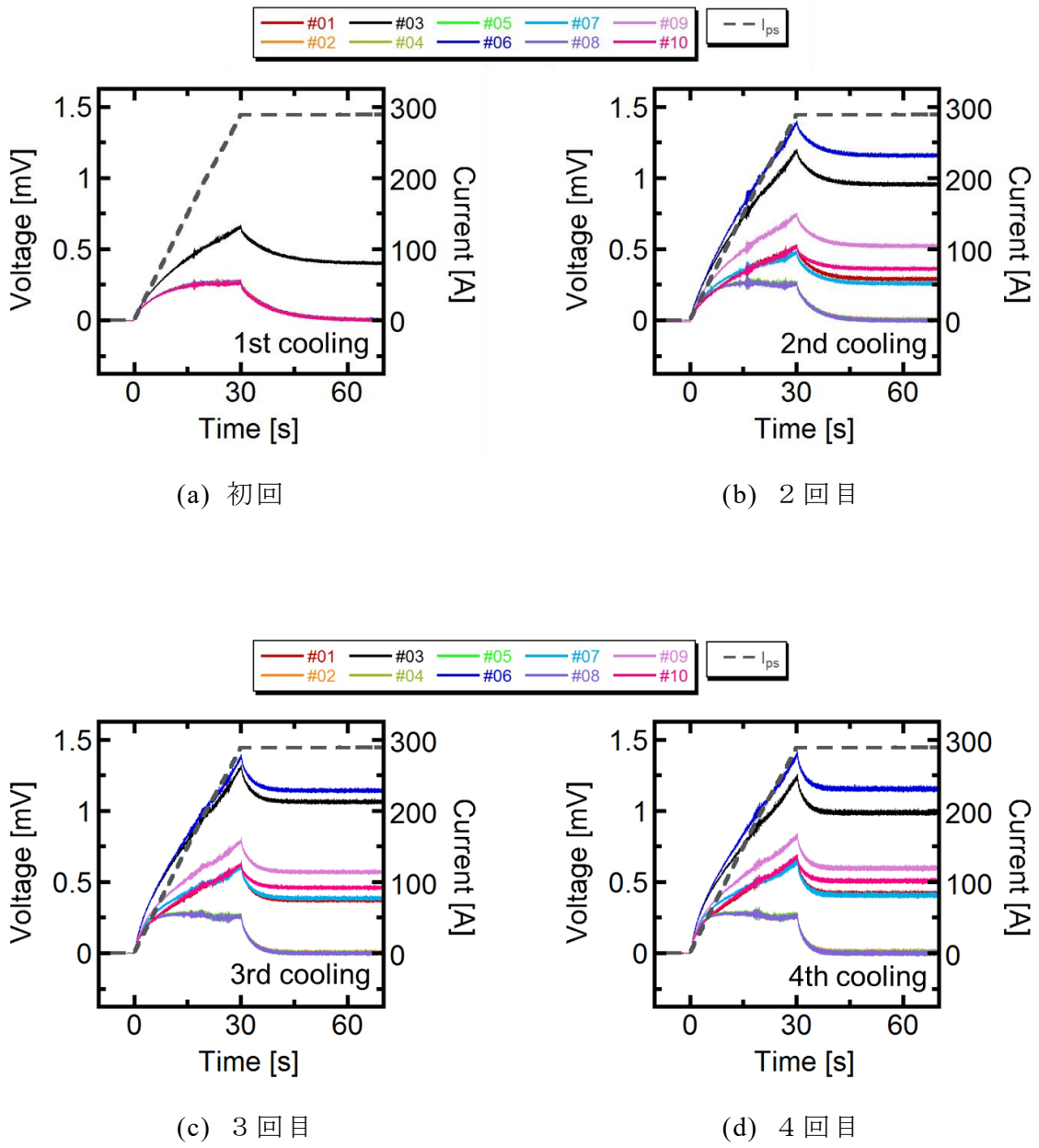


図 3.12 WISE ソレノイド (I) の冷却サイクルに対する電圧応答の変化

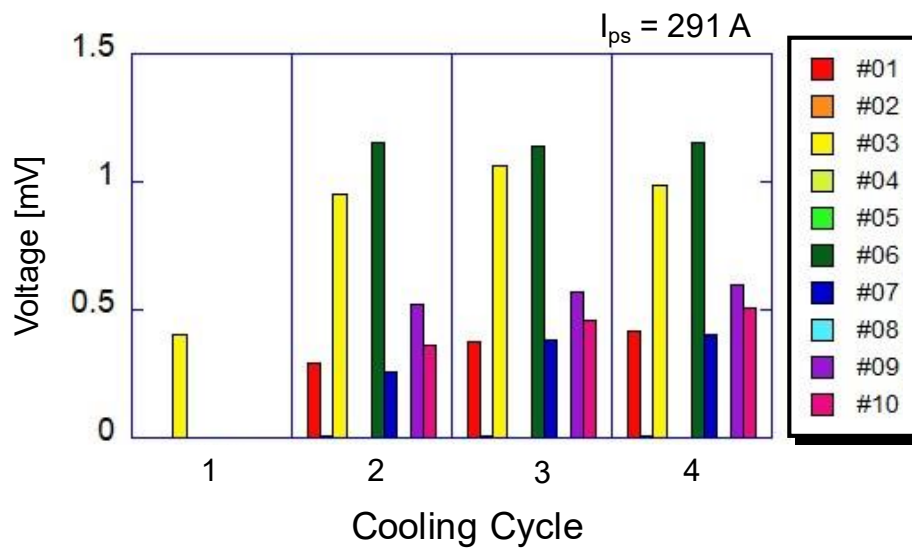


図 3.13 素線間電圧から生じた常伝導成分レベル

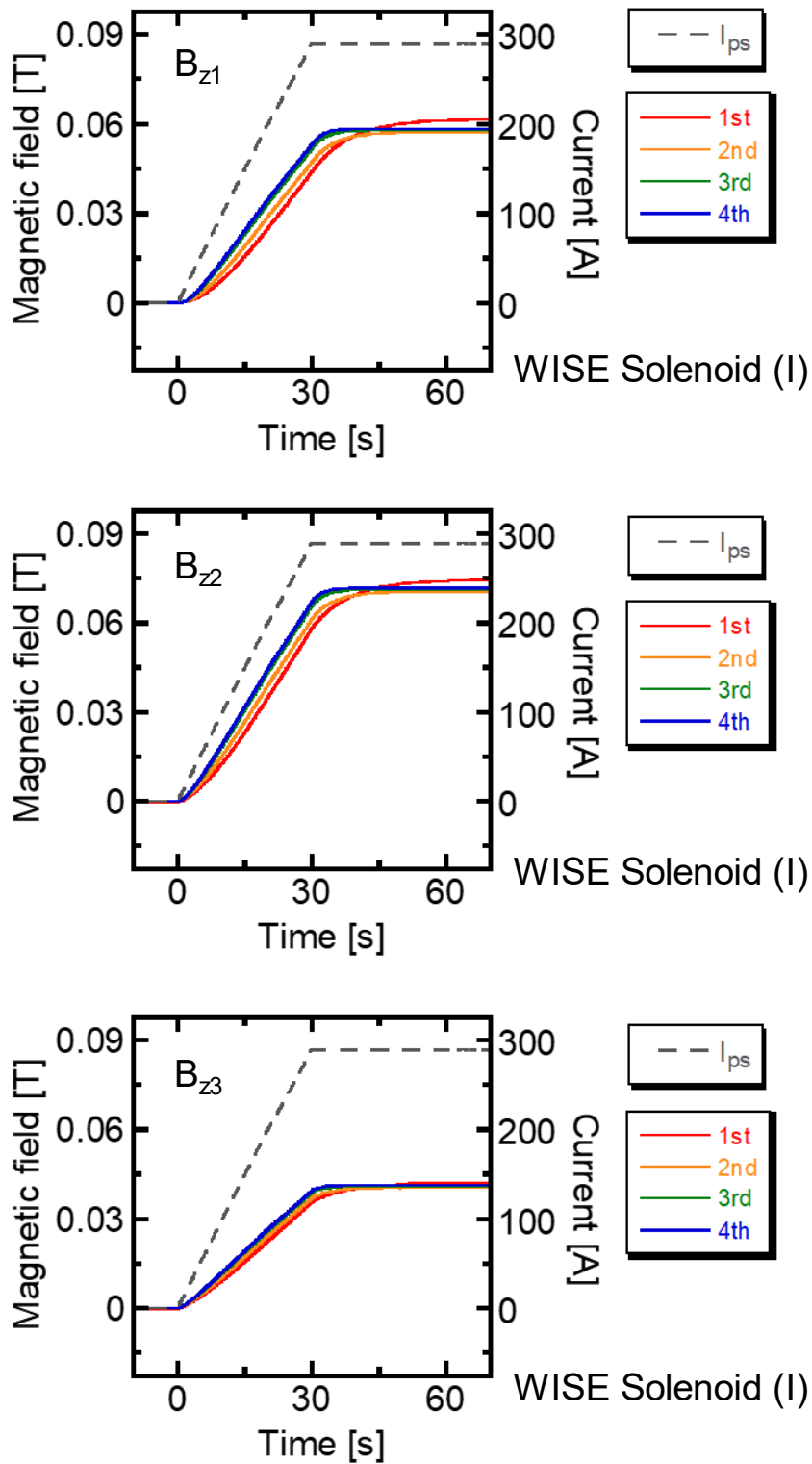


図 3.14 WISE ソレノイド (I) の冷却サイクルに対する磁場応答の変化

3.3.5 WISE ソレノイド（I）の特性解析

取得した励磁波形を用いて無絶縁コイルとしての特性を解析する。導体の劣化抵抗を考慮した集中定数回路モデルは、

$$V_0 = L_0 \frac{dI_\theta}{dt} + R_\theta I_\theta = R_c I_b \quad (3.1 \text{ 式})$$

$$R_\theta = R_{\text{deg}} + R_{\text{spr}} \quad (3.2 \text{ 式})$$

$$I_\theta = I_{\text{ps}} - I_b \quad (3.3 \text{ 式})$$

という回路方程式であらわすことができる。回路モデルを図 3.15 に示す。ここで、 V_0 はコイルの両端電圧、 L_0 はインダクタンス、 I_θ は周回電流である。 $(R_{\text{deg}} + R_{\text{spr}})$ は WISE 導体に沿った抵抗成分であり、 R_{deg} は常伝導抵抗成分、 R_{spr} は超伝導の非線形抵抗成分をあらわす。 R_c は無絶縁コイルの特徴抵抗値、 I_b は迂回電流である。 I_θ はコイルの作る磁場 B_z に寄与する電流であるから、

$$B_z = g I_\theta \quad (3.4 \text{ 式})$$

である。 g は比例定数であり、低融点金属含浸前の通電試験から取得した。このモデルを用いて WISE ソレノイド（I）の R_c と R_{deg} を求める。印加電流値が十分小さければ R_{spr} は無視することができるとして、(3.1 式) ~ (3.4 式) から

$$V_0 = \frac{L_0}{g} \frac{dB_z}{dt} + R_{\text{deg}} \frac{B_z}{g} = R_c \left(I_{\text{ps}} - \frac{B_z}{g} \right) \quad (3.5 \text{ 式})$$

である。(3.5 式) のうち R_c と R_{deg} をフィッティングパラメータとして、励磁波形にあわせると図 3.16 のようになる。ただし、 V_0 のフィッティングには劣化のない素線（#4）の素線間電圧を、 B_z のフィッティングには B_{z2} を用いた。フィッティングパラメータとして推定した R_c と R_{deg} を図 3.16 に示す。励磁波形から議論したとおり、導体の劣化は 2 回目の冷却時に大きく生じている。 R_c の変化は導体の劣化と無関係に 2 回の冷却サイクルをかけて増加している。解析からも熱収縮と熱膨張により素線と低融点金属の接触状態が変化していることがみてとれる。

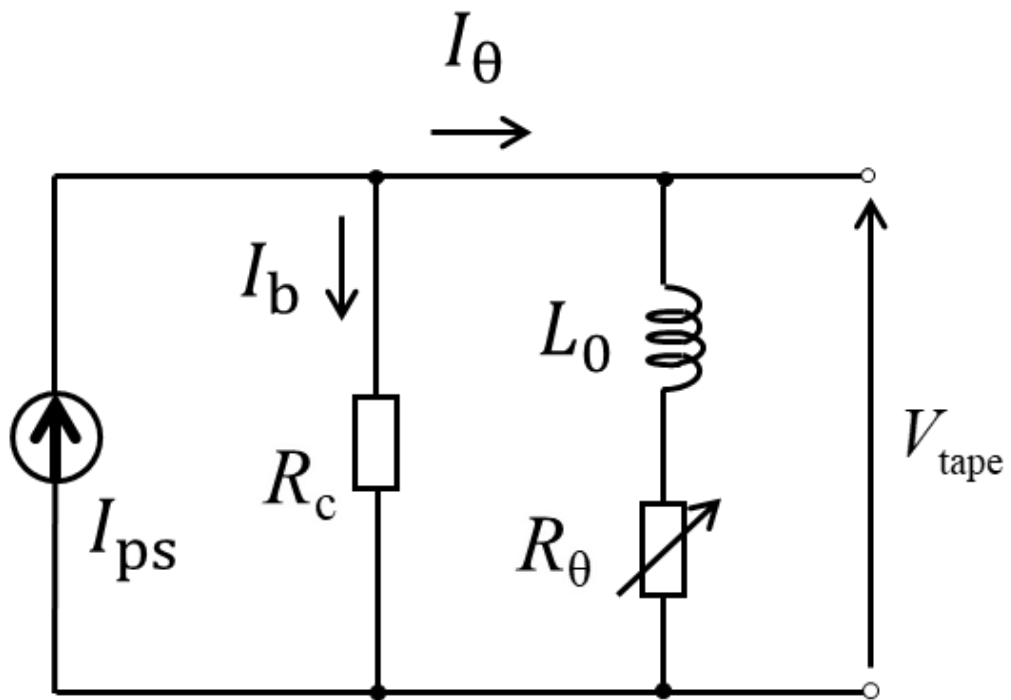
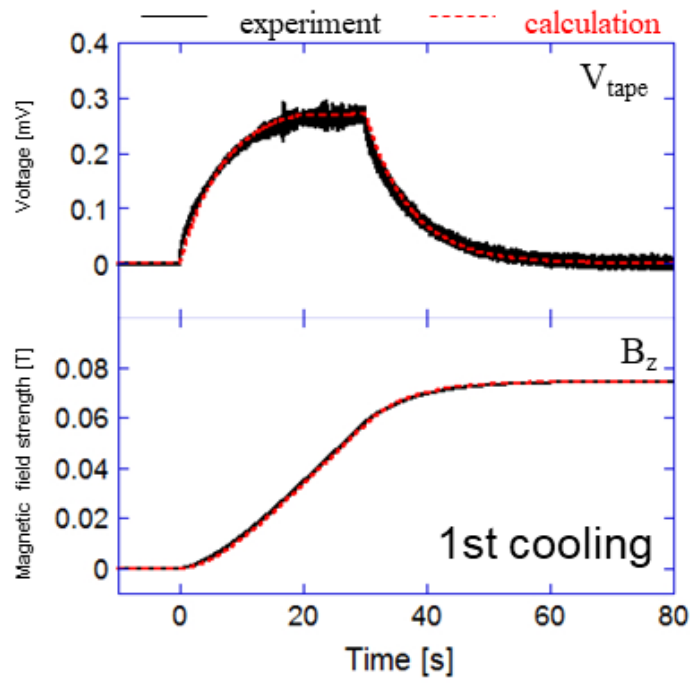
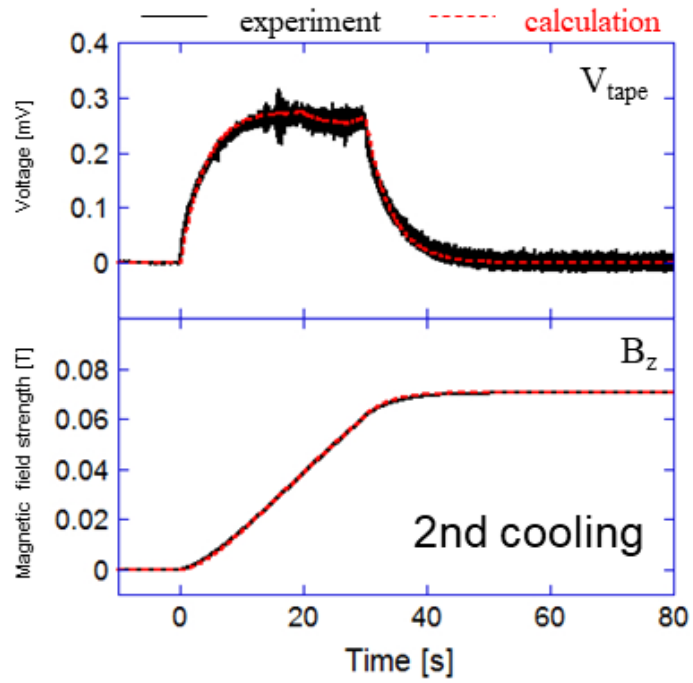


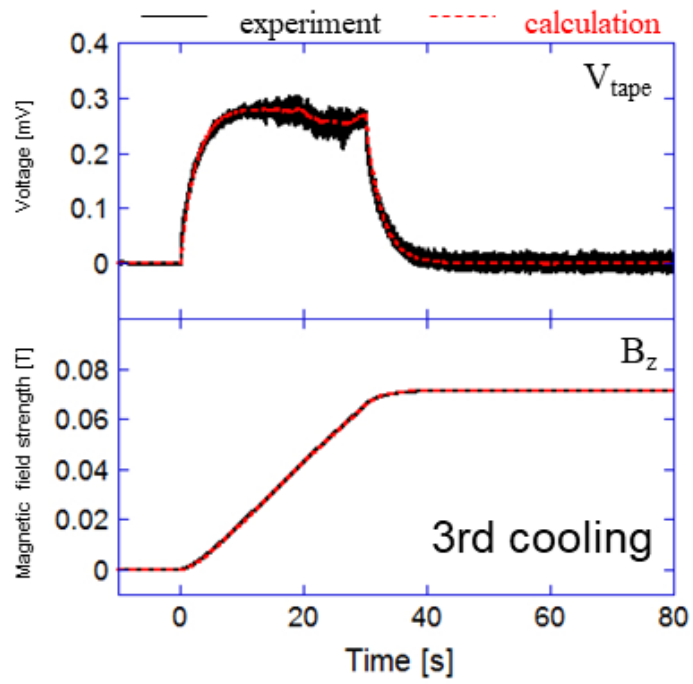
図 3.15 集中定数回路の解析モデル



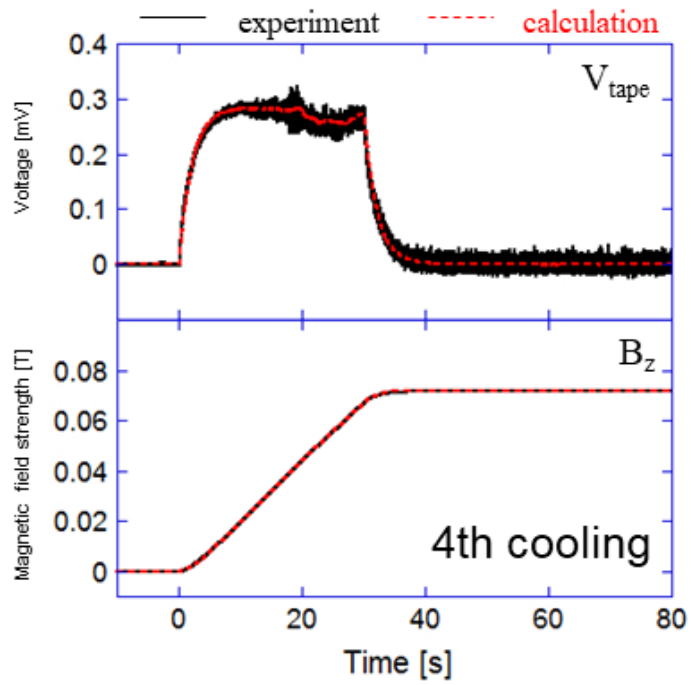
(a) 初めての冷却時



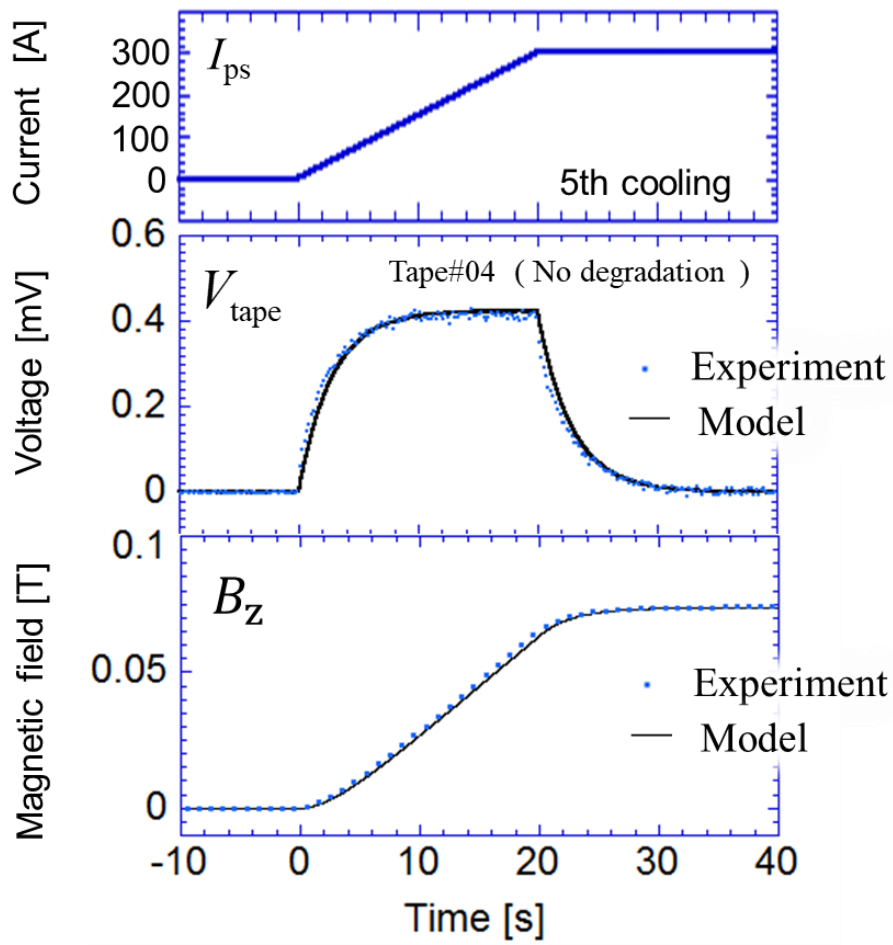
(b) 冷却 2 回目



(c) 冷却 3 回目

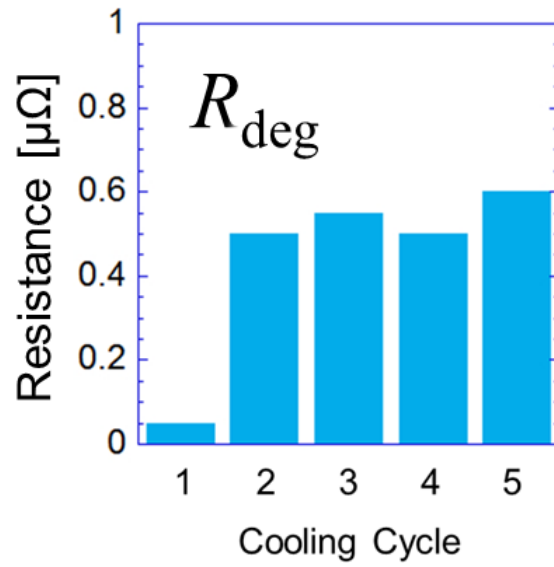


(d) 冷却 4 回目

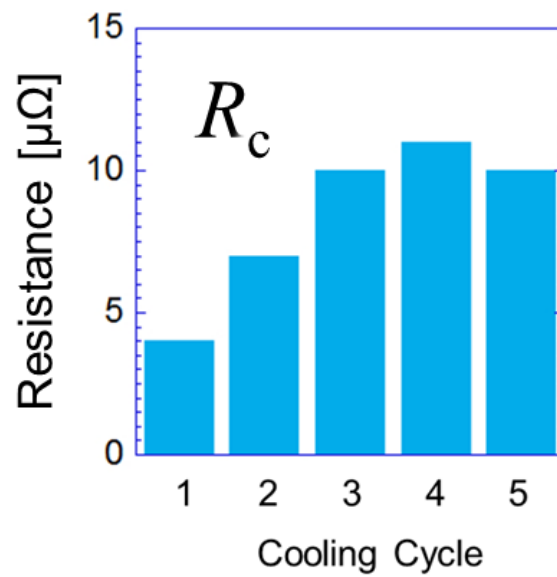


(e) 冷却 5 回目

図 3.16 励磁波形に対する回路モデル計算のフィッティング



(a) WISE 導体の劣化抵抗 R_{deg} の冷却サイクルに対する変化



(b) WISE ソレノイド (I) の無絶縁コイルの特征的抵抗値 R_c の冷却サイクルに対する変化

図 3.17 冷却サイクルに対する WISE ソレノイド (I) の状態の変化

3.3.6 WISE 導体の通電特性の解析 (I)

5 回目の冷却時、導体の臨界電流値を確認するために WISE ソレノイド (I) に対して導体の臨界電流値を超えると予想される大きさの印加電流を加え挙動を調査した。ランプアップレートは 5 A/s とし、いくつかのフラットトップ電流値で試験した。印加電流に対する磁場および素線間電圧の応答波形を図 3.18 に示す。800 A フラットトップではクエンチは生じず、850 A で WISE ソレノイド (I) の電圧は急激に上昇した。この振る舞いは、ランプアップ中ではなく 850 A のフラットトップを維持している間に徐々に電圧が上昇し、あるとき急峻に電圧が上昇するという挙動であった。励磁試験中は素線間電圧を監視し 10 mV が 0.5 秒続いたときに電源に 0A 指令を与えるインターロックを設定していた。そのため、電圧の急上昇の後にインターロックが作動し、急速に印加電流値が落ちている。850A に到達してから電圧の上昇が観察できるが、電圧の急上昇が生じるまで 25 秒以上かかっており、常伝導領域の成長の速さが非常に遅いことがわかる。このようにある瞬間から突然電圧が上昇するというのは、HTS 線材の集合化導体の特有な挙動であると考えられる。

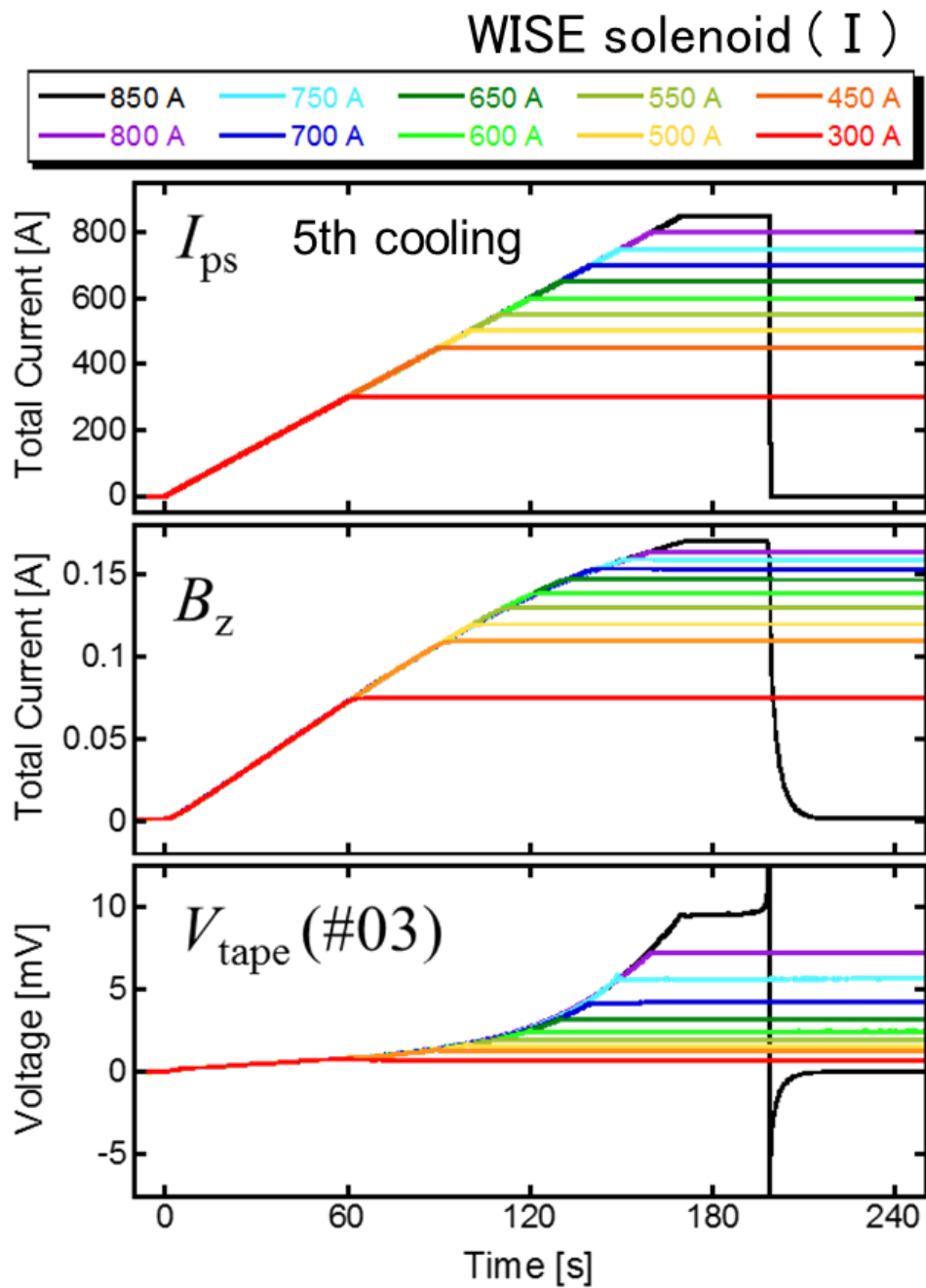


図 3.18 種々の印加電流値に対する磁場および素線間電圧の応答波形

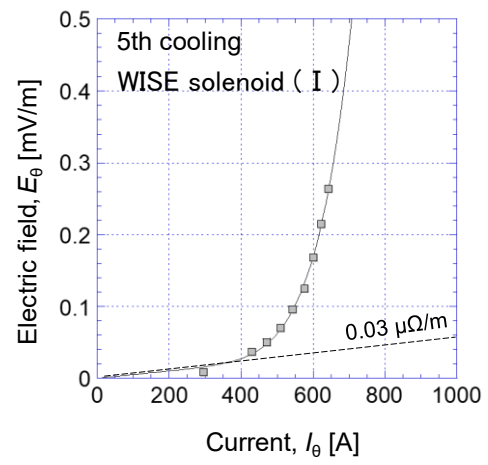
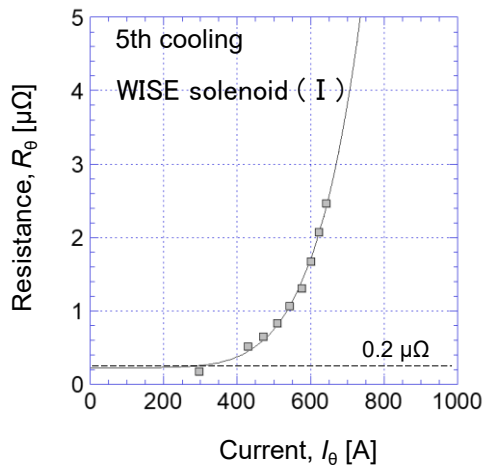
(1) 式と (4) 式を組み合わせ、定常状態とすれば、導体に沿った抵抗成分は、

$$R_{\theta} = R_c \frac{\frac{I_{ps}-B_z}{g}}{\frac{B_z}{g}} \quad (3.6 \text{ 式})$$

で求めることができる。磁場測定値 B_z と励磁波形から求めた R_c を用いれば、図 3.18 の定常状態の値から各フラットトップ電流値 I_{ps} に対する R_{θ} を求めることができ、さらに I_{θ} は磁場測定値 B_{z2} から (3.6 式) を用いて求めれば、WISE 導体の通電特性が得られる。また、導体長 $l_{cnd}=6 \text{ m}$ として、

$$E_{\theta} = R_c I_b / l_{cnd} = R_c \left(\frac{I_{ps}-B_z}{g} \right) \quad (3.7 \text{ 式})$$

から電界-電流特性を得ることができる。このようにして取得した WISE solenoid (I) として巻線した WISE 導体の通電特性を図 3.19 に示す。実線は次式で表される n 値モデルを用いたフィッティングカーブである。この方法で得た導体の常伝導抵抗値は $0.2 \mu\Omega$ であるが、励磁波形 (過渡波形) から得た R_{deg} は $0.6 \mu\Omega$ と、差異があった。WISE ソレノイド (I) が許容した最高電流密度は、77 K の運転温度で $620 \text{ A} / 36 \text{ mm} = 17 \text{ A/mm}^2$ であった。



(a) 抵抗-電流特性

(b) 電界-電流特性

図 3.19 WISE ソレノイド (I) に巻線した WISE 導体の通電特性

表 3.1 WISE ソレノイド (I) の R_c および巻線した WISE 導体の導体特性

(n 値モデルフィッティング)

R_c	10 $\mu\Omega$
R_{deg}	0.2 $\mu\Omega$
I_c	574 A
n 値	7.3

3.3.7 低融点金属含浸された巻線の断面観察

WISE ソレノイド (I) をウォーターカッターで切断し断面を観察した。断面写真を図 3.20 に示す。巻線のフレキシブルチューブ内、特に上部において含浸不良と考えられる隙間が見受けられた。この隙間は導体の常伝導抵抗成分の原因であることが考えられ、対策としては真空含浸することで隙間なく含浸することができるだろう。また、巻線外側に素線が偏っていることもわかる。導体の電流中心を外側に補正したことはこの断面観察を踏まえてのことであった。今回は手作業で巻線を行ったため巻き崩れが散見される。WISE 巻線では張力管理の必要がないことが良好な製作性に関する特徴のひとつであるが、巻き崩れを防止するためにフレキシブルチューブの張力を管理することが必要だと考えられる。

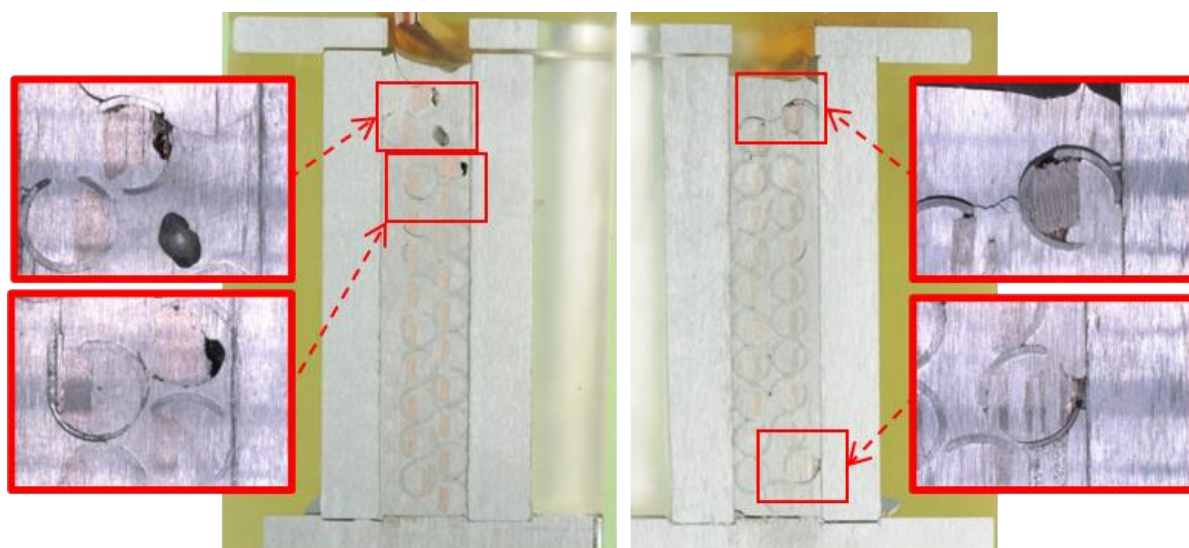


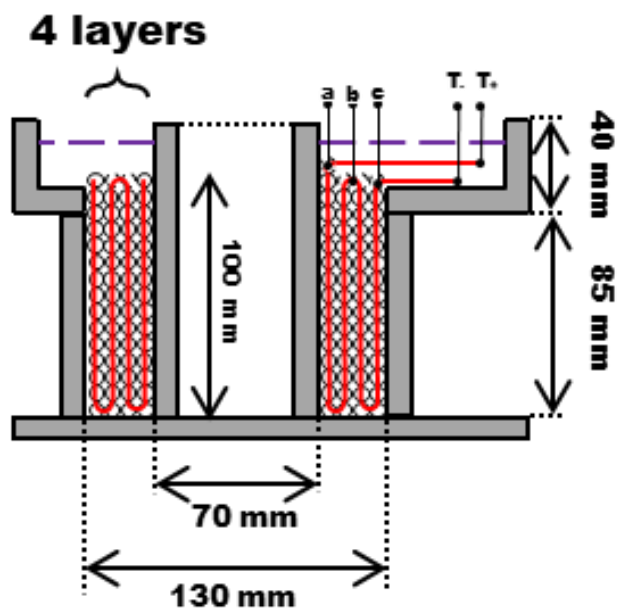
図 3.20 WISE ソレノイド (I) の断面

3.4 WISE ソレノイド (Ⅱ)

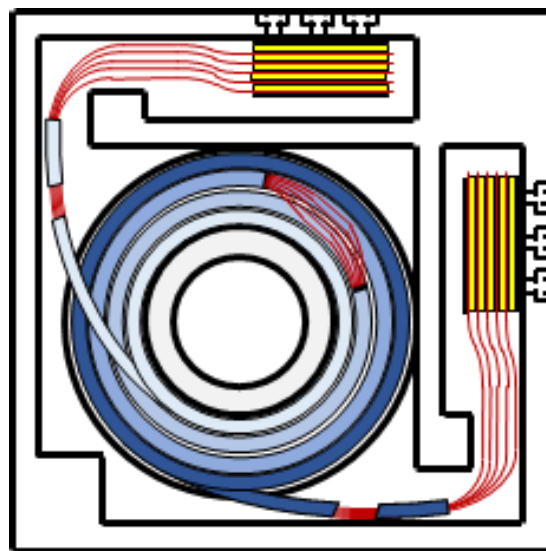
WISE ソレノイド (Ⅱ) では WISE ソレノイド (Ⅰ) の製作方法を改良した。特に、導体端部において素線が低融点金属の含浸界面に入り込む構造を廃し、導体端部を含む全ての HTS テープ線材 (SuperOx 社製の型番 ST-4-100-Cu (臨界電流値 $I_c > 100$ A, 自己磁場中)) が低融点金属で含浸されるような構造にした (図 3.21 に WISE ソレノイド (Ⅱ) の外観 (含浸前) を示す)。WISE ソレノイド (Ⅱ) では (Ⅰ) と同様の励磁試験を実施し、WISE 導体の通電特性の再現性を検証した。仕様は概ね WISE ソレノイド (Ⅰ) に準拠している。図 3.22(a) のように巻線形状は連続巻きの 4 層レイヤー巻きソレノイドとし、ターン数は合計で 60 ターンとした。巻線に使用した WISE 導体は WISE ソレノイド (Ⅰ) と同様に 10 枚の HTS テープ線材を集合化したものであり、長さは 18 m であった。



図 3.21 WISE ソレノイド (Ⅱ) の外観 (含浸前)



(a) 断面の概略図



(b) 上側からみた概略図

図 3.22 WISE ソレノイド (II) の概略図

3.4.1 WISE ソレノイド（Ⅱ）の製作

WISE ソレノイド（Ⅰ）と同様に手作業で巻線を行った後、低融点金属で含浸した。図 3.23 に低融点金属で含浸する前と後の外観を示す。導体の端部は無酸素銅の銅板で HTS 素線一枚一枚をはさみこんで構成した。先述のとおり WISE ソレノイド（Ⅰ）と異なり電流導入端部も完全に含浸したが、素線に電流が導入されるように電流導入端部の近くの低融点金属と含浸容器の間にはポリイミドテープを貼り付けた。含浸時の温度は 100℃であった。

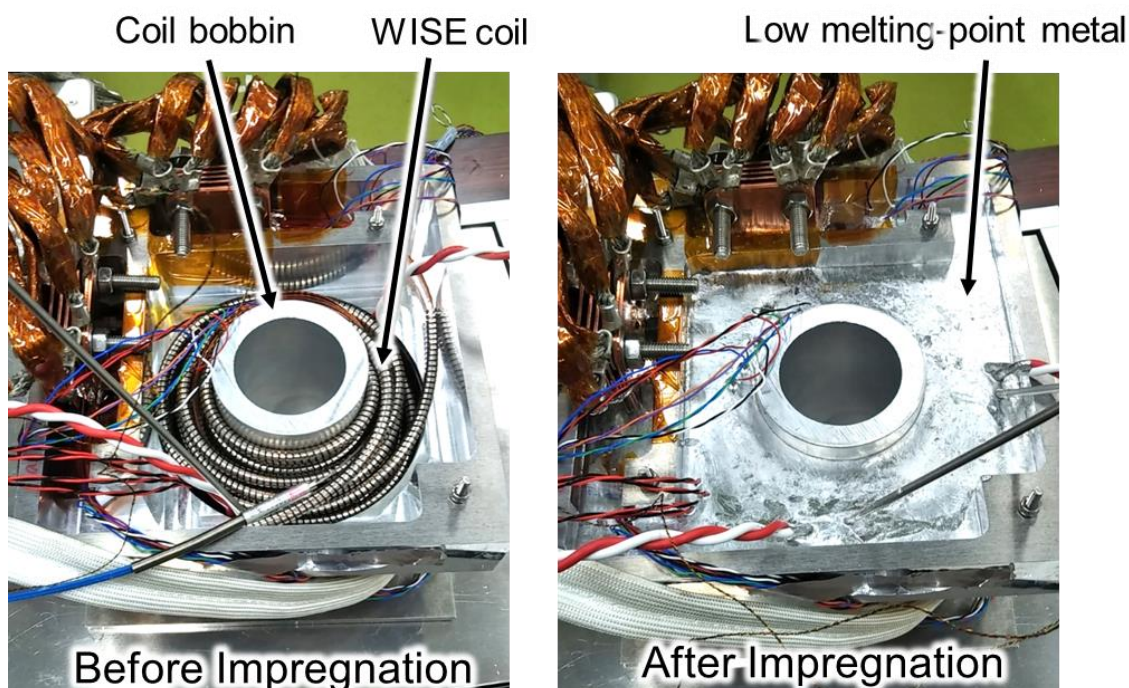


図 3.23 WISE ソレノイド（Ⅱ）の低融点金属含浸前後の外観

3.4.2 励磁試験系の概要

図 3.24 と図 3.25 に励磁試験のセットアップの概略図を示す。10 枚の HTS 素線すべてに電圧タップを設けて素線間電圧を測定した。印加電流 I_{ps} はシャント抵抗を用いて測定した。ボア内には 4 つのホールプローブを設置して周回電流がつくる磁場を測定した。試験温度は 77 K（液体窒素浸漬）とした。

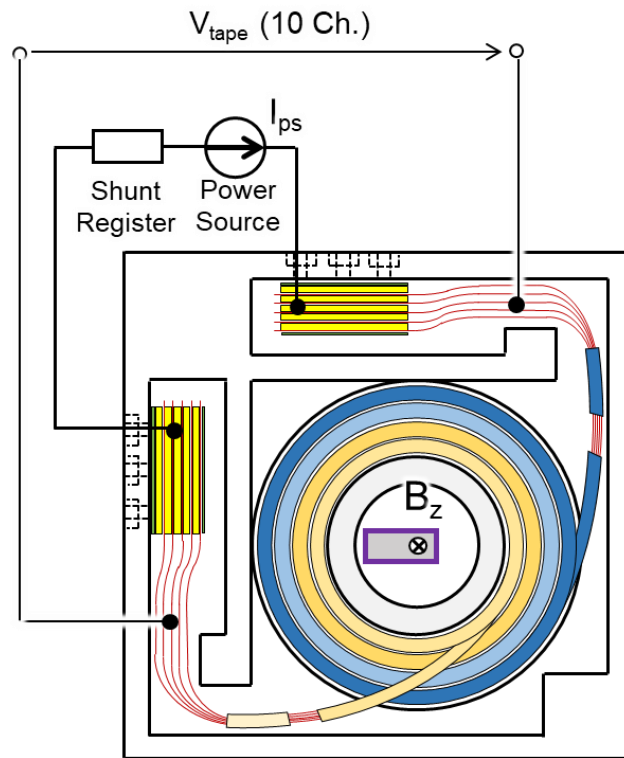


図 3.24 WISE ソレノイド (II) の励磁試験における測定の概要

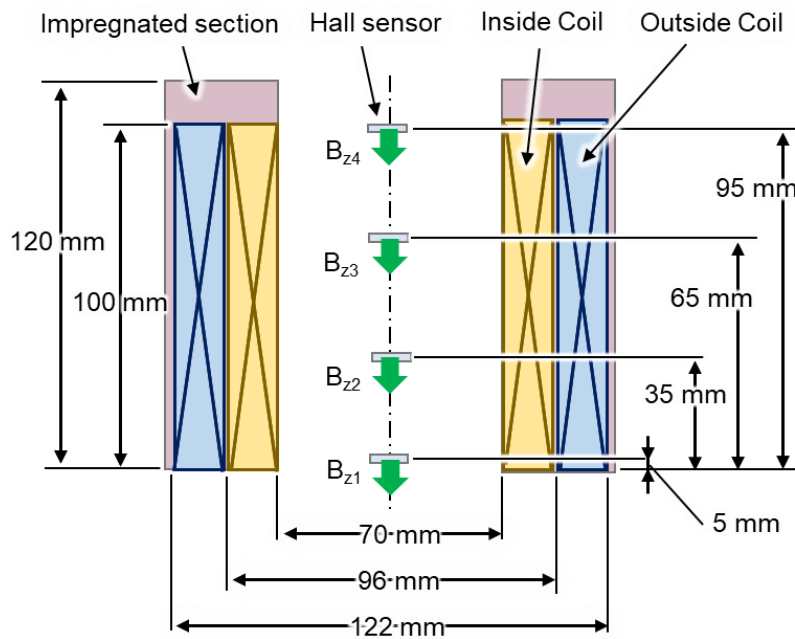


図 3.25 WISE ソレノイド (II) におけるホールプローブの設置位置

3.4.3 励磁試験の結果

3.4.3.1 含浸前の励磁試験

インダクタンスの取得および素線の検査のために含浸前に通電試験を実施した。時間発展波形を図 3.26 に示す。10 A/s のランプアップレートで電流を上昇はとし、コイルが焼損しないように電流を落とした。#01 の素線のみ常伝導抵抗成分が確認され、他の素線は印加電流値に対する電圧発生時期にばらつきがあった。t = 0 から 20 s の素線間電圧波形より、インダクティブ電圧は 2 mV と読み取れるため、コイルのインダクタンスは

$$L_{s2} = \frac{V_{s2}}{\left(\frac{dI_{\theta}}{dt}\right)} = \frac{2 \text{ mV}}{10 \frac{\text{A}}{\text{s}}} \sim 2 \times 10^2 \mu\text{H}$$

と求めることができる。

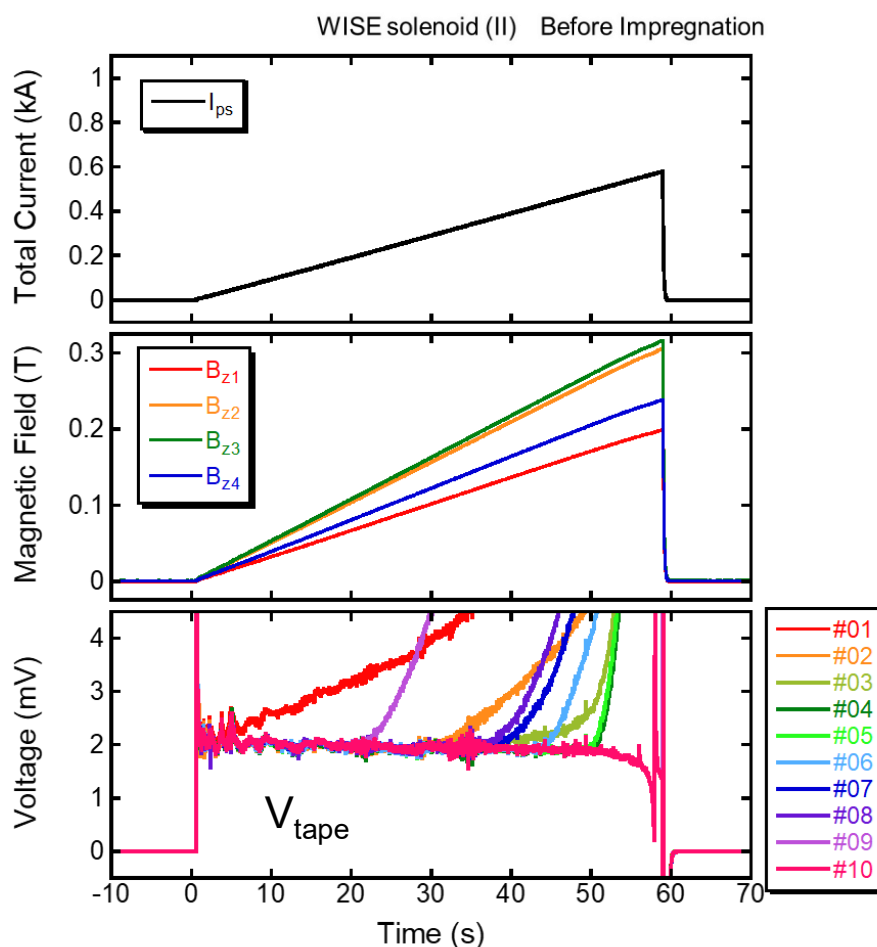


図 3.26 WISE ソレノイド（II）の含浸前の通電波形

このとき、(3.4式)より、印加電流に対する各磁場測定点に対する比例係数 $g_1 \sim g_4$ について、図 3.26 の波形から調べると、図 3.27 のようになる。印加電流値が 0.5 kA より大きなところでは、 g はやや減少しているようにみえるが、これは電磁力により巻線がコイル外側に寄せられたことによると考えられる。

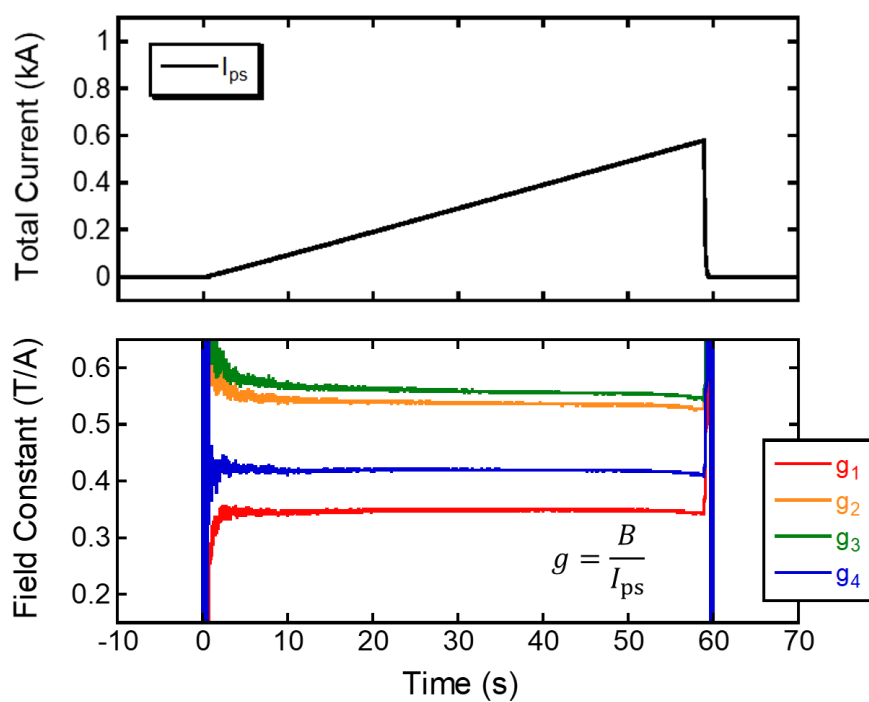


図 3.27 各磁場測定点における印加電流に対する磁場強度の比例係数

3.4.3.2 含浸後の励磁試験

図 3.28 に低融点金属含浸後の励磁試験の時間発展波形を示す。10 A/s のランプアップレート、フラットトップは $I_{ps}=300$ A とし、十分な時間が経過した後電源に 0A 指令を与えて急速減磁した。含浸前では 300 A 通電時の磁場強度 B_{z3} は 0.17 T であったが、含浸後ではフラットトップの飽和値も 0.17 T であったことから印加電流はほとんど周回電流へと導入できたことがわかる。しかし、素線間電圧 V_{tape} によれば 10 本中 5 本の素線で常伝導抵抗成分を確認した。電流導入部を含浸することで素線の劣化を防ぐことはできないようである。一方で、印加電流はほとんど周回方向へと流れており、金属端部もあわせて低融点金属で含浸しても電流を導入する役割を果たすことがわかった。

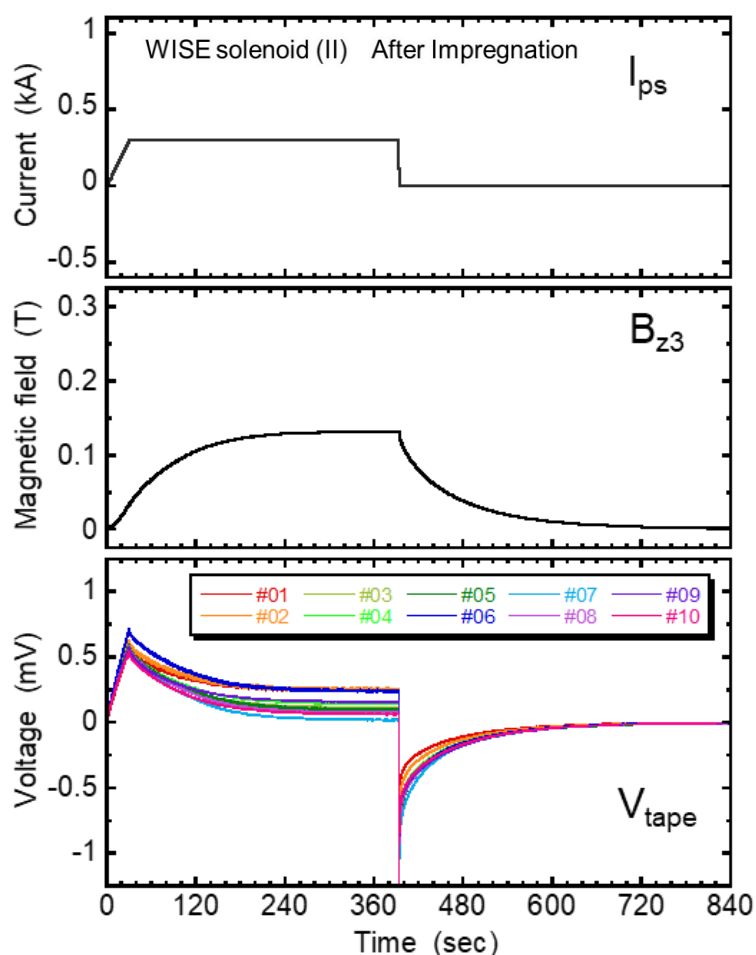
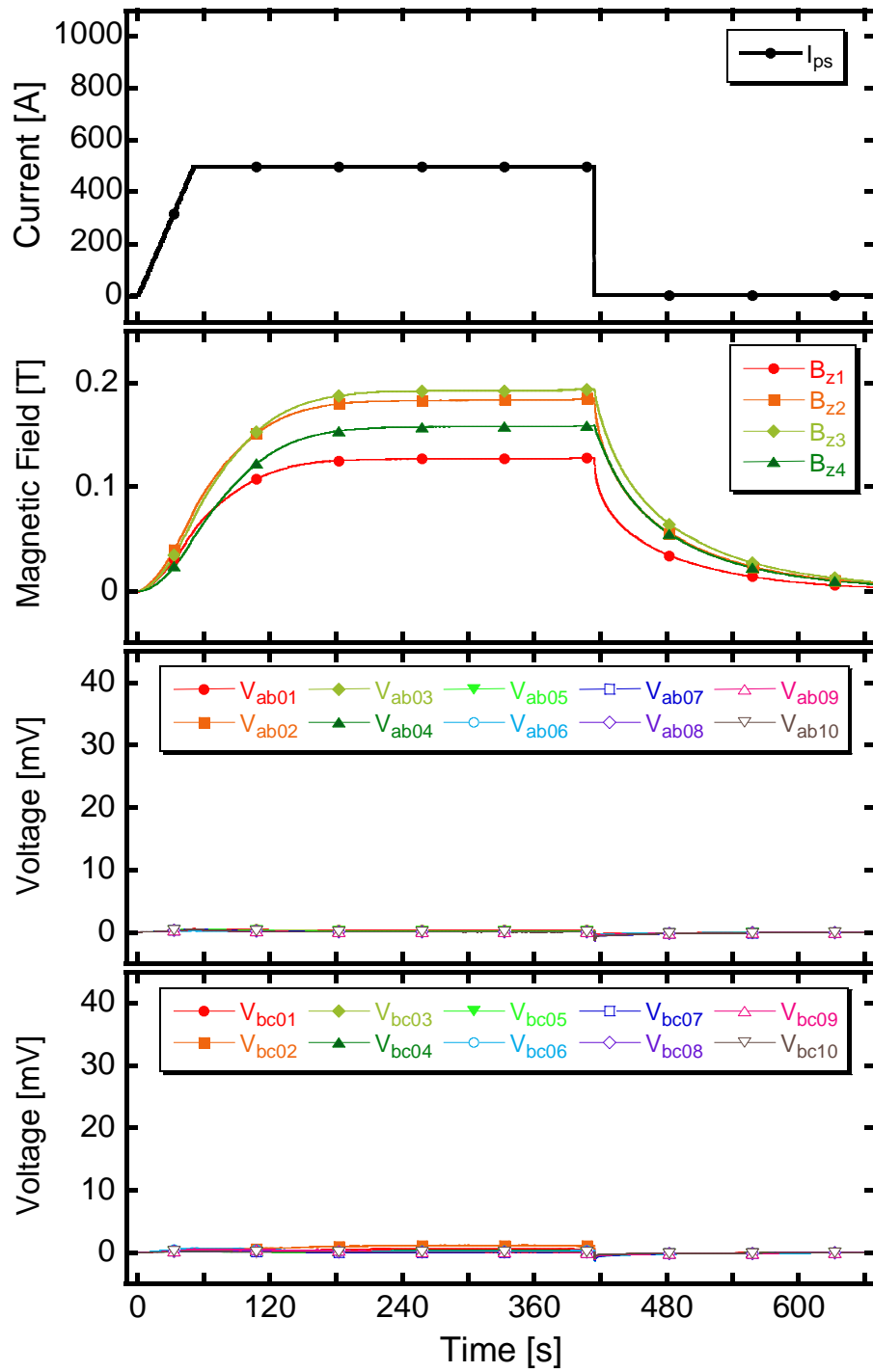
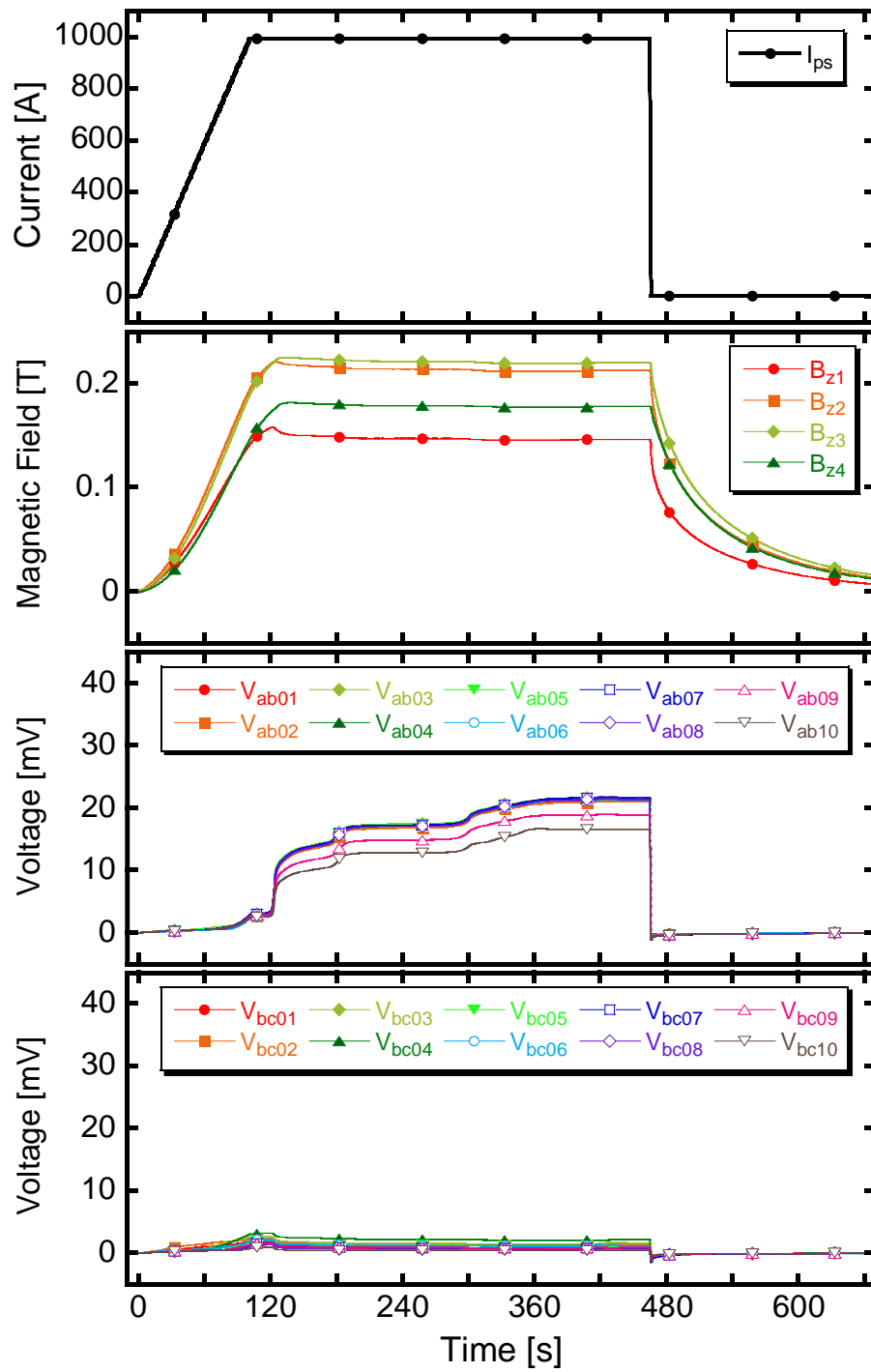


図 3.28 WISE ソレノイド (II) の低融点金属含浸後の励磁波形

WISE ソレノイド (II) は 4 層レイヤー巻きであるが、内側 2 層が上部に折り返した巻線の素線に半田づけを行い内側 2 層と外側 2 層のそれぞれの素線間電圧がわかるように電圧タップを設けた。図 3.29 に $I_{ps}=500\text{ A}$ および $I_{ps}=1\text{ kA}$ の励磁試験の時間発展波形を示す。500 A 励磁の波形は典型的な無絶縁コイルの挙動をしており、定常状態に達するまで数分を要するほどの時定数を有していた。1 kA 励磁は過電流状態であり、 I_{ps} が 1 kA に達した後に素線間電圧が増大している。この挙動は常伝導領域が次第に成長しているものと考えられる。この電圧の増大は内側 2 層 (V_{ab}) でのみ生じていた。電圧が上昇するとき、上部側の B_{z1} および B_{z2} が減少する傾向がある。これは常伝導転移部の発生に伴いレイヤー間で電流の迂回が生じて、ソレノイド下部の周回電流が減少したためと考えられる。電源遮断の際には直後の B_{z1} および B_{z2} の低下が B_{z3} および B_{z4} に比べて速いことがそれぞれの減衰波形からわかる。つまり、巻線下部の電流の減衰が巻線上部の電流の減衰より速いことを意味する。このように不均一な電流分布を許せることは良好な安定性に強く寄与しており、WISE ソレノイド (II) の励磁試験体系においては低融点金属を介した徐熱が十分であったことから、過電流状態であってもクエンチすることなく超伝導コイルとして運転することができたと考えられる。Intra-layer winding[3.3]のようにレイヤー間に絶縁を施すことによって大きな時定数や不均一な磁場分布を改善することができ、大型・強磁場コイルにおいては磁場と迂回電流によって生じる不均一な電磁力を抑制することができる一方、除熱性能は犠牲になることから安定性は低下すると考えられる。



(a) 500 A 励磁



(b) 1 kA 励磁

図 3.29 WISE ソレノイド (II) の励磁波形および常伝導成分の時間発展

3.4.4 WISE ソレノイド（Ⅱ）の特性解析

WISE ソレノイド（Ⅱ）では WISE 導体の劣化抵抗値を無視できないことから、WISE ソレノイド（Ⅰ）で用いた解析手法とは異なる解析手法を用いて議論する必要がある。ここでは、電源遮断時の減衰波形から図 3.15 の電気回路モデルで定義される回路パラメータを求める。いま、回路方程式は

$$R_{\theta}I_{\theta} + L_0 \frac{dI_{\theta}}{dt} = R_c I_b \quad (3.6 \text{ 式})$$

$$I_{ps} = I_{\theta} + I_b \quad (3.7 \text{ 式})$$

で与えられる。\$L_0\$ および \$R_c\$ は定数とするが、\$R_{\theta}\$ は \$I_{\theta}\$ の関数である。ここで、\$I_{\theta}\$ に依存する時定数 \$\tau_{\theta}\$

$$\tau_{\theta} = \frac{L_0}{R_c + R_{\theta}(I_{\theta})} \quad (3.8 \text{ 式})$$

および、基準時定数

$$\tau_0 = \frac{L_0}{R_c} \quad (3.9 \text{ 式})$$

を導入することで、回路方程式を書き直せば、

$$\frac{dI_{\theta}}{dt} = \frac{I_{ps}}{\tau_0} - \frac{I_{\theta}}{\tau_{\theta}} \quad (3.10 \text{ 式})$$

となる。いま、\$B_z = gI_{\theta}\$ から \$I_{\theta}\$ がわかり、\$\frac{dB_z}{dt}\$ も同様に測定から得ることができる。

遮断時は \$I_{ps} = 0\$ であるから、\$\tau_{\theta}\$ は、

$$\tau_{\theta} = - \frac{I_{\theta}}{\left(\frac{dI_{\theta}}{dt}\right)} \quad (3.11 \text{ 式})$$

である。つまり、急速減磁時の \$\tau_{\theta}\$ の \$I_{\theta}\$ 依存性から \$R_c\$ を得ることができる。図 3.30 に 500 A からの急速減磁波形および \$\tau_{\theta}\$ の解析値を示す。時定数 \$\tau_{\theta}\$ は時々刻々と変化していることがわかる。\$I_{ps}\$ の 0A 制御の直後、時定数は 20 ~ 70s であり、先述の \$B_z\$ の考察と矛盾しない。その後の時定数は一定ではなく 70 ~ 100 s で次第に増加していることがわかる。図 3.31 のように \$\tau_{\theta}\$ の \$I_{\theta}\$ 関係を図示すると一

次関数でよくフィッティングできる区間があり、 τ_θ の I_θ 依存性として一次関数の近似曲線

$$\tau_\theta = a_1 I_\theta + a_0 = -223 I_\theta + 109 \quad (3.12 \text{ 式})$$

を採用する。(3.10 式)にこの近似曲線を適用すれば、

$$\frac{dI_\theta}{dt} = \frac{I_{ps}}{\tau_0} - \frac{I_\theta}{a_1 I_\theta + a_0} \quad (3.13 \text{ 式})$$

である。(3.14 式)の形式に基づいて τ_0 をパラメータとして励磁試験のランプアップから遮断までの波形にフィッティングすることができる。図 3.30 の I_θ (model, $\tau_0=86$) が (3.14 式) であり、測定値とよく一致することがわかる。このようにして、基準時定数 τ_0 は 86 s と求めることができた。 $L_0=200 \mu\text{H}$ とすれば、 R_c は

$$R_c = \frac{L_0}{\tau_0} = \frac{200 \mu\text{H}}{86 \text{ s}} = 2.3 \mu\Omega$$

と求めることができる。

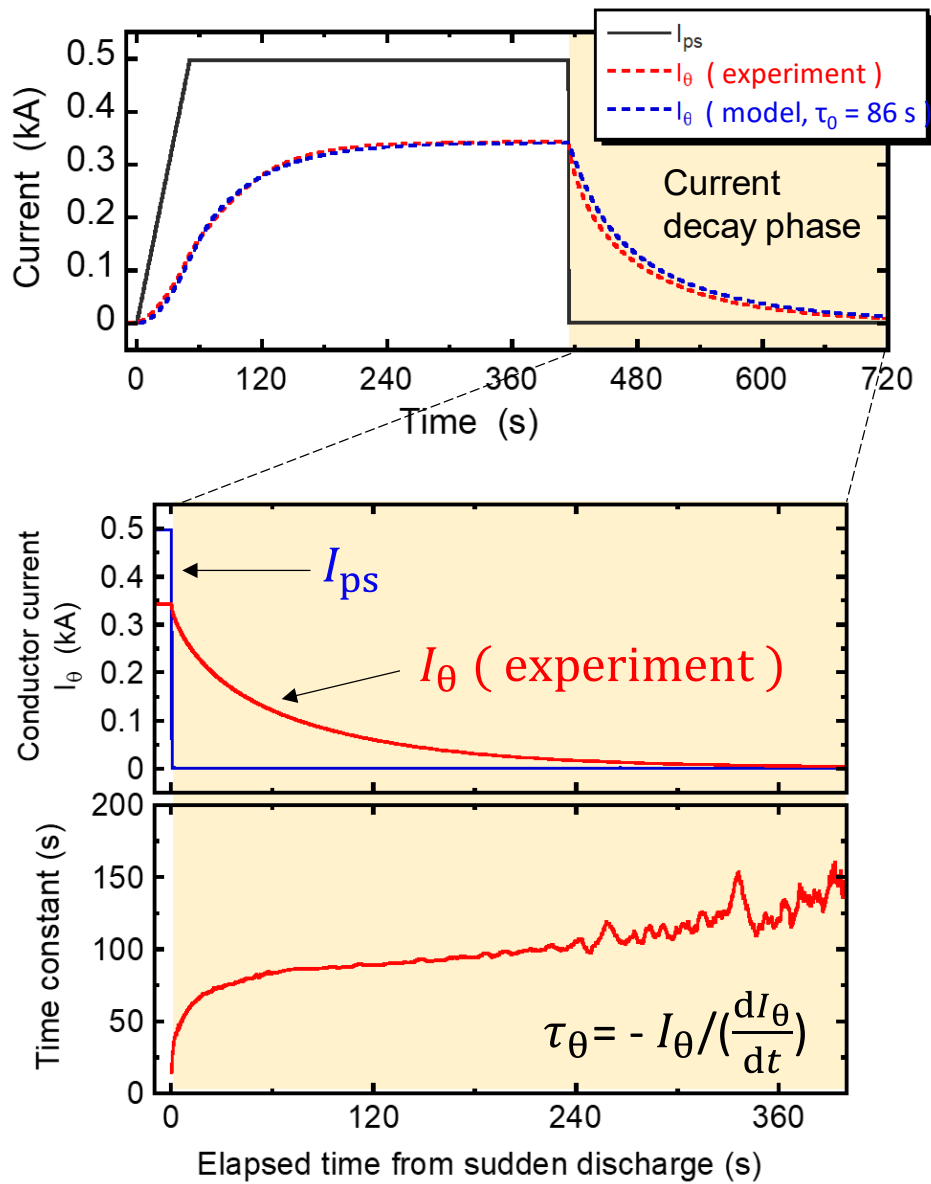


図 3.30 励磁波形に対するモデル計算のフィッティング

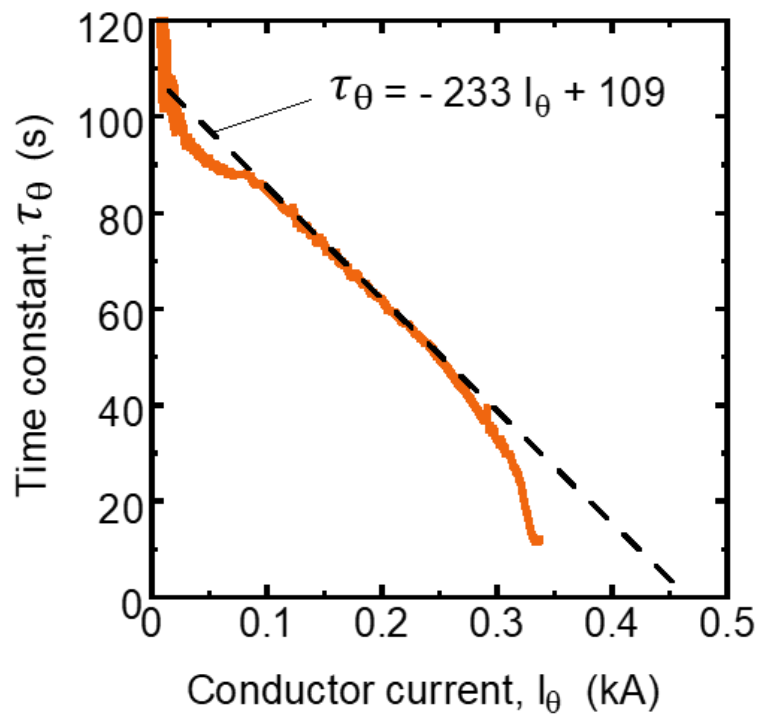


図 3.31 電流減衰時の時定数 τ_θ の I_θ 依存性

3.4.5 WISE 導体の通電特性の解析（Ⅱ）

定常状態を考えると、磁場強度 B_z を用いて R_θ は

$$R_\theta = R_c \frac{I_{ps} - I_\theta}{I_\theta} = R_c \frac{I_{ps} - \frac{B_z}{g}}{\frac{B_z}{g}} \quad (3.16 \text{ 式})$$

で得ることができる。図 3.32 の通電波形に「Steady state」で示す区間の値に注目して B_z について $I_{ps}=300 \text{ A}$ 、 500 A 、 800 A の定常値を得る。対応する I_θ を横軸に R_θ を示せば、 n 値モデルを用いたフィッティングから図 3.32 のようになる。 R_{deg} について WISE ソレノイド（Ⅰ）では $0.2 \mu\Omega$ であったが、WISE ソレノイド（Ⅱ）の値（ $0.33 \mu\Omega$ ）との差は小さい。一方、WISE 導体の長さは WISE ソレノイド（Ⅱ）で約 3 倍となっていることから、長さあたりの常伝導抵抗成分は低減されたと考えられる。あるいは、連続巻線部には素線の劣化はほとんどなく導体端部に特徴的劣化機構が存在すると推察できる。臨界電流値 I_c および n 値については近い値を示していることから導体特性の再現性が確認できた。しかし、低融点金属含浸による HTS 素線の劣化事象について、そのメカニズムを本研究の範囲で特定することは難しい。何らかの応力がかかっているために劣化が生じていると考えられるため、よりハステロイ基板が厚く機械的に強い HTS 線材を選定する、積層枚数を増やし合計自己磁場 I_c を大きくとることで劣化を上回る安定性を実現するといった方策が考えられる。

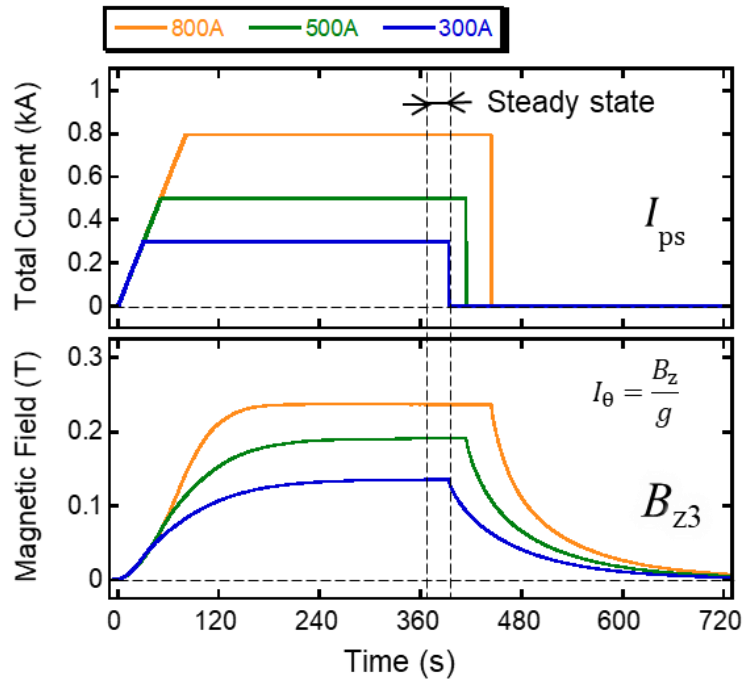


図 3.32 WISE 導体の通電特性解析に用いた励磁波形

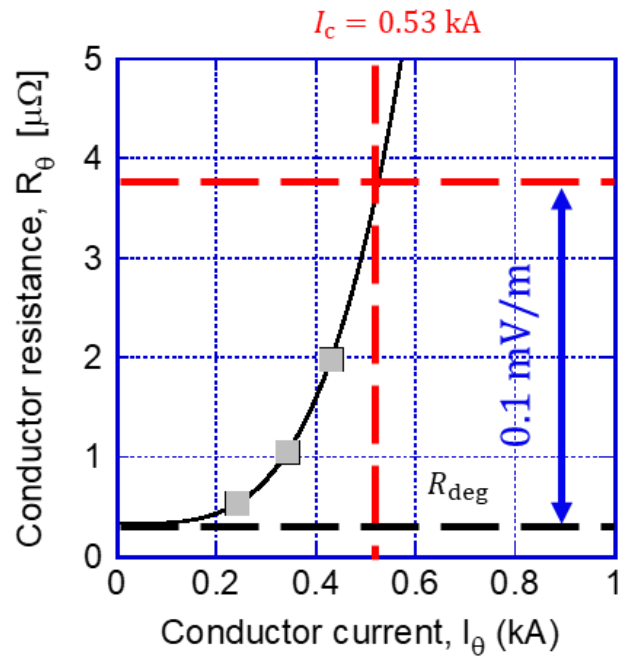


図 3.32 WISE 導体の通電特性解析に用いた励磁波形

表 3.2 WISE ソレノイド (II) に巻線した WISE 導体の導体特性
(n 値モデルフィッティング)

R_{deg}	0.33 $\mu\Omega$
I_c	530 A
n 値	3.7
(E_c)	(0.1 mV/m)

参考文献 3章

[3.1] P. C. Michael, D. Park, Y. H. Choi, J. Lee, Y. Li, J. Bascuñán, S. Noguchi, S. Hahn and Y. Iwasa, “Assembly and Test of a 3-Nested-Coil 800-MHz REBCO Insert (H800) for the MIT 1.3 GHz LTS/HTS NMR Magnet”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 21, No. 3, p. 4300706, 2019

[3.2] S. Noguchi and S. Hahn, “Torque Simulation on NI REBCO Pancake Coils during Quench,” Journal of Physics: Conference Series, 1293, No. 012061, 2019

[3.3] 末富佑, 強磁場中クエンチへの熱的・機械的耐性を持つ高温超伝導磁石巻線手法の開発, 学位論文, 2021年

[3.4] 宮澤順一, 寺崎義朗, 柳長門, 田村仁, 後藤拓也, 特開 2019-102298, 識別番号 100165663

4章 まとめ

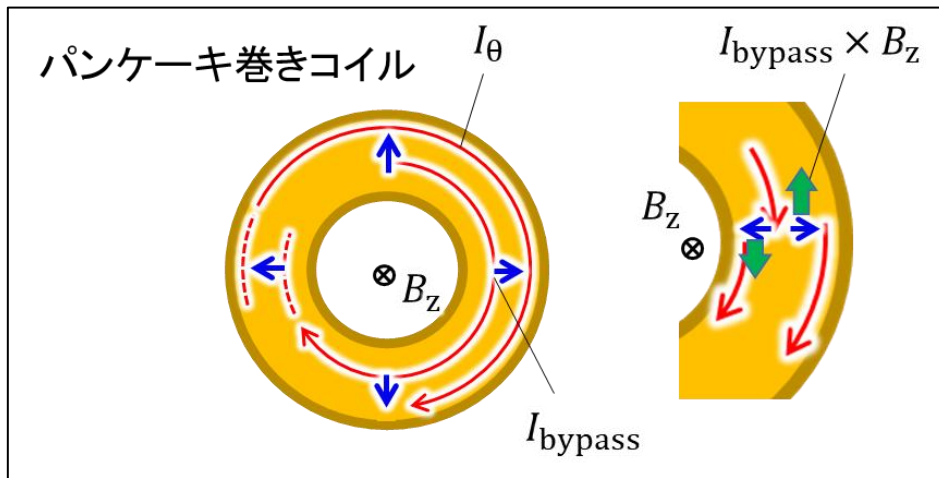
ここでは本論文全体を総括する。

2章ではレスキューコイル法という能動的かつ急速な超伝導コイルの安定化によるクエンチ保護方法を構築し、検証した。レスキューコイル法は電磁誘導により周回電流を制御するため、長い減励磁の時間遅れを持つ無絶縁コイルに対しても運転電流の制御が可能である。このことから、良好な安定性を持つ無絶縁コイルとレスキューコイル法を組み合わせることでクエンチフリーな運転シナリオを構成できる可能性がある。

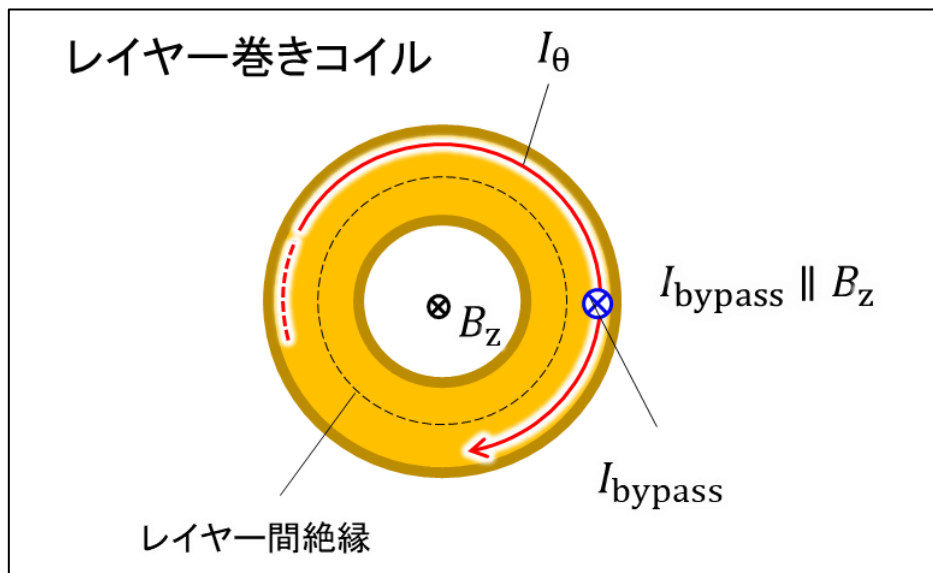
一方で、昨今の関連研究の議論において、無絶縁コイル内の迂回電流とコイルの作るメイン磁場によるローレンツ力が無絶縁コイルに機械的なダメージを与える可能性が示唆されている。これに対しては、巻線形状をレイヤー巻きとし、intra-layer winding[3.3]のようにレイヤー間にのみ部分的に絶縁あるいは抵抗層を施すことで迂回電流を磁場と平行な向きに制御し、ローレンツ力を低減できると考えている（図 4.1）。このような「レイヤー間部分絶縁レイヤー巻き無絶縁コイル」を実現する導体として WISE 導体に注目し、3章でその試作と基礎特性の調査を実施した。複雑なレイヤー巻きのような巻線に対しても無絶縁巻線のコイルを構成することが可能であることを実証できた。しかし、低融点金属含浸による HTS 素線の劣化が生じることがわかった。以上のように、本研究では、

- ・無絶縁動作時の複雑な電磁力による機械的な破壊が生じない構造に期待できる導体（WISE 導体）
- ・クエンチフリーな運転が期待できるレスキューコイル法

の2つのコンセプトを組み合わせることで高磁場・高電流密度の運転が可能な HTS コイルを実現するための初期検討を行った。あくまで初期検討であるが、本研究の範囲において、上記のコンセプトは成立する見通しを得た。実用コイルを開発するためには、部分的な無絶縁により十分な安定性を実現できるか、不均一な電磁力の低減は可能か、実規模の条件においてレスキュー動作によりクエンチを抑制することができるか、等を検証することが望まれるだろう。



(a) パンケーキ巻き無絶縁コイル



(b) レイヤー間絶縁付きレイヤー無絶縁コイル

図 4.1 パンケーキ巻きおよびレイヤー間絶縁付きレイヤー巻きの無絶縁コイルにおける迂回電流に伴うローレンツ力の描像

謝辞

本論文を完成させることは多くの方々からの支えがなくては叶いませんでした。簡単ではございますが、以下に感謝の意を示したく存じます。

柳長門教授（総合研究大学院大学、核融合科学研究所）におかれましては、路頭に迷っていた私を核融合炉工学・超伝導応用工学への道に導いてくださっただけでなく、終始一貫して懇切丁寧なご指導を賜りました。知的好奇心を大事とし、研究だけでなく教育やアウトリーチ活動にも全力で取り組まれる姿は、私にとって目指すべき科学者像となりました。

宮澤順一様（現・株式会社 Helical Fusion 代表、元・総合研究大学院大学、核融合科学研究所 教授）におかれましては、私を WISE 導体の研究にお誘いいただき、手厚いバックアップのもと研究に集中できるこの上ない環境を与えてくださいました。土岐っ子にてお声がけいただき本研究がスタートした瞬間のことを鮮明に覚えております。

田村仁准教授（総合研究大学院大学、核融合科学研究所）におかれましては、本論文執筆にあたり的確なご助言を多く賜りました。また、人格者として様々な場面で心のこもった言葉をかけていただきました。テニスでも大変お世話になりました。

特に、上記御三方に関しましては、一度論文執筆を諦めてしまいご迷惑をおかけしたにも関わらず、再挑戦のご相談をした折にはあたたかく迎えてくださいました。感謝と尊敬の念に堪えません。

平野直樹教授（総合研究大学院大学、核融合科学研究所）におかれましては、突然にも関わらず本論文の審査委員会主査をお引き受けいただき、途中、執筆状況が奮わないときでも寛大な姿勢で進展を信じていてくださいました。

成嶋吉朗助教（総合研究大学院大学、核融合科学研究所）におかれましては、本研究の全ての内容にご協力くださり、豊富なご経験から多くのことを学ばせていただきました。また、辛く苦しいときは親身になって支えてくださいました。

相良明男名誉教授、三戸利行特任教授、今川信作教授、村上泉教授、高畑一也教授、後藤拓也助教、高田卓助教、小野寺優太助教、寺崎義朗博士をはじめ

核融合科学研究所の装置工学・応用物理研究系および核融合システム研究系にご所属の皆様におかれましては、充実した研究環境を整えてくださった上、日頃から建設的な議論や先人としてのアドバイスを賜りました。

榊原悟副専攻長、大学院連携系の皆様、カウンセラーの成田有子様、各系事務の皆様、および図書室の皆様におかれましては、日々優しく接していただき心の支えとなりました。大変お世話になりました。

苦楽を共にした、総合研究大学院大学や連携大学院の学生の皆様におかれましては、公私ともに大変お世話になりました。特に、下宿をルームシェアした榊原永昌様のおかげで無難にコロナ渦を乗り切ることができました。

本論文は量子科学技術研究開発機構に在職しながらの執筆となりましたが、上長の松永剛グループリーダー（トカマクシステム技術開発部 JT-60 本体開発グループ）におかれましては、論文執筆に再挑戦したいという突然の申し出にご快諾くださっただけでなく、作業時間を捻出するための希望に対して全面的にご協力くださいました。核融合の将来を慮り、日々重要かつ大変な業務に取り組まれる頼もしい姿からやる気をいただいております。同部署の森山伸一部長、高橋幸司次長におかれましても、希望を叶えてくださっただけでなく厚い応援を賜り感謝いたします。また、同グループ、柳生純一技術統括、芝間祐介サブグループリーダーをはじめ JT-60 本体開発グループおよび関係部署の皆様におかれましても、大変お世話になりました。

核融合分野への第一歩を後押ししてくださった、西村賢治教授（沼津工業高等専門学校）、そして当時担任として様々な場面でフォローしてくださった、同校の野毛悟教授、大学院受験の際にご相談に乗ってくださると共にプラズマや研究の基礎を学ばせてくださった、当時の指導教官の前原常弘教授（愛媛大学）に深く感謝します。

最後に、夢や目標に向かって互いに鼓舞しあった友人、先輩、後輩、そして、これまでずっとあたたかく応援してくれた母と祖父母に対して格別の感謝の意を表します。

2023.3.20 松永信之介