The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	浸漬冷却超伝導ヘリカルコイルの冷却安定性と機械剛性の最適化に関する研究
Author(s)	今川, 信作
Citation	大阪大学, 1998, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3144160
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

浸漬冷却超伝導ヘリカルコイルの冷却安定性と機械剛性の最適化に関する研究

今　川　信　作

①

浸漬冷却超伝導ヘリカルコイルの
冷却安定性と機械剛性の最適化に関する研究

今 川 信 作

目次

第１章　序論
1.1　核融合研究の背景と現状　1
1.1.1　エネルギー問題と核融合研究
1.1.2　核融合研究の現状
1.1.3　大型超伝導コイルに関する研究の重要性
1.2　大型ヘリカル装置の概要　4
1.2.1　ヘリカル型核融合装置の長所と短所
1.2.2　大型ヘリカル装置本体の構成
1.2.3　大型ヘリカル装置のヘリカルコイル
1.2.4　大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体の開発
1.3　本研究の目的　10
1.4　本論文の構成　11
参考文献　12

第２章　大型ヘリカル装置のコイル支持構造に関する研究
2.1　緒言　13
2.2　電磁力計算手法とプログラム開発　15
2.2.1　基本式とヘリカルコイルへの適用
2.2.2　分割数と計算精度
2.3　コイルに働く電磁力と支持方法の評価　19
2.3.1　ヘリカルコイルに働く電磁力
2.3.2　全コイルに働く電磁力
2.3.3　コイルの支持方法
2.4　電磁力支持構造物の構造解析　26
2.4.1　電磁力支持構造物の設計思想
2.4.2　電磁力支持構造物の解析手法と解析モデル
2.4.3　ポロイダルコイルの剛性評価
2.4.4　電磁力支持構造物の解析結果と考察
2.5　結言　33
参考文献　34

第３章　ヘリカルコイル内部の機械剛性と応力に関する研究
3.1　緒言　35
3.2　コイル内部の磁場分布と電磁力　36
3.2.1　各通電モードにおけるコイル内部の磁場分布
3.2.2　単純積算法による導体間電磁力
3.3　複合導体の構造解析　41

3.3.1　概要と解析手法
3.3.2　複合導体の解析モデル
3.3.3　複合導体の解析結果と考察
3.4　ヘリカルコイル内部の構造解析　44
3.4.1　概要と解析手法
3.4.2　コイル内部の解析モデル
3.4.3　コイル内部の解析結果と考察
3.4.4　巻線時の導体間隙間の評価
3.5　ヘリカルコイルの巻線方法　50
3.5.1　巻線に対する要求
3.5.2　巻線方法
3.6　結言　55
参考文献　56

第4章　大型複合導体の回復電流に関する研究
4.1　緒言　57
4.2　アルミニウム複合導体の電気抵抗と熱伝導　59
4.2.1　ホール効果と異常磁気抵抗
4.2.2　異常磁気抵抗の評価と界面抵抗の影響
4.2.3　電気抵抗率の温度・磁場依存
4.2.4　熱伝導率の温度・磁場依存
4.3　有限要素法による回復電流の解析　71
4.3.1　概要と解析手法
4.3.2　解析モデルと解析条件
4.3.3　解析結果と考察
4.3.4　有限要素法による回復電流の解析のまとめ
4.4　Maddock等面積則による回復電流の評価　82
4.4.1　導体試験装置での回復電流の測定
4.4.2　一様磁場中の基本式
4.4.3　熱伝達率の近似式
4.4.4　一様磁場中での回復電流評価
4.4.5　異なる表面処理導体の回復電流
4.5　有限磁場空間における回復電流の評価　92
4.5.1　有限磁場空間での基本式
4.5.2　有限磁場空間での導体温度分布
4.5.3　有限磁場空間での回復電流評価
4.6　結言　101
参考文献　101
補足　超伝導線の冷却安定に関する理論　103

第5章　ヘリカルコイルの導体露出率最適化に関する研究
5.1　緒言　104
5.2　最適化の方法　105
5.3　露出率最適化の効果　108
5.3.1　導体露出率が0.5一定の場合
5.3.2　導体露出率を連続的に変化させる場合
5.3.3　露出率をブロック化する場合
5.4　大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの回復電流　114
5.5　結言　117
参考文献　117

第6章　総括
6.1　本研究のまとめ　118
6.2　今後の展望　120

謝辞　121

第１章　序論

1.1　核融合研究の背景と現状

1.1.1　エネルギー問題と核融合研究

世界のエネルギー消費は，産業革命以降「近代化」と共に一人当たりのエネルギー消費の急速な増加に人口増加も重なって指数関数的に増加してきた。近年の先進国では，人口増加に歯止めがかかり技術革新による省力化が進行しているため，エネルギー消費量の増加もようやく頭打ちの傾向にある。しかし，全世界では今までエネルギー消費が少なかった発展途上国において一人当たりの消費が拡大しており，人口の増加も加わってエネルギー消費が飛躍的に増加している。この傾向は今後益々拡大すると予想され，エネルギーの供給において予断は許されない。現在の日本の一人当たりのエネルギー消費はヨーロッパの先進国と同程度であり全世界平均の2.4倍と言われている[1]ので，全世界が今の日本の生活水準になるとすると，人口の増加を抑制した場合でもエネルギーの消費量は２倍以上に膨れ上がる計算になる。エネルギー資源として現在活用されているものは，石油，天然ガス，石炭，ウランであり，推定埋蔵量を年間使用量で割った「使用可能年数」は石炭を除いて数十年である[2]。化石燃料としては最も埋蔵量の多い石炭の埋蔵量でも石油の10倍程度なので，現状のままでは数十年内にエネルギー資源が涸渇してしまう計算になる。その対策として新エネルギーの研究開発が精力的に続けられており，核融合研究はその中の１つとして位置づけられる。

核融合に必要な資源は，重水素－重水素核融合の場合には燃料としては重水素だけである。重水素は水素の同位体であり自然界には 0.0154 %の割合で存在し，既に海水中から回収する技術も確立されているので，無尽蔵の資源であると考えて良い。重水素－三重水素核融合の場合には，重水素の他に三重水素を生成するためのリチウムが必要である。金属リチウムは希少資源であるが，核融合反応によって生成することも可能であるし，また，海水中のリチウムを回収する技術が確立されれば無尽蔵の資源であると考えることができる。このことが，天然資源の乏しい日本においては新エネルギー候補としての核融合の大きな魅力に成っている。

同じ原子力利用という立場では，核分裂炉においては高速増殖炉や高効率の再処理等の技術開発が進みウラン238を燃料として効率よく使用できるようになると，使用可能年数は一気に100倍近くに延びると考えられており[3]，現在の使用量が維持される場合の使用可能年数は 2000年程度になる。しかし，現在の核分裂炉の一次エネルギー生産は全体の10%程度なので，全エネルギーをこの方式で生産するとなると全消費量が保たれるとしても200年で涸渇する計算になる。また，再処理の際の多量の放射性廃棄物の処理は本質的な問題であり，多量にエネルギーを生産する場合には一層深刻な問題となる。核融合炉の場合にはエネルギーとして供給する段階に至っておらず，運転に伴う放射性廃棄物の問題や環境への影響に関しての具体的な評価は今後の課題である。核分裂炉とは異なり燃料には半減期の長い放射性物質を必要としないので，冷却材や炉内構造材料の低放射化や燃料サイクルでの廃棄物の低減が達成されれば，クリーンな (放射性廃棄物の少ない) エネルギー源と呼ぶことができる。これらの研究の進展が期待されるところである。

1.1.2　核融合研究の現状

現在の核融合研究は高温のプラズマを用いる制御熱核融合方式が中心である[4, 5]。プラズマを高温・高密度にして熱運動による衝突で核融合反応を継続させる方式である。閉じ込め方式を大別すると，表1-1の様に磁場閉じ込めと慣性閉じ込めに分類される。この中で最も研究が進んでいるのがトカマク型であり，プラズマを高温に維持するための加熱入力と核融合反応による熱出力が等しくなる条件（臨界（break even）条件）を達成するところまで進んでいる[6]。現在は，外部からの加熱が不要となる（核融合反応で生成される α 粒子だけでプラズマを高温に維持できる）条件である「着火（ignition）条件」の達成を目指して，高性能化，及び，さらに大型の核融合装置の建設に関する研究が精力的に行われている。核融合炉の場合には研究炉の場合でも建設には巨額の予算が必要となり，１国では経済的な負担が大きいので，国際協力での研究・設計活動も進められてきている。INTOR計画（1978年～1988年）に続いて，現在はITER（International Thermonuclear Experimental Reactor）計画が進行中である。

このような状況の中で，日本の大学においては，これらのトカマク型の研究を相補する目的で同じ環状磁場閉じ込め方式のヘリカル型の研究を集中的に行うことを選択し，現有のトカマク型の大型試験装置に匹敵する規模の装置（大型ヘリカル装置）を建設中である[7]。ヘリカル型は温度や密度等のプラズマパラメータにおいてトカマクに遅れをとっているが，プラズマ電流を維持するためにパルス運転にならざるを得ないトカマクと異なり定常磁場でプラズマを閉じ込めることができるので，発電炉としての実用性の面で大きな優位性を有している。歴史的にはヘリカル型の研究の方が先行したが，当時はコイルを精度良く製作する技術とコイル形状の最適化に関するプラズマ理論が未熟であったために良い結果が得られなかった。その後の理論計算と製作技術の進歩によって，現在では同じ装置サイズのトカマクに匹敵する閉じ込め性能を実現できるようになっている。大型ヘリカル装置ではヘリカル型核融合炉への外挿が可能なプラズマパラメータを達成することを目的としており，その成果によっては実証炉にヘリカル型が採用されることも十分に考えられる。

表1-1　制御熱核融合方式の分類

磁場閉じ込め方式	環状磁場閉じ込め	トカマク型
		ヘリカル型
		スフェロマク
		逆転磁場ピンチ型　等
	直線型閉じ込め	ミラー型
		逆転磁場ミラー型　等
慣性閉じ込め方式		レーザー爆縮
		イオンビーム爆縮　他

1.1.3　大型超伝導コイルに関する研究の重要性

磁場閉じ込め方式の核融合炉の場合には，強い磁場を定常的に生成しておく必要があるために，主に運転コストの観点から超伝導コイルを採用することになると考えられている。超伝導コイルを極低温に維持するために必要な冷却機の動力も大きな容量になるが，適正な断熱を行って定常的な熱侵入を抑制すれば，常伝導コイルを連続通電するための電力の1/100以下に抑えることができる。例えば大型ヘリカル装置の場合，4.2 Kへの熱負荷は約 10 kWであり冷凍機動力として2.7 MWを必要とするが，もし，常伝導コイルを常温で使用するような場合には概算で 800 MW程度の電力が必要となって300倍にもなってしまう。また，コイル寸法が有限であることが磁気面の乱れの原因になるので，コイルの電流密度を高めることはプラズマの閉じ込めを良くするための重要な因子である。更に核融合炉においては，核融合反応によって発生する高速中性子を熱エネルギーに変換するためのブランケットと呼ばれる遮蔽体をプラズマとコイルの間に設置する必要があり，その設置空間および断熱空間を確保するためにコイルの電流密度を高くすることが必要になる。超伝導コイルの場合，電流密度は線材の臨界磁場と電磁力支持構造物の機械強度から制限されるが，40 A/mm^2 程度は実用の範囲である。一方，常伝導コイルの場合には導体の冷却能力によって制限され，同程度の電流密度を達成するには特殊な冷却方法が必要となり，大型コイルでは現実的ではない。このように，炉としての経済性と閉じ込め性能の観点から磁場閉じ込め方式の核融合炉には超伝導コイルが必須である。

各種の核融合試験装置においてプラズマの閉じ込め性能を向上させる研究が続けられており，周辺プラズマの制御によって閉じ込め時間を数倍に改善できることが分かってきた。これらの改善因子を考慮してトカマク型やヘリカル型の核融合炉の概念設計が行われているが，比較的にコンパクトな設計例においても磁気エネルギーが 100 GJを超えるような巨大なコイルシステムが必要とされている。強磁場にすれば装置サイズを小さくすることができ，経済性に優れた設計が可能となるので，大型化や信頼性向上だけでなく超伝導コイルの高性能化も重要な研究課題である。このように，現在の核融合研究に於いては大型超伝導コイルの技術開発が益々重要となってきている。特に，ヘリカル型に必須のヘリカルコイルの場合には，形状が複雑であるだけでなく高温のプラズマに近いために熱遮蔽や中性子遮蔽が難しい問題があり，平均電流密度の向上や支持構造の簡素化を含めた，形状の最適化が重要な研究課題である。

1.2　大型ヘリカル装置の概要

1.2.1　ヘリカル型核融合装置の長所と短所

ヘリカル型核融合装置とは，ヘリカルコイルを有する環状磁場閉じ込め方式の核融合装置を意味する。環状磁場閉じこめ方式の場合にはプラズマを閉じ込めるために強いトロイダル磁場とそれを回転させるポロイダル磁場が必要である[8]。プラズマは磁力線に沿ってラーモア運動をするが，環状磁場閉じこめ方式の場合にはトロイダル磁場強さが主半径に反比例するために外側でラーモア半径が大きくなる。そのため，イオンと電子が各々上下逆向きにシフトして荷電分離が生じ，この電場を補償する電流にトロイダル磁場によるローレンツ力が働いてプラズマが外側に移動してしまうために，プラズマを安定に閉じ込めることができない。この荷電分離を抑制するためには，磁力線をポロイダル断面内で回転させてプラズマがトーラスの内側も外側も通るようすれば良い。そのために，トカマクではプラズマに周回電流を流すことによってこの回転変換を作り出す。ヘリカルコイルとは回転変換を作り出すためにプラズマの周囲にヘリカル状に巻線されたコイルである。ヘリカル型核融合装置は，トロイダル磁場コイルの有無によってステラレーターとヘリオトロン／トルサトロンに区別される。後者ではヘリカルコイルがトロイダル磁場も生成する[9]。広義には，磁気軸中心を立体的に変化させることによって回転変換を作り出す方式もヘリカル型に含められる。

これらの方式は，トカマクと異なりプラズマ中に電流を流す必要が無いので，本質的に定常運転が可能でありプラズマ電流の不安定破壊 (plasma disruption) も生じない利点がある。トカマクの場合にはパルス運転にならざるを得ないので，核融合炉としては安定な電力供給の面で大きな問題を抱えているし，また，熱応力変動によって炉内構造物の寿命が著しく低下する問題も深刻であると考えられる。ヘリカル型で定常運転が本質的に可能であることの利点は非常に大きい。

ヘリカル型の欠点として不整磁場によるプラズマ閉じ込め性能の低下が大きいことが挙げられる。プラズマは磁力線の回りをラーモア運動することで閉じ込められるが，それは閉じた磁力線に対していえることであって，磁力線自体が外に漏れでている場合にはプラズマもこの磁力線に沿って散逸してしまう。この部分を磁気島と呼ぶ。ヘリカル型の場合には，トーラス効果とコイルが有限の大きさをもつことから厳密に閉じた磁力線は存在せず，また，コイルの近くでは磁力線が形成する面 (磁気面) の境界が明確でなくなるため，磁気島が生成されやすく，不整磁場の影響を受けやすいのである。このため，コイルには高い製作精度と高い機械剛性，更に，高い電流密度が要求される。ヘリカル型のもう１つの欠点はヘリカルコイルとプラズマが近いことである。そのためにコイル支持構造や熱遮蔽・中性子遮蔽構造が難しくなり，これらの空間を確保するために高い電流密度が要求される。このように，ヘリカル型の場合にはヘリカルコイルに難しさが集中しており，製作性を考慮した上で形状や支持構造を最適化する研究が重要である。

1.2.2　大型ヘリカル装置本体の構成

大型ヘリカル装置は，文部省核融合科学研究所に建設中のヘリカル型の核融合試験装置であり，現有のトカマク型の大型試験装置に匹敵する規模 (主半径 3.9 m，プラズマ平均半径約 0.6 m，プラズマ容積 20～30 m^2) のヘリオトロン方式の装置 である。２つの超伝導ヘリカルコイルと３対の超伝導ポロイダルコイルで構成され，定常運転が可能なことが大きな特徴である。装置の建設には第Ⅰ期と第Ⅱ期の２段階が計画されており，第Ⅰ期ではヘリカルコイルは 4.4 Kの液体ヘリウムで冷却され，プラズマ中心のトロイダル磁場は最大３Tが予定されている。第Ⅱ期にはヘリカルコイルの冷却方式を 1.8 Kの超流動ヘリウム冷却に変更することにより，プラズマ中心のトロイダル磁場を4 Tに高めることが計画されている。図1-1に示すように，これらの超伝導コイルは断熱真空中に配置され，ヘリウムによって冷却される。ヘリカルコイルの内側には高温のプラズマを閉じ込めるためのプラズマ真空容器が配置され，これらの間には輻射熱の低減のために熱シールド板が配置される。周辺プラズマを制御するための空間を確保するため，ヘリカルコイルの側面もプラズマ真空容器に囲まれる設計になっている。ヘリカルコイルのピッチ数は，プラズマの平衡とMHD安定性を考慮して５(トロイダル周期数 m=10) が選択された。

全コイルは極低温の支持構造物で支えられ，一体を10個の断熱支持脚で支える設計になっている。各部での熱侵入量を抑制するために，先進的な材料が検討されてきた[10]。プラズマ真空容器には，プラズマの加熱と計測のために上下と水平位置に大きなポートが取り付けられ，下ポートを利用して自重に対する支持が取られる。断熱真空容器には冷媒やコイル電流の供給・排出，及び，低温部材の計測のためのポートが準備されている。

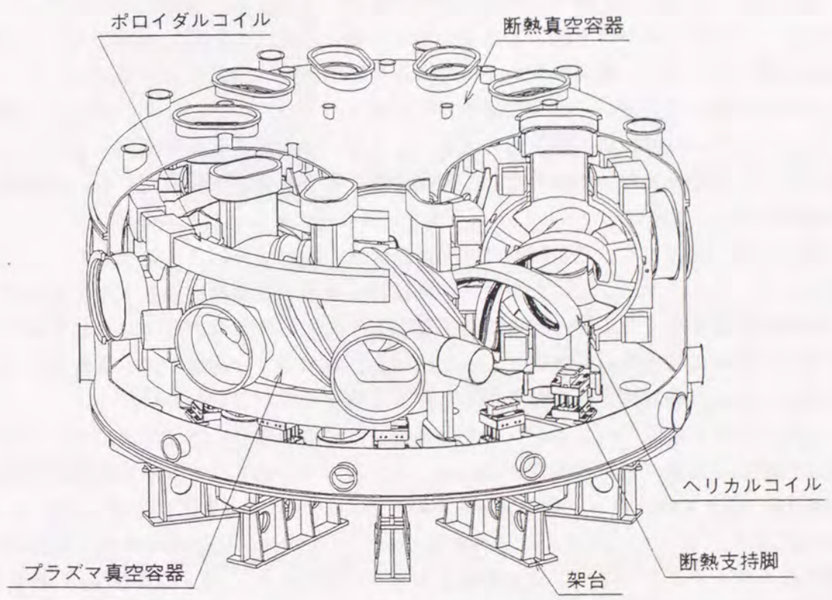


図1-1　大型ヘリカル装置の構成

1.2.3　大型ヘリカル装置のヘリカルコイル

プラズマ閉じ込め性能に悪影響を及ぼす不整磁場を抑制するため，ヘリカルコイルには高い製作精度が要求される。また，電磁力による変形も不整磁場の原因になるために高い機械剛性が要求される。大型ヘリカル装置の場合には，コイルの製作精度として± 2 mm（主半径 3.9 mの1×10^{-4}）が要求され，コイルの電磁力による変形については中心トロイダル磁場が 3 Tの際に 1.9 mm以下に収めることが指標とされている[11]。

コイル寸法が有限であることに起因する不整磁場の低減，及び，ヘリカルコイルとプラズマとの間に断熱材やプラズマ対向壁の設置空間を確保するために，ヘリカルコイルには高い電流密度が要求される。超伝導ヘリカルコイルの場合には安定した通電を可能とするために高い超伝導安定性も要求されるので，これらを両立させることが重要となる。大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの場合，4.4 K冷却の場合で 40 A/mm^2 が設計の指標と定められた。冷却方式に関しては，強制冷却と浸漬冷却の比較が行われた。強制冷却方式は，樹脂の含浸により高いコイル剛性を確保し易く，また，超臨界ヘリウムを使用する場合には高い熱伝達を利用できる利点がある[12]が，圧損の制限から 1 流路当たりの導体長を長くできないために大電流導体を採用することになり，巻線作業性への影響が心配された。浸漬冷却方式は，冷却を良くするためには導体の露出率を高くする必要があるためにコイル剛性を高くすることが難しい欠点があるが，完全安定化が可能であることと，巻線作業性に優れた低剛性の導体を採用できる利点があることから，最終的には後者の方式が選択された[13]。また，コイル電流中心の小半径を変化させることを可能とし，かつ，コイル電流遮断時の対地印加電圧を下げるために，3 つのブロックに分割する方法が採用された。

超伝導コイルのターン数の上限は，電流遮断時に発生する誘導電圧の制限によって定められる。コイルがクエンチを起こした場合には，導体の温度上昇に伴う熱応力による機械的な損傷を避けるために，磁気エネルギーの大半を外部抵抗の発熱によって放出してコイルの温度上昇を抑制する方法が一般的に採用されており，コイルの温度上昇の制限から遮断時定数が決められる。外部抵抗の抵抗値を大きくして早い時定数で電流を減衰させると，温度上昇は小さくなるが誘導電圧が高くなって絶縁破壊を起こす問題が生じてくる。誘導電圧は，電流遮断時定数に逆比例しコイルのインダクタンスに比例する。コイルのインダクタンスはターン数の 2 乗に比例するので遮断時のコイルの保護の観点からはターン数を少なくすることが望ましい。また，ターン数は少ない方が絶縁物の占める断面積を小さくできるので，コイル平均電流密度を高くする面と機械剛性を確保する面での利点もある。しかしながら，浸漬冷却導体の場合には表面の熱伝達によって冷却されるので，冷却面では小電流導体の方が有利である。更に，巻線作業性の観点からも小さな導体の方が扱いやすい。

大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの場合には，導体開発の状況も含めて，これらを総合的に判断した結果，遮断時定数が 20 sec，プラズマ中心磁場 3 Tに対する導体の定格電流が 13.0 kAに設定され，ターン数は 450に定められた。コイル垂直断面を図1-2に，主な仕様を表1-2に示す。2 つのヘリカルコイルの各ブロックは直列に接続されるが，遮断時の対地間電圧を小さくするために，中点を接地する方法が採用され，13.0 kAを20 secの時定数で遮断する際の最大印加電圧は 1181 Vと計算されている。また，ブロック間電圧を小さくするた

めに，図1-3に示すように中間のブロック（Mブロック）の層方向の電流は他のブロックとは逆向きである。理想的にはブロック毎のインダクタンスのわずかな違い分の電圧しか印加されないことになるが，現実には 3 つの保護回路の動作時間差を 0 にはできないので，遮断動作開始時には対地と同じ電圧が印加されることになる。浸漬冷却方式が採用されたので，導体間には電磁力に耐えうるような間隔で絶縁物が配置される。ブロック間と層間は遮断時の電圧を考慮して各々 6.0 mmと 3.5 mmが設計厚さと定められた。ターン間の電圧は高々 10 V であり，絶縁上の必要厚さは十分に小さいので，冷却面を考慮して 2.0 mmが設計厚さに設定された。

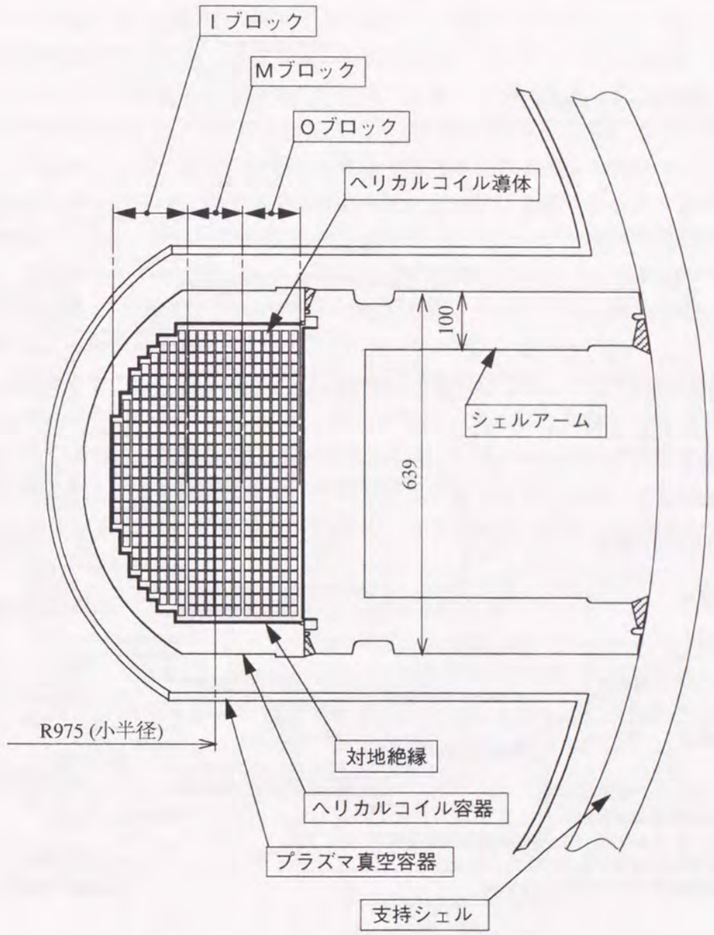


図1-2　大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの通常部断面

表1-2　大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの主な仕様

	第I期	第II期
プラズマ中心磁場	3.0 T	4.0
電磁力によるコイル変位	<1.9 mm	<3.4
液体Heバス温度	~4.4 K	~1.8
コイル平均電流密度	40 A/mm^2	53
コイル電流	13.0 kA	17.3
電流遮断時定数	20 sec	←
対地間最大電圧	±1181 V	±1574
層間／ターン間最大電圧	393／7.9 V	525／10.5
主半径／小半径	3.9／0.975 m	
導体寸法	12.5×18.0 mm	
ターン数	450（150×3ブロック）	
対地絶縁厚さ	3.0 mm	
ブロック間／層間／ターン間絶縁厚さ	6.0／3.5／2.0 mm	

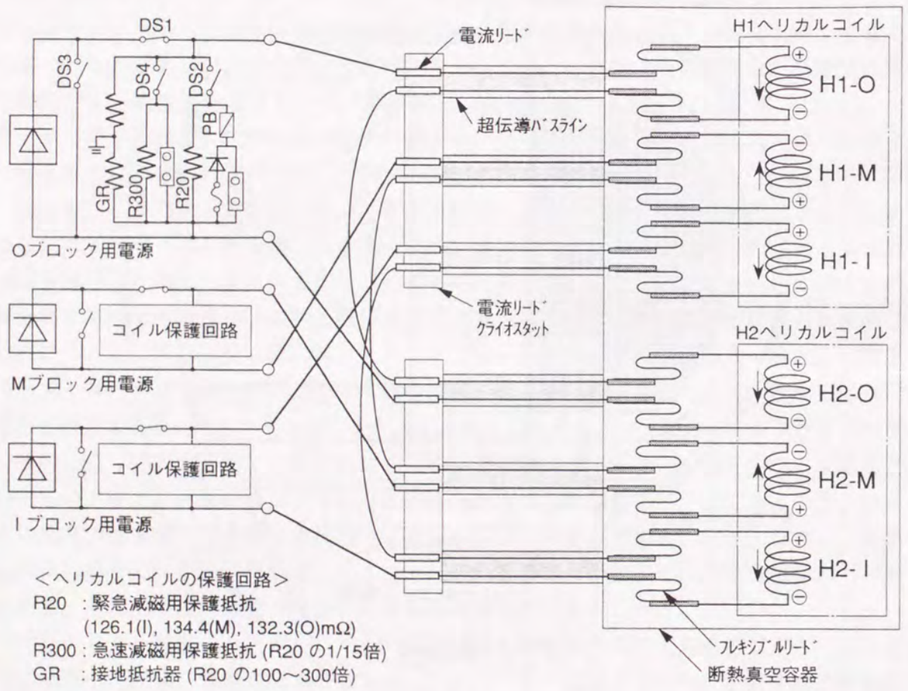


図1-3　ヘリカルコイルのブロック毎の電源結線

1.2.4　大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体の開発

大型の浸漬冷却方式の超伝導コイルは，安定した通電が実現できるように冷却安定化されることが一般的である。冷却安定性を向上させるためには，低抵抗の安定化材を超伝導線の周囲に配置して，外乱によって常伝導転移が生じた際に電流を安定化材に転流させて発熱を抑制することによって，冷却の方が上回り超伝導に回復し易くすることが必要である。大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体の場合には，磁気抵抗効果が小さい高純度アルミニウムを安定化材に使用することが検討され，様々な候補導体について，磁場中・液体ヘリウム中でヒータにより常伝導転移を起こし，導体全体が超伝導に回復する電流値（回復電流）が測定された。高純度アルミニウムは機械強度が小さいために，強大な電磁力に対する強度部材が必要であり，熱伝導を犠牲にしないように銅シースで囲ったところ，並列抵抗として計算される平均抵抗値の数倍以上の導体抵抗が観測された[14, 15]。この異常抵抗によって導体の発熱が大きくなり，回復電流が期待された値よりも低くなってしまう問題が起きた。

Eckelsらや金子らの研究[16, 17]によって，異常磁気抵抗はホール効果による断面内電流であることが明らかになり，断面内の抵抗を大きくしてホール効果を抑制することが試みられた。ところが，高純度アルミニウムをCu-10%Niクラッド材で囲った導体を製作して回復電流測定を行ったところ，むしろ回復電流が低下する結果が得られた。筆者らの研究によって，アルミニウムとクラッド材の間に大きな接触抵抗が存在して電流の分流を著しく低下させたことが原因であることが予測された[18]。そのために，クラッド材の材質がCu-2%Niに変更され，同時に，冷却面積の増加のために導体寸法が 19.0×19.0 mm (396ターン) から 18.0×12.5 mm (450ターン) に変更された。その結果，導体試験装置において定格電流値 13.0 kA を超える回復電流が得られ，図1-4に示す導体が採用されることに決定した。ところが，この導体に対して実測された導体抵抗と熱伝達率を用いてMaddockの等面積則に従って計算される最小伝播電流は，導体試験装置での回復電流よりも 15～20%も低くなる疑問が残った。また，短尺導体試験において長手方向に抵抗分布が存在することや導体毎の回復電流に10%以上のバラツキがあることにも疑問が残った。

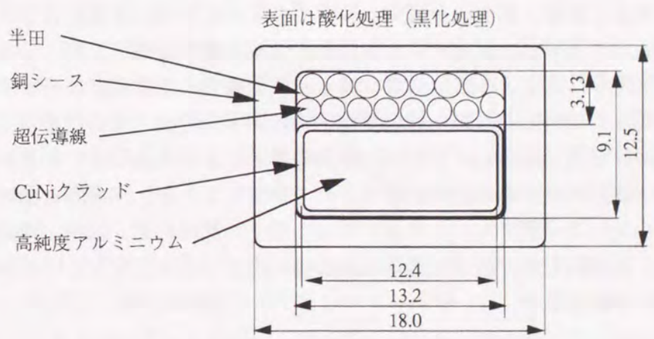


図1-4　ヘリカルコイル導体断面図

1.3 本研究の目的

ヘリカル型核融合装置用の超伝導ヘリカルコイルには，高い電流密度で，精度の良い磁場を安定して生成することが要求される。高い電流密度と超伝導安定性は相反する事柄であり，浸漬冷却方式の超伝導コイルにおいては，コイル断面剛性と超伝導安定性もまた，相反する性質のものである。そこで，本研究は，超伝導ヘリカルコイルの機械剛性と超伝導安定性を高い平均電流密度を維持したままに向上させる設計手法を確立し，大型ヘリカル装置の超伝導ヘリカルコイルが要求される機械剛性と冷却安定な条件を満足するように構造を最適化することを目的として行われた。また，浸漬冷却コイルの場合，回復電流が超伝導安定性の指標となるが，アルミニウム複合導体の場合には異常磁気抵抗や電流分流時の発熱の問題があり，更に，大型導体の場合には熱的な特徴長さが長くなるために短尺導体試験における外部磁場空間の影響を評価する必要がある。そこで，本研究では，浸漬冷却方式の超伝導導体の回復電流に影響を与える発熱と冷却の物理的・工学的現象を理解し，温度・磁場依存性と外部磁場分布の影響も含めた総合的な評価方法を確立することも目的とした。

大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体の開発の過程で明らかになった，アルミニウムと銅の複合導体の異常磁気抵抗に関しては，金子らによって単純化されたモデルや円筒モデルでの解析的な評価が行われたが，実導体形状や内部構造の影響を定量的に評価することは困難であった。そこで実導体の形状と断面内の界面抵抗や接触抵抗の影響を評価できるように，導体を等価な電気回路に置き換える方法を発展させた。

浸漬冷却方式の超伝導導体の回復電流に関しては，SteklyやMaddockらが1960年代に研究を行い，冷却安定という概念が確立された[19]。しかしながら，これらの研究では導体断面方向には一様であることが仮定されており，また，磁場分布も一様な場合に限定されている。そこで，本研究では，導体の断面内の温度分布や電流分流時の発熱が回復電流に与える影響を評価するために３次元解析を研究した。続いて，１次元解析においては有限磁場空間の影響を評価する手法を研究した。また，解析の精度を高めるために，電気抵抗と熱伝導率の温度依存性を考慮すること研究した。

ヘリカルコイルの構造の最適化に際して，まとまった研究が行われた報告は無い。まず，ヘリカルコイル全体に働く電磁力を理解して，ポロイダルコイルも含めたコイル支持構造の最適化を検討した。次に，ヘリカルコイル内部の磁場分布を評価し，個々の導体に働く電磁力の特徴を理解することによって，必要なコイル断面剛性を定量的に評価する手法を検討した。また，コイル内部の応力緩和と超伝導安定性の向上を両立させた内部構造について研究を行った。浸漬冷却型超伝導コイルでは，導体の露出率が重要な因子であり，超伝導コイルとして安定性の観点からは導体露出率が大きい方が望ましいが，機械的な強度の観点からは導体露出率は小さい方が望ましい。本研究では，個々の導体に働く磁場と電磁力を評価することによって，冷却安定性の向上と導体や絶縁物の応力の低減，及び，コイル剛性の向上を両立させることを検討した。

1.4 本論文の構成

本論分は，本章を含めて，６章から構成される。

第２章では，ヘリカル型核融合装置のヘリカルコイルとポロイダルコイルの支持方法の最適化について述べる。まず，ヘリカルコイル内部の磁場分布と電磁力を計算するプログラムの開発について説明する。このプログラムを用いて，大型ヘリカル装置の代表的な通電モードにおける電磁力を計算し，電磁力の特徴を明らかにすると共に，その結果からコイル支持方法の最適化を行う。更に，大型ヘリカル装置の電磁力支持構造物を対象とした有限要素法による構造解析のモデル化の手法と解析結果について説明する。ポロイダルコイルの剛性を考慮することによって合理的な設計が可能となり，電磁力による変形を許容値以下に収めることができることを示す。

第３章では，ヘリカルコイル内部構造の最適化について述べる。まず，ヘリカルコイル内部の磁場分布と個々の導体に働く電磁力について述べ，これらから個々の導体と絶縁物への荷重を明らかにする。簡易的な手法と有限要素法との比較についても説明し，ヘリカルコイルとして必要な強度と断面剛性を明らかにする。また，大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体は，高純度アルミニウムを使用した複合導体であるが，導体への許容荷重を算定するために，複合導体の構造解析も行ったので，その手法と結果の妥当性を示す。更に，製作時の導体間の隙間が電磁力によって完全に潰されることを仮定することにより，この隙間と導体の応力・変位の関係を求めることができることを示し，その結果から巻線における管理値を定める手法について説明する。大型ヘリカル装置のヘリカルコイルを対象として，実際の巻線方案について整理する。

第４章では，浸漬冷却方式の超伝導導体の超伝導安定性を評価する手法について述べる。導体試験において複合導体の異常磁気抵抗が観測されたが，導体内部の接触抵抗に着目した評価方法を新たに確立したので，その方法を説明する。また，この方法を用いて，大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体の電気的・熱的特性の磁場と温度依存性を詳しく計算した結果を示す。導体内部に抵抗層が存在する場合には分流時の発熱や断面内の温度分布を考慮する必要があるので，有限要素法の適用を検討した。その手法と結果を示し，大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体の場合には，長さ方向の１次元モデルとして扱うことが適当であることを示す。１次元モデルの回復電流の評価方法としてはMaddock等面積則が広く使われているが，一様磁場中に限られており，また，一般には熱伝導率の温度依存性は無視されている。本研究では，短尺導体試験の結果を評価するために，有限磁場空間への適用を検討した。その結果，温度分布と磁場分布が相似形である場合には，Maddock等面積則において磁場分布を考慮することが可能となることを示す。また，熱伝導率の温度依存性の効果を定量的に評価し，磁場空間が有限となるとその効果が大きくなることを明らかにする。これらの結果を用いて，大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体の最小伝播電流を評価する。

第５章では，浸漬冷却方式の超伝導ヘリカルコイルの場合に，ヘリカルコイル内部の磁場分布と導体間の荷重分布の両方を考慮して導体露出率を変化させることによって，導体間の絶縁物の圧縮荷重の低減とコイルとしての超伝導安定性の向上を両立させる手法について述べる。この最適化手法を採用することによって，大型ヘリカル装置のヘリカルコイルが完全

安定の条件を満足することが可能となることを示す。

最後に，第6章で本研究のまとめと今後の展望について述べる。

参考文献

[1] 佐和隆光；「エネルギーと経済」プラズマ・核融合学会第13回年会予稿集 (1996) 9-11.

[2] 安成弘；「高速増殖炉」(1982) 同文書院.

[3] 鈴木篤之他「プルトニウム」(1994) ERC出版.

[4] 吉川庄一；「核融合への挑戦」ブルーバックス B-228 (1974) 講談社.

[5] 宮本健郎；「プラズマ物理入門」(1991) 岩波出版, 第14章.

[6] 木島滋, 東井和夫；「トロイダルプラズマの閉じ込め改善」核融合研究 Vol 71 (1995) 109-126.

[7] O. Motojima, et al.; *"Physics and engineering design studies on the Large Helical Device"*, Fusion Eng. Des., 20 (1993) 3-14.

[8] 飯吉厚夫, 若谷誠宏；「ヘリカル系トーラスの無電流プラズマの物理」核融合研究 Vol. 52 (1984) 456-471.

[9] 宇尾光治；「プラズマ・核融合」実験物理講座30 (1979) 共立出版.

[10] T. Okada, S. Nishijima, K. Takahata and J. Yamamoto ; *"Research and development of insulating materials for large helical device"*, Cryogenics, Vol. 31 (1991) 307-311.

[11] K. Yamazaki, N. Yanagi, H. Ji, H. Kaneko, N. Ohyabu, T. Satow, S. Morimoto, J. Yamamoto, O. Motojima and the LHD Design Group ; *"Requirements for accuracy of superconducting coils in the Large Helical Device"*, Fusion Engrg. Des., 20 (1993) 79-86.

[12] 「超伝導・低温工学ハンドブック」第5章, オーム社 (1993).

[13] T. Satow, J. Yamamoto, S. Imagawa, H. Tanura, K. Takahata, N. Yanagi, S. Satoh, T. Mito, K. Yamazaki, M. Takeo, O. Motojima and the LHD Dsign Group ; *"Present status of superconducting magnets design for the Large Helical Device"*, Fusion Engrg. Des., 20 (1993) 67-72.

[14] T. Mito, K. Takahata, N. Yanagi, M. Sakamoto, A. Nishimura, J. Yamamoto and O. Motojima ; *"Short sample tests of aluminum-stabilized superconductors for Large Helical Device"*, Fusion Eng. Des., 20 (1993) 233-242.

[15] N. Yanagi, T. Mito, K. Takahata, M. Sakamoto, A. Nishimura, S. Yamada, S. Imagawa, H. Kaneko, J. Yamamoto, and O. Motojima ; *"Experimental observation of anomalous magneto resistivity in 10 - 20 kA class aluminum stabilized superconductors"*, Advances in Cryogenic Eng. 40 (1994) 459-468.

[16] P.W. Eckels, N.C. Iyer, A. Patterson, A.T. Male, J.H. Parker, Jr and J.W. Coltman ; *"Magnetoresisitance : the Hall effect in composite aluminium cryoconductors"*, Cryogenics, Vol. 29 (1989) 748-752.

[17] H. Kaneko and N. Yanagi ; *"Enhancement of magnetoresistance due to Hall current in aluminium-copper composite"*, Cryogenics, Vol. 32 (1992) 1114-1120.

[18] S. Imagawa, N. Yanagi, T. Mito, T. Satow, J. Yamamoto, O. Motojima and LHD group ; *"Analysis of Anomalous Resistivity in an Aluminium Stabilized Superconductor for the Large Helical Device"*, Advances in Cryogenic Eng., Vol. 40A (1994) 469-477.

[19] M.N. Wilson ; *"Superconducting Magnets"*, Oxford University Press (1982) Chap.6.

第2章　大型ヘリカル装置のコイル支持構造に関する研究

2.1　緒言

ヘリカル型核融合装置においては，ヘリカルコイルによって回転変換のあるトロイダル磁場を作り出すが，トーラス効果によって作り出される垂直磁場を打ち消すためにポロイダルコイルも必要となる。直線ヘリカルコイルの場合には，コイルの回転中心軸上では軸直交磁場の平均値は0になるので，この軸を中心に同心円状の磁気面が形成される。一方，ヘリカルコイルを環状にすると，ポロイダルコイルとしての電流成分が生じ，主半径の位置では，ヘリカルコイルが主半径より外側にある時に作る垂直磁場が内側にある時に作る逆向きの垂直磁場より大きいので，垂直磁場成分が残ってしまう。このままでは主半径付近を中心とした同心円状の磁気面を形成することができないので，この垂直磁場を打ち消すために最低1組のポロイダルコイルが必要となる。ヘリカルコイルの進み角 β を外側で小さく内側で大きくなるように変化させることで，トーラス効果を小さくすることも可能であり，この方式を採用するとポロイダルコイルの起磁力を小さくすることができる。

大型ヘリカル装置のコイル構成を図2-1に示す。ヘリカルコイルは，主半径 $R_0 = 3.9$ m，小半径 $a_c = 0.975$ m，ピッチ変調係数 $\alpha = 0.1$，周期数 $m = 10$，コイル数 $\ell = 2$の浸漬冷却型超伝導コイルである。ヘリカルコイルは捩れた複雑な形状をしているために，製作性と冷却方法の簡便さを優先して，大型コイルでも比較的に剛性の小さい長尺導体を採用できる浸漬冷却方式が選択された。ポロイダルコイル系は，実験の自由度を考慮して3対のポロイダルコイルから構成され，内側から，内側垂直磁場コイル（IVコイル），内側形状制御コイル（ISコイル），外側垂直磁場コイル（OVコイル）と命名された。3対のポロイダルコイルがあるので，先に述べた垂直磁場の打ち消しの他に2つの自由度が残されており，大型ヘリカル装置では，主に4重極磁場成分と漏洩磁場成分の最適化を行うことが計画されている。ヘリカルコイルが作り出す垂直磁場成分の打ち消しの役割としては，OVコイルが主要な役割を果たし，ISコイルとIVコイルは4重極成分や漏洩磁場の最適化の役割を担っている。ポロイダルコイルは，プラズマの形状や位置の制御のために電流値を変化させる実験も予定されているので，交流損失を小さくすることが容易で，且つ，機械剛性の高いケーブル・イン・コンジット導体が選択された。冷却方式には，高い熱伝達率を得るために超臨界圧ヘリウムによる強制冷却方式が選択された[1, 2]。

コイルの電磁力による変形は磁気面の形状やプラズマと真空容器のクリアランスに影響を与えるので，大型ヘリカル装置では電磁力による変形を3T通電（プラズマ中心におけるトロイダル磁場が3T）において主半径の 5×10^{-4}，即ち1.9 mm以下に抑えることが設計指針と定められた。そのために，ヘリカルコイルとポロイダルコイルは強固な電磁力支持構造物によって支持される。電磁力は強大であるのでコイル支持構造の最適化は重要な課題である。特に超伝導コイルにおいては，常伝導部材でコイルを支持する場合には支持部での熱侵入が問題となり，低温部材で支持する場合には被冷却重量が大きくなる問題があるため，支持構造の最適化が益々重要になる。

コイルの支持構造の最適化のためには，コイルに働く電磁力の特徴を理解することが重要

である。まず，ヘリカルコイルに働く電磁力を評価するための計算プログラムを開発した。ヘリカルコイルを多数の直方体に分割することによって，体積電流要素を用いることができるようになるので，既存の磁場計算プログラムを使用できるようになる。開発したプログラムを用いて，大型ヘリカル装置のヘリカルコイルとポロイダルコイルに働く電磁力を代表的な通電モードにおいて計算し，その特徴を理解する。その上で，コイル変形を小さくするための支持構造の最適化を検討する。大型ヘリカル装置のコイル支持構造物に関して，有限要素法による構造解析を実施してコイルの変形量が目標値を満足するような支持構造物の成立性を検討する。

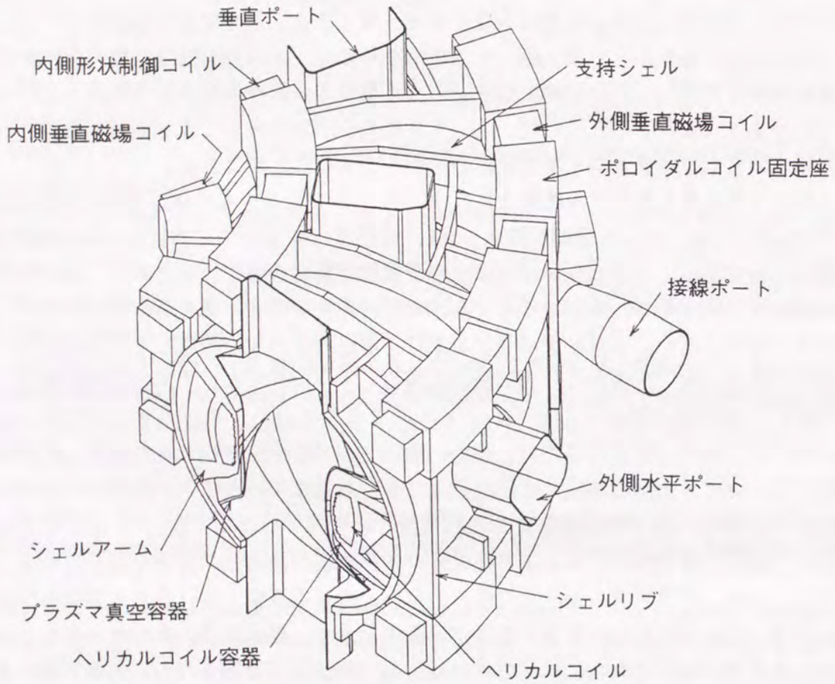


図2-1　大型ヘリカル装置のコイル構成

2.2　電磁力計算手法とプログラム開発

2.2.1　基本式とヘリカルコイルへの適用

コイル直交断面形状が一定のヘリカルコイルに働く磁場と電磁力を計算するために，体積電流要素を用いた計算プログラムを開発した。コイルを直方体に細かく分割近似して，各々の直方体を一定電流密度の体積電流要素として扱うことにより，発散させることなくコイル内部の磁場を計算することが可能となる。渡辺らによってこの方法をヘリカルコイルに適用してプラズマ領域の磁場を計算するプログラムが開発されていたが[3, 4]，その計算プログラムでは，ヘリカルコイルの形状が各ポロイダル断面で台形になる様な定義であるために，コイル直交断面形状が一定のヘリカルコイルには，そのまま適用することができなかった。そのために，コイル直交断面形状が一定のヘリカルコイルを体積電流要素に分割するサブルーチンとコイル内部の磁場と電磁力を計算するサブルーチンを新たに作成した。

有限体積のコイルを多数の線電流で近似する場合には，その線電流近傍では磁場が無限大になる問題があり，磁場を計算する近傍の線電流のみを除外する等の工夫が必要である。体積電流要素を用いる場合には，各体積電流要素の境界を避ければ値が発散するような問題は生じないし，断面分割数を少なくしても計算精度は悪くならないので計算時間を短縮することが可能である。もっとも，実際の超伝導コイルでの電流は超伝導線を集中的に流れているので，コイル内部の最大磁場を求めるような場合には，体積電流近似では実際よりも小さな値が得られることになるが，その差は個々の導体の自己磁場分程度であるので，その分の補正を加えることで最大磁場の評価が可能である。電磁力を計算する場合には，個々の導体の自己磁場分は積分すると0になることから，線電流近似の場合には電磁力計算のための磁場計算点に各線電流の自己磁場分が現れないように工夫する必要があるが，体積電流近似の場合には各体積電流要素内の任意の点での磁場を用いることができる利点がある。

断面形状一定のヘリカルコイルの場合，図2-2に示すように，ヘリカルコイル断面内座標 (H_W, H_R) にある導体の軌跡は次式で定義される。

$$\begin{cases} x = (R_0 + A)\cos\phi - H_W \cos\beta \sin\phi \cdot BB \\ y = (R_0 + A)\sin\phi + H_W \cos\beta \cos\phi \cdot BB \\ z = (a_c + H_R)\sin\theta - H_W \sin\beta \cos\theta \end{cases} \tag{2-1}$$

$$\tan\beta = \frac{\dfrac{R_0}{a_c} + \cos\theta}{\dfrac{m}{l}\left\{1 + \alpha\cos\left(\dfrac{m}{l}\phi\right)\right\}} \tag{2-2}$$

$$A = (a_c + H_R)\cos\theta + H_W \sin\beta \sin\theta \tag{2-3}$$

ここで，R_0はヘリカルコイルの主半径，a_cはヘリカルコイルの小半径，BBはコイルの捩れ方向（+1が左ネジ，-1が右ネジ）である。また，θはポロイダル角，ϕはトロイダル角で，βはヘリカルコイルの進み角である。大型ヘリカル装置の場合には，θとϕの間には次式が成立している。

$$\theta = \left\{ \frac{m}{l}\phi + \alpha \sin\left(\frac{m}{l}\phi \right) \right\} \cdot BB \tag{2-4}$$

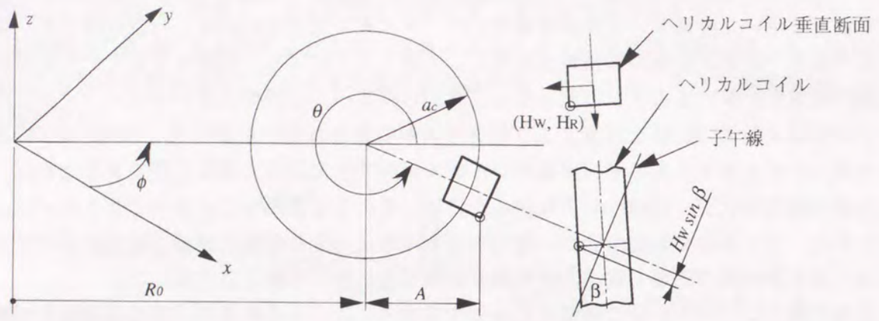


図2-2　ヘリカルコイルの座標系

ヘリカルコイルの弧長をℓとし，コイルに沿った単位ベクトルを$\hat{t}(\ell)$，それと直交する単位ベクトルを$\hat{u}(\ell)$，$\hat{v}(\ell)$とおくと，体積電流中の任意の点は次式で与えられる。

$$\vec{r}_C(\ell,\ \xi,\ \eta) = \vec{r}_G(\ell) + \xi \cdot \hat{u}(\ell) + \eta \cdot \hat{v}(\ell) \tag{2-5}$$

ここで$\vec{r}_G(\ell)$は，電流中心の位置ベクトルである。同じ座標系を用いて任意の点$\vec{r}_P$を，

$$\vec{r}_P(x,\ y,\ z) = \vec{r}_G(\ell) + x \cdot \hat{u}(\ell) + y \cdot \hat{v}(\ell) + z \cdot \hat{t}(\ell) \tag{2-6}$$

で定義すると，$\vec{r}_C$と$\vec{r}_P$を結ぶベクトルは，

$$\vec{R} \equiv \vec{r}_C - \vec{r}_P = (\xi - x)\hat{u}(\ell) + (\eta - y)\hat{v}(\ell) - z \cdot \hat{t}(\ell) \tag{2-7}$$

で与えられる。また，

$\kappa_u(\ell) \equiv \hat{u} \bullet \dfrac{d\hat{t}}{d\ell}$，$\kappa_v(\ell) \equiv \hat{v} \bullet \dfrac{d\hat{t}}{d\ell}$，$\tau(\ell) \equiv \hat{v} \bullet \dfrac{d\hat{u}}{d\ell}$　とおくと，$d\xi d\eta d\ell$のヤコビアン$\sqrt{g}$は，

$$\sqrt{g} = 1 - \kappa_u \xi - \kappa_v \eta \tag{2-8}$$

で与えられる。

ヘリカルコイル断面内座標(H_W, H_R)を用いると，$\hat{t}(\ell)$，$\hat{u}(\ell)$，$\hat{v}(\ell)$は，次式で表される。

$$\vec{a} \equiv \frac{d\vec{p}}{d\theta} \tag{2-9}$$

$$\begin{cases} \hat{t}(\ell) \equiv \vec{a}/|\vec{a}| \\ \hat{u}(\ell) \equiv \vec{p}(H_W, H_R + 1) - \vec{p}(H_W, H_R) \\ \hat{v}(\ell) \equiv \hat{t}(\ell) \times \hat{u}(\ell) \end{cases} \tag{2-10}$$

$$\begin{cases} \hat{t}(\ell) = -\cos\beta\sin\theta \cdot BB \cdot \hat{r} + \sin\beta \cdot \hat{\phi} + \cos\beta\cos\theta \cdot BB \cdot \hat{z} \\ \quad = (-\cos\beta\sin\theta\cos\phi \cdot BB - \sin\beta\sin\phi)\hat{x} + (-\cos\beta\sin\theta\sin\phi \cdot BB + \sin\beta\cos\phi)\hat{y} \\ \quad + \cos\beta\cos\theta \cdot BB \cdot \hat{z} \\ \hat{u}(\ell) = \cos\theta\cos\phi \cdot \hat{x} + \cos\theta\sin\phi \cdot \hat{y} + \sin\theta \cdot \hat{z} \end{cases} \tag{2-11}$$

さて，弧長の微小変化$d\ell$は，コイルの各場所での進み角β^*を用いると，次式で与えられる。

$$d\ell \cong \frac{(a_c + H_R)d\theta}{\cos\beta^*} \cdot BB \tag{2-12}$$

$$\tan\beta^* = \frac{\dfrac{R_0}{a_c + H_R} + \cos\theta}{\dfrac{m}{l}\left\{1 + \alpha\cos\left(\dfrac{m}{l}\phi\right)\right\}} \tag{2-13}$$

体積電流要素が任意の点に作る磁場 $\vec{B}$ は，ビオ・サバールの法則により

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_{\Omega_c} \frac{\vec{j} \times \vec{R}}{R^3} dV \tag{2-14}$$

で与えられる。ここで，μ_0は真空透磁率，jは電流密度，Rは電流要素と磁場計算点の距離である。ヘリカルコイル上の座標ξ，η，ℓに変数変換すると，

$$\vec{B} = \oint \left(\delta B_x \vec{u}(\ell) + \delta B_y \vec{v}(\ell) + \delta B_z \vec{t}(\ell) \right) d\ell \tag{2-15}$$

$$\begin{cases} \delta B_x = \dfrac{\mu_0\sqrt{g}}{4\pi}\displaystyle\int_{-x_W}^{x_W} d\xi \int_{-y_W}^{y_W} \dfrac{(\eta - y)(1 - \kappa_u\xi - \kappa_v\eta) + \tau z\xi}{\left\{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + z^2\right\}^{3/2}} d\eta \\ \delta B_y = \dfrac{\mu_0\sqrt{g}}{4\pi}\displaystyle\int_{-x_W}^{x_W} d\xi \int_{-y_W}^{y_W} \dfrac{(x - \xi)(1 - \kappa_u\xi - \kappa_v\eta) + \tau z\eta}{\left\{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + z^2\right\}^{3/2}} d\eta \\ \delta B_z = \dfrac{\mu_0\sqrt{g}}{4\pi}\displaystyle\int_{-x_W}^{x_W} d\xi \int_{-y_W}^{y_W} \dfrac{\xi(\xi - x) + \eta(\eta - y)}{\left\{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + z^2\right\}^{3/2}} d\eta \end{cases} \tag{2-16}$$

と表現することができ，これらの２重積分は解析的に実行することができる。

2.2.2　分割数と計算精度

体積電流近似の場合には，コイルに沿った分割数が計算精度に大きな影響を与える。大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの場合のコイル断面と磁場・電磁力計算のためのコイル断面分割を図2-3に示す。コイルに沿った体積電流要素の分割数が磁場計算結果と計算時間に与える影響を図2-4に示す。また，コイル分割数と電磁力計算結果の関係を図2-5に示す。これら計算は，富士通製VP100で行った。電磁力計算のための磁場計算点は，トロイダル４度ピッチに固定し，いずれの場合もコイルに沿った方向には体積電流要素の中央の位置になるよう

に選んだ。体積電流要素の分割数が1000付近で磁場と電磁力の計算値が一定値に収束することが分かる。磁場に関しては，少ない分割数では最大値が小さく計算される結果になったが，これは，磁場の最大値はコイルの小半径内側で生じるが，少ない分割数ではこの曲率の影響が正しく評価されていないからと考えられる。逆に電磁力が少ない分割数で大きく評価されるのは，各体積要素の中心がヘリカルコイルの軌跡上にあるため，少ない分割数の場合にはコイルが小半径方向に実質的に大きくなっているからと考えられる。

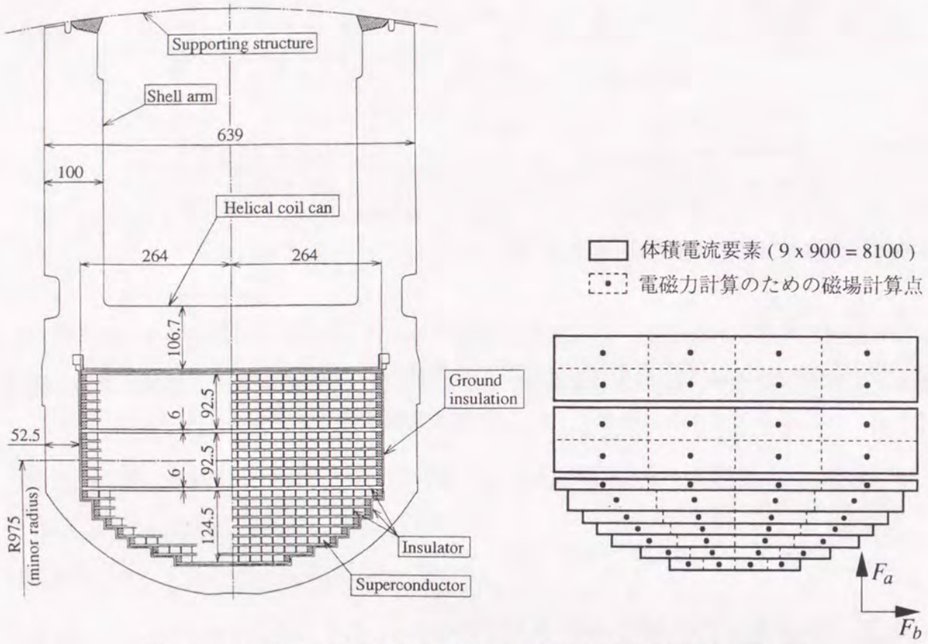


図2-3　ヘリカルコイル断面と磁場・電磁力計算のための断面分割

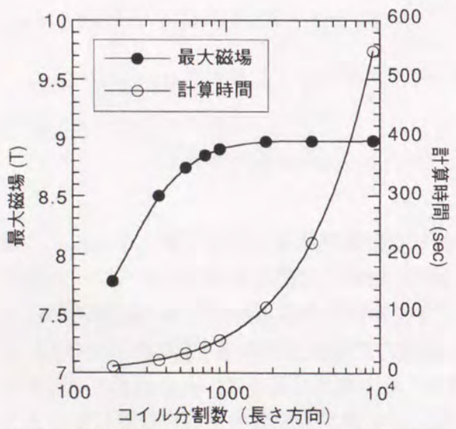


図2-4 分割数と磁場計算精度及び計算時間

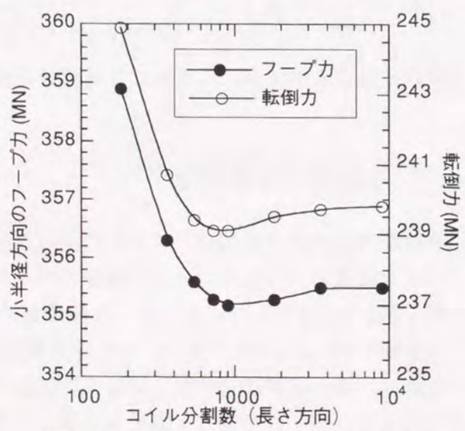


図2-5 コイル分割数と電磁力計算値

2.3　コイルに働く電磁力と支持方法の評価

2.3.1　ヘリカルコイルに働く電磁力

大型ヘリカル装置の代表的な「実験通電モード」を表2-1に示す。これらは生成するプラズマの形状や変化の内容によって分類されており，準定常モードとして５種類，時間変化モードとして３種類が設定されている[5]。「準円形」が標準的な通電モードであり，それ以外の準定常モードは各々の形状に変化させる場合の最も極端な通電モードを意味しており，実際の通電はこれらの中間的な電流値で実施されることになる。電磁力を評価する上で，どの状態が最も厳しい条件になっているか，また，中間的な通電状態で最も厳しい条件にならないかを検討する必要がある。

大型ヘリカル装置のヘリカルコイルに働く電磁力を 2.2節で述べた計算プログラムを使用して求めた。ヘリカルコイルに働く電磁力をヘリカルコイルの断面座標で整理すると，小半径方向のフープ力と転倒力に分解することができる。ヘリカルコイルだけに通電する試験モード（ヘリカルコイル単独通電モード）を含めて，代表的な通電モード毎の電磁力の計算結果を図2-6と図2-7に示す。ヘリカルコイルが外側赤道面の位置にある点をトロイダル角０度とした。これらの図から分かるように，ヘリカルコイル単独通電モードの場合には，小半径方向のフープ力がトーラス外側で大きく内側で小さくなるため，トーラス全体では主半径方向の大きなフープ力が働くことになる。一方，実験通電モードでは，ポロイダルコイルの作る垂直磁場によって小半径方向のフープ力がトーラス外側で小さく内側で大きくなり，トーラス全体ではむしろ収縮する力になる。また，転倒力に関しては，ヘリカルコイル単独通電モードでは大きいが，実験通電モードではその1/3以下の小さな値となる。その理由は，ヘリカルコイル単独通電ではヘリカルコイル上に垂直磁場が生じているが，実験通電モードではポロイダルコイルがこの垂直磁場を打ち消すからである。

これらの計算結果から，ヘリカルコイル単独通電の場合には，電磁力によるヘリカルコイル内部の応力とヘリカルコイル支持構造物の応力の分布が実験通電モードと大きく異なっていることが予想される。特に転倒力が大きいことが，コイルの内部応力や支持構造物の曲げ応力を大きくすると考えられる。そのため，大型ヘリカル装置においては，合理的な設計を進めるために，４Tでのヘリカルコイル単独通電モードに対して，強度的には耐え得るように設計するが，最適化の際には対象外とすることに決定した。実際の試験通電においても，ポロイダルコイルの通電試験を先に完了しておき，ヘリカルコイルの試験通電の際にはポロイダルコイルにも通電する方法によってヘリカルコイル単独通電を避けることができる。また，実験通電モードにおけるコイルの遮断等においても，強い磁気結合を考慮して全コイルを同時に遮断するように計画しているので，ヘリカルコイル単独通電状態に近い通電モードは回避できると考えられる。

表2-1　代表的な実験通電モード（4 T通電時）

通電モード		記号	1コイル当たりの起磁力（MA）			
			HC	IV	IS	OV
準定常モード	準円形	＃１－o	7.8	3.5	-1.5	-4.0
	縦長	＃１－a	7.8	2.0	1.6	-4.5
	横長	＃１－b	7.8	5.0	-4.5	-3.5
	外変位	＃１－c	7.8	2.6	-1.9	-3.8
	内変位	＃１－d	7.8	4.3	-1.0	-4.1
時間変化モード	磁気軸変位	＃２(0 sec)	7.8	3.1	-1.7	-3.8
		＃２(5 sec)	7.8	3.8	-1.3	-4.2
	断面変形	＃３(0 sec)	7.8	2.2	-0.3	-4.2
		＃３(5 sec)	7.8	4.7	-2.7	-3.7
	電流制御	＃４(0 sec)	7.8	2.8	-1.8	-4.1
		＃４(5 sec)	7.8	4.2	-1.1	-3.9

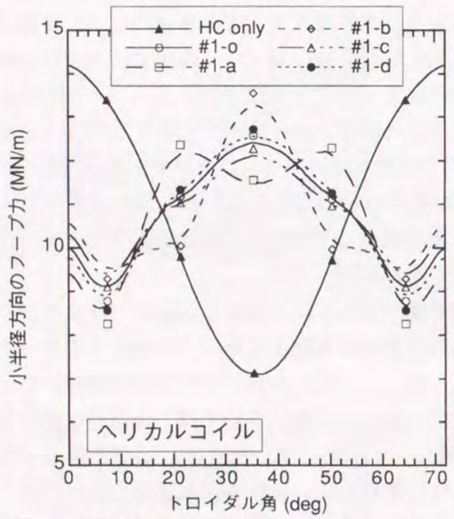


図2-6 大型ヘリカル装置のヘリカルコイルに働く小半径方向のフープ力

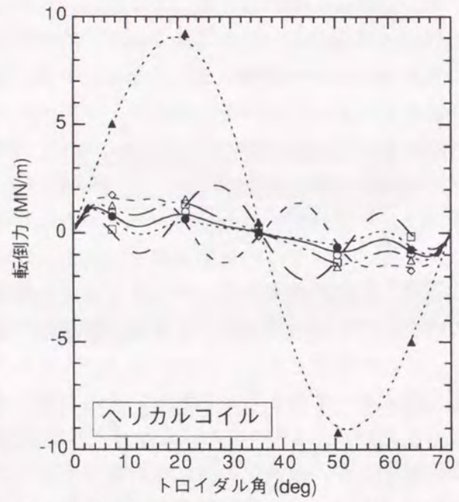


図2-7 大型ヘリカル装置のヘリカルコイルに働く転倒力

（注記１）ヘリカルコイルが外側赤道面上にある位置をトロイダル角０度とした。

2.3.2　全コイルに働く電磁力

ポロイダルコイルに働く電磁力を図2-8に示す。IVコイルはヘリカルコイルのトーラス内側にあり，ヘリカルコイルと同じ方向に電流が流されるので，単位長さ当たりのフープ力が大きい。ISコイルはプラズマを生成する場所の上下に配置されている。プラズマを閉じ込めるためにはこの場所の垂直磁場を小さく制御する必要があるので，どの通電モードにおいてもISコイルに働くフープ力は小さい。OVコイルの電流値にはヘリカルコイルが作り出す垂直磁場を打ち消すための分がベースにあるために，各通電モード毎の電流値の変化が少ない。また，ヘリカルコイルのトーラス外側にあるので，他のポロイダルコイルよりは外部磁場が小さくなっており，単位長さ当たりの電磁力の最大値はIVコイルの1/2以下である。しかしながら，フープ力による円形コイルの引張応力は単位長さ当たりの電磁力とコイル半径の両方に比例することから，フープ力に関してはOVコイルが最も大きい。また，ヘリカルコイルの作る磁場のために電磁力のリップルが大きくなっており，局所的な曲げ応力が加わって応力的には一層厳しい条件になっている。

大型ヘリカル装置のコイル支持構造物に加えられる全体の電磁力を評価するために，ヘリカルコイルに働く電磁力も主半径方向のフープ力と上下力とに分解した結果を表2-2に示す。フープ力は２対のコイルの合計である。上下力は，上コイルと下コイルで正反対なので反発力を正として片方の値を示してある。この場合に，ヘリカルコイルのフープ力は，コイルの場所に依らず電磁力のトーラス大半径方向成分を単純に積分して求めた。また，上下力に関しては赤道面で２分割して電磁力の鉛直方向成分を単純に積分して求めた。この表から次のことが分かる。

(1) ヘリカルコイル単独通電モードにおいてヘリカルコイルに働く主半径方向のフープ力と上下力は，実験通電モードにおける全コイルの和に匹敵する。
(2) フープ力の合計が最大となる通電モードは#1-d（内変位）である。これは，プラズマ中心を内側にシフトするためには，ヘリカルコイルのつくる垂直磁場を更に打ち消す必要があり，そのために，ポロイダルコイルの通電電流が大きくなり，フープ力も大きくなっているからである。
(3) IVコイルは，ヘリカルコイルのトーラス内側に配置され，しかも，全ての通電モードにおいて互いに引き合う力が働くので，上下のコイルの間に支柱を挟むことで上下力を打ち消し合うことになる。このように，上下力に関しては，IVコイルは独立して支持されると考えるべきで，電磁力支持構造物への荷重を比較する場合には，IVコイルを除いた合計を用いる方が妥当である。その場合，上下力が最大になるのは，#1-b（横長）である。
(4) IVコイルのフープ力が最大となるのは，#3 (5sec)であり，#1-dがほぼ同等の値である。
(5) IVコイルの上下力が最大となるのは，#1-bである。
(6) ISコイルのフープ力が最大となるのは，ISコイル単独通電である。
(7) ISコイルの上下力が最大となるのは，#1-bである。
(8) OVコイルのフープ力が最大となるのは，#1-a（縦長）である。
(9) OVコイルの上下力が最大となるのは，#1-aである。
(10) 電磁力支持構造物の全体の変位や応力には電磁力の合計が指標になるが，局所的な変位や応力には各コイルに働く電磁力の大きさが支配的であると考えられるので，少なくとも，#1-a，#1-b，#1-dの電磁力に対して評価を行う必要がある。

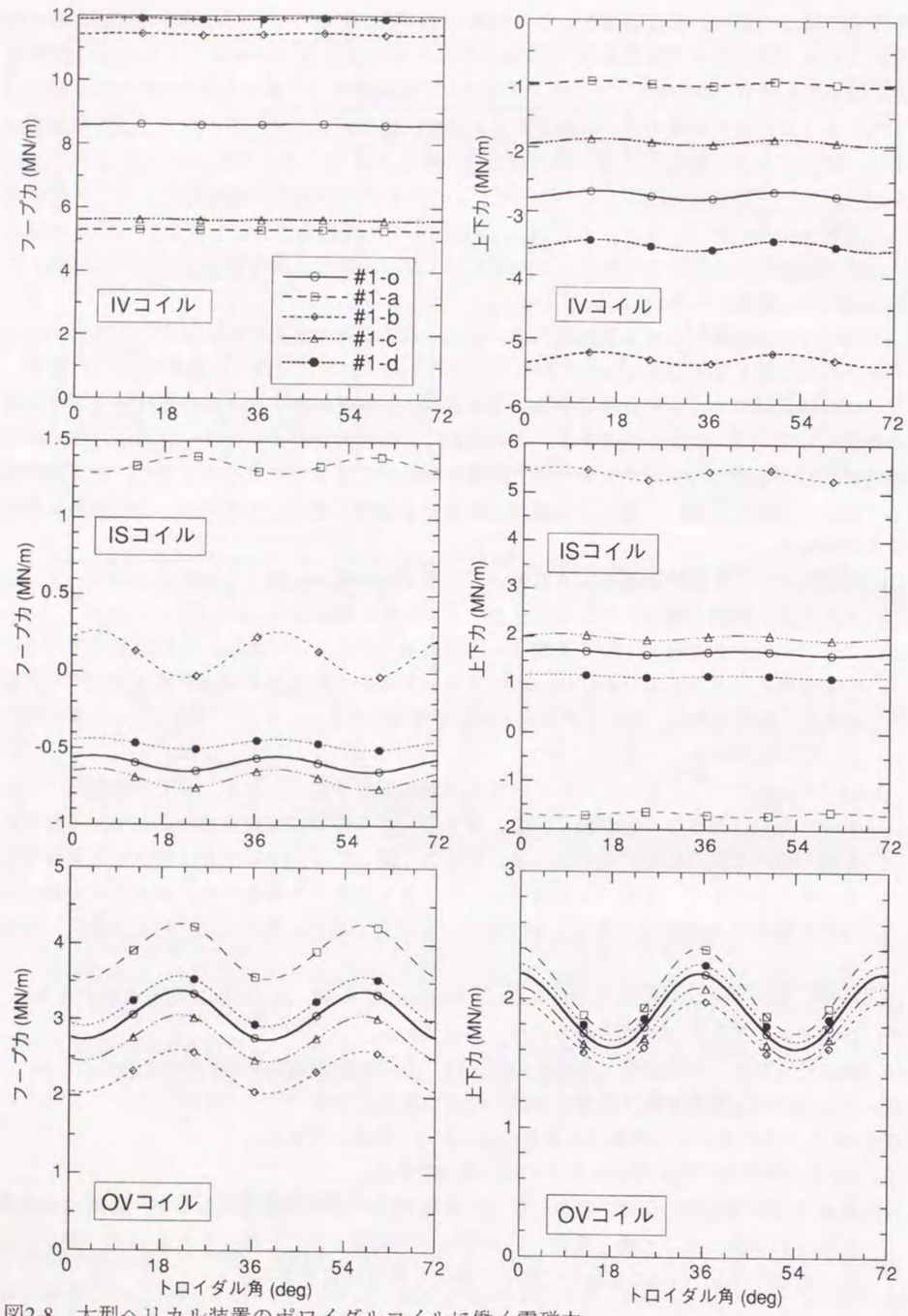


図2-8　大型ヘリカル装置のポロイダルコイルに働く電磁力

表2-2　大型ヘリカル装置のコイルに働く電磁力

	フープ力（MN）					上下力（MN）					
	HC	IV	IS	OV	合計	HC	IV	IS	OV	合計	合計*
ＨＣ単独通電	355.5				355.5	239.7				239.7	239.7
ＩＶ単独通電		141.4			141.4		-22.3			-22.3	0.0
ＩＳ単独通電			115.8		115.8			-7.2		-7.2	-7.2
ＯＶ単独通電				156.8	156.8				-36.3	-36.3	-36.3
全コイル最大電流	-117.1	221.5	25.7	235.8	365.9	195.7	-59.7	92.6	69.5	298.1	357.8
＃１－ｏ	-46.1	187.9	-22.3	206.0	325.5	216.3	-31.0	29.9	66.5	281.7	312.7
＃１－ａ	-63.3	117.8	46.4	263.2	364.1	236.2	-11.3	-29.8	72.2	267.3	278.6
＃１－ｂ	-28.7	245.0	-6.2	156.3	366.4	197.0	-60.2	95.6	60.3	292.7	352.9
＃１－ｃ	-18.3	123.4	-26.5	185.9	264.5	216.9	-21.6	35.5	63.2	294.0	315.6
＃１－ｄ	-63.5	259.5	-17.1	219.0	397.9	216.7	-39.9	21.1	68.9	266.8	306.7
＃２　(0 sec)	-24.0	159.1	-25.7	188.0	297.4	216.6	-26.8	33.0	63.9	286.7	313.5
＃２　(5 sec)	-67.0	210.9	-19.0	224.7	349.6	216.3	-34.2	26.3	68.9	277.3	311.5
＃３　(0 sec)	-49.5	91.9	-20.6	215.8	237.6	215.9	-17.8	39.0	66.0	303.1	320.9
＃３　(5 sec)	-37.8	261.7	-27.6	178.9	375.2	207.2	-50.2	57.6	63.7	278.3	328.5
＃４　(0 sec)	-47.0	133.6	-22.4	211.1	275.3	216.5	-23.6	33.8	66.3	293.0	316.6
＃４　(5 sec)	-44.9	252.8	-19.7	201.5	389.7	216.7	-38.9	23.2	66.7	267.7	306.6

（注１）フープ力は，各々，２本の合計値。
（注２）上下力は鉛直方向の力で，斥力を正とした。ＨＣに関しては，中央水平面で上と下に分けた。
（注３）「全コイル最大電流」とは，全てのコイルに定格電流を流した通電モードである。
（注４）合計*は，IVコイルを除いた合計値である。

2.3.3　コイルの支持方法

ヘリカル型核融合装置では，外部コイルによってのみ磁気面を生成し，元来，不整磁場に対して磁気島を作り易い[6]ので，コイルの製作誤差や電磁力による不均一変形を小さくする必要がある。磁気島の大きさは，低次モードほど大きくなるので，コイルの偏心や低次モードの変形を避けることが重要であり，コイルの支持は対称性を有した支持方法とする必要がある。大型ヘリカル装置では，不整磁場を中心磁場の1×10^{-4}程度に抑えるために，製作誤差や電磁力による変形を次の値に収めることが目標に定められた。

製作公差＋冷却時の不均一変形　＜　2 mm　（目標）
電磁力による変形（３Ｔ）　＜　1.9 mm（目標）
電磁力による変形（４Ｔ）　＜　3.4 mm（目標）

そのため，製作時の変形が小さく，且つ，電磁力に対して強固な構造とすることが要求された。また，輸送の限界から電磁力支持構造物は，分割輸送，現地組立となるため，分割部の構造が特に重要である。

超伝導コイルに働く電磁力は強大で，大型ヘリカル装置の場合には，フープ力も上下力も350 MN級なので，コイル重量の100倍程度の力になっている。そのため，電磁力を断熱部材

を介して常温部材で支持することは，熱侵入の観点から相応しくない。作用・反作用の法則により全てのコイルに働く電磁力の総和は釣り合っているので，全コイルを同一の極低温構造物で支持することによって常温側からはコイルと極低温構造物の自重だけを支持するだけで済むようにできる。また，軸対称性が確保される場合には，上下対のコイル同士を連結することによっても電磁力を釣り合わせることが可能であるが，製作誤差や不整磁場による荷重のアンバランスによっては完全な釣り合い条件が満たされないことを考慮する必要がある。また，プラズマ実験装置であることから，ヘリカルコイル内部に配置されるプラズマ真空容器への近接性を確保する必要があるため，超伝導コイルの断熱真空容器は，できるだけコンパクトなものにする方が望ましい。

ヘリカルコイルは，浸漬冷却方式の導体を採用したために導体自体では電磁力に対して十分な強度が無いので，ヘリウム容器を兼ねたヘリカルコイル容器（ＨＣ容器）によって導体を保持する。更に，ヘリカル形状をしているために，このＨＣ容器だけでは電磁力に対して十分な剛性が確保できないので，その補強が必要である。大型ヘリカル装置では，プラズマ閉じ込め改善のために，ヘリカルコイルの側面にプラズマのダイバータ領域を広く確保することが要求されている。そのために，ヘリカルコイル背面以外には，小半径方向に 0.5 m程度離れた場所にしか支持構造物を配置できない制約がある。２本のＨＣ容器の補強方法として，お互いにラーメン構造でつなぐ方式も考えられるが，周囲の空間的な制約を考慮して一定な板厚のシェル（支持シェル）によって支持する構造が選択された[7]。

これらの構造上の前提条件を考慮して，コイルの支持方法の比較を行なった。ポロイダルコイル自体はケーブル・イン・コンジット導体で構成され，ポロイダルコイル自体の剛性が大きいので，フープ力に対してはポロイダルコイル自体で耐える設計が可能である。それ故に，ポロイダルコイルの支持方法については，表2-3に示すように大半径方向に固定するかスライドさせるかを選択することができる。スライドさせる場合には支持シェルへの荷重が小さくなるが，極低温中，且つ，真空中で 10 MPa級の面圧で低い摩擦係数で同心を保ったまま滑らせる必要があり，スライド機構の開発が必要である。表2-4に摩擦係数を 0.3とした場合のスライドによる発熱量と温度上昇の計算結果を示す。許容温度上昇はポロイダルコイルの温度マージンに依存するが，１K以下にするべきであると考えられる。そのためには，摩擦係数を 0.05程度に抑制する必要がある。固定する場合には支持シェルにかかる全フープ力が大きくなるが，表2-2から分かるようにヘリカルコイル単独通電の場合の10～30%の増加にとどまるので，ポロイダルコイルの剛性を考慮すると，支持シェルに生じる応力はスライドさせる場合のヘリカルコイル単独通電モードと同程度になると考えられる。このことから，スライドさせても支持シェルを大きく合理化できるとは考えられない。むしろ，コイルの電磁力による変形の観点からは，スライド構造では各々のポロイダルコイルの引張剛性を高める必要があり，完全拘束に比べて電磁力支持構造物の全重量が大きくなると考えられる。そこで，ポロイダルコイルを完全拘束する案を主案として構造解析を実施した。

表2-3　超伝導コイルの支持方法の比較

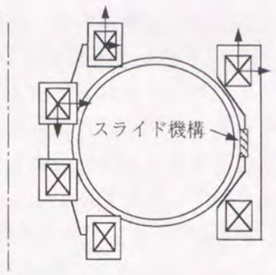
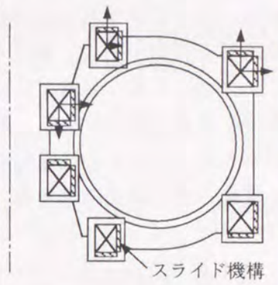
分類	A	B	C
支持方法	支持シェルに完全固定 	支持シェルに鉛直方向固定 半径方向はスライド  	IVとISコイルは完全固定 OVコイルは独立支持 
利点	・どの方向の力に対しても強固。 ・最適設計により最も軽量化が可能。 ・ＰＣの変位は一様変位で，且つ，最も小さい。	・支持シェルの半径方向の荷重を低減。 ・冷却時の温度差による熱応力を緩和。	・支持シェルの半径方向と鉛直方向の荷重を低減。 ・スライド機構での荷重が比較的に小さい。
欠点	・支持シェルへの荷重が大きい。 ・ＰＣに半径方向にも曲げ応力が生じる。 ・ＰＣに，冷却時の温度差による熱応力が発生。	・スライド機構での面圧が大きい（10 MPa以上）。 ・スライドにより発熱。	・アンバランス電磁力に対して脆弱。 ・構造物の全重量は増加。 ・OVコイルサポートの占有空間が大きい。
備考	・ＰＣに花びら状の変形が生じる。	・半径方向の電磁力はＰＣ自身で負担。 ・低摩擦（μ ＜0.05）で同心状にスライドする機構の開発が不可欠。	・OVコイルの半径方向の電磁力はコイル自身で負担。 ・OVコイルサポートは支持シェルに対して半径方向にスライドまたは，バネ支持。

表2-4　ポロイダルコイルを半径方向にスライドさせる場合の発熱評価

項目		IVコイル	ISコイル	OVコイル
#3モードでの変位	(mm)	1.84	0.13	1.21
摩擦損失(μ =0.3を仮定)	(kJ)	18.8	1.88	23.5
PCスリーブの熱容量	(kJ / deg)	4.94	6.46	12.2
PCスリーブの温度上昇	(deg)	3.81	0.29	1.93

2.4　電磁力支持構造物の構造解析

2.4.1　電磁力支持構造物の設計思想

電磁力支持構造物は，コイルと同じ対称性を有し，高い製作精度と電磁力に対する充分な剛性と強度が確保されていることが必要条件である。大型ヘリカル装置の電磁力支持構造物は形状が複雑なので，剛性と強度の評価には有限要素法を用いた。図2-9に設計フローを示す。大型ヘリカル装置では輸送上の制限から分割構造を採用せざるを得ないために，特に分割部の構造が重要となり，強度と製作精度を両立させるために未溶着部を残した溶接構造を採用した。そのために線形破壊力学を用いた強度評価も必要である。

電磁力支持構造物の基本思想を以下に列挙する。

(1) ヘリカルコイルの外側には高剛性のシェルアームを配置し，且つ，その外側を支持シェルに固定することによって，ヘリカルコイルの電磁力を拘束する。

(2) ポロイダルコイルはリブを介して支持シェルに固定する。電磁力による変位の抑制と支持構造物の重量軽減のために大半径方向にも拘束することを主案として解析を実施する。

(3) 電磁力支持構造物は赤道面とトーラス36度ピッチで分割する。

(4) 分割部の接合は未溶着部を残した溶接構造とする。

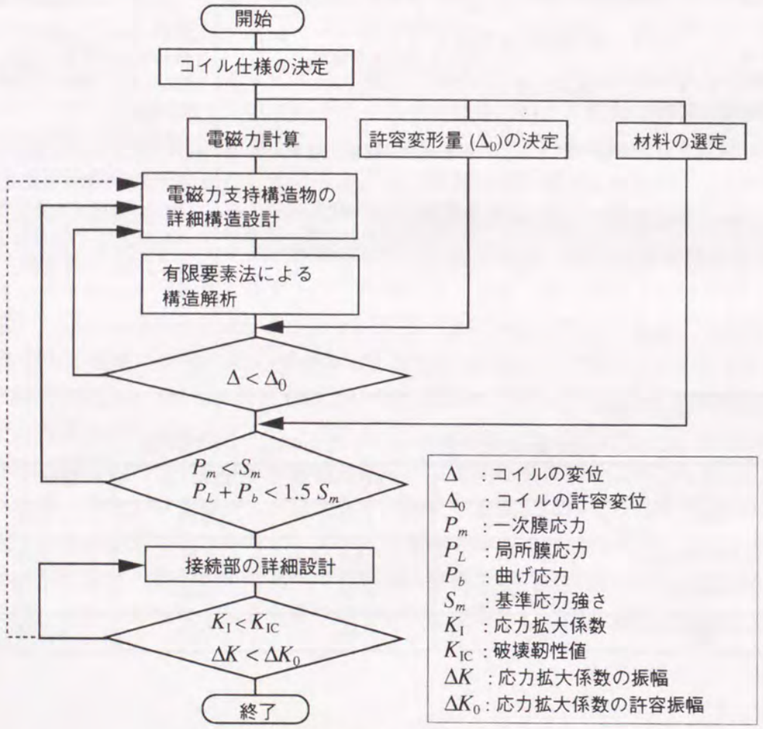


図2-9　電磁力支持構造物の設計フロー

2.4.2　電磁力支持構造物の解析手法と解析モデル

電磁力支持構造物の構造解析には，汎用構造解析プログラムANSYS Revision4.4を用いた。解析モデルは，図2-10に示す様に，支持シェル，シェルリブ，ポロイダルコイル固定座，シェルアーム，及び，ヘリカルコイル容器上板を全て３次元板シェル要素でモデル化している。ヘリカルコイルには転倒力が働くため，周期対称面の境界条件には面外変位拘束の条件ではなく，２面の対応する節点の変位と回転を同じとする拘束条件を用いた。計算機の容量の制限でヘリカルコイルを実際の形状に合うようにモデル化することが困難なので，図2-11に示すように，電磁力の入力のためにコイル中心位置に仮りの節点を設けて剛性の弱いシェル要素で電磁力支持構造物と結んだ。解析に用いた電磁力支持構造物の物性値を表2-5に示す。

ポロイダルコイルは３次元ソリッド要素でモデル化した。電磁力支持構造物とは，剛結合では無く，圧縮される面の対応する節点の面直角方向の変位を同じにする拘束条件を用いた。現実には摩擦力によって面内方向にも荷重の伝達があるが，電磁力支持構造物の変位を小さくする様に働くと考えられるので無視した。

解析モデルの条件を以下に纏める。

(1) 支持シェル，シェルリブ，ポロイダルコイル固定座，シェルアーム，ヘリカルコイル容器上板を三次元板シェル要素でモデル化。接続部は全て剛結合。

(2) ポロイダルコイルは３次元６面体ソリッドでモデル化。モデル化の都合で断面積が大きくなるため，フープ剛性が等しくなるような弾性係数を使用。（曲げ剛性は実コイルの約２倍になる。）

(3) ヘリカルコイルおよびヘリカルコイル容器の側板と底板の剛性は考慮せず。

(4) 36°周期境界条件（対応する節点の変位と回転が同じ）。

(5) ポロイダルコイルの電磁力はポロイダルコイル中心に節点荷重として印加。

(6) ポロイダルコイルのフープ剛性を考慮しない計算では，ポロイダルコイルの周期境界条件を除外。

(7) ヘリカルコイルの電磁力は，ヘリカルコイル中心位置にダミー節点を設けて，節点荷重として印加。剛性の小さいダミー板シェルを介してシェルアームに伝達。

(8) 断熱支持脚の位置で，鉛直(z)方向変位を拘束（xy方向はフリー）。

表2-5　構造解析に用いた電磁力支持構造物の物性値

部位	板厚 (mm)	縦弾性率 (GPa)	ポアソン比
ヘリカルコイル容器上板	100	200	0.3
シェルアーム／支持シェル	100	200	0.3
IVコイル間リブ	100	200	0.3
OVコイル間リブ	80	200	0.3
シェルリブ	60, 80（注１）	200	0.3
ポロイダルコイル固定座	80（注２）	200	0.3

（注１）場所によって，板厚60 mmと80 mmの２種類がある。
（注２）IVコイルの内周側だけは，板厚が 50 mm。

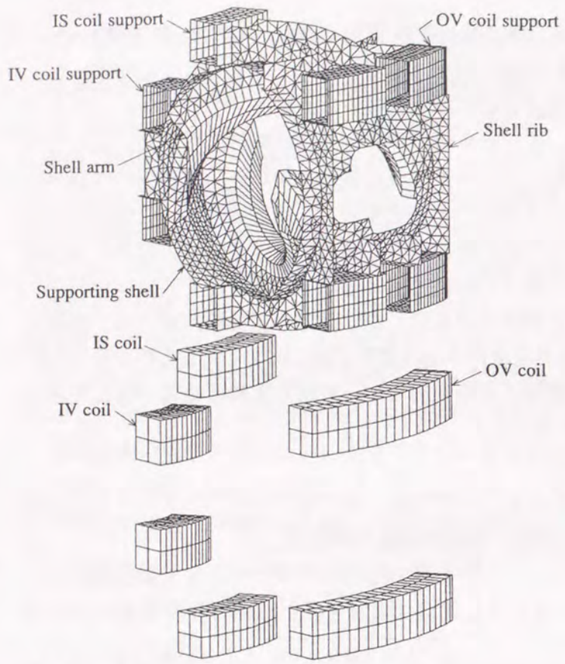


図2-10　電磁力支持構造物の解析モデル

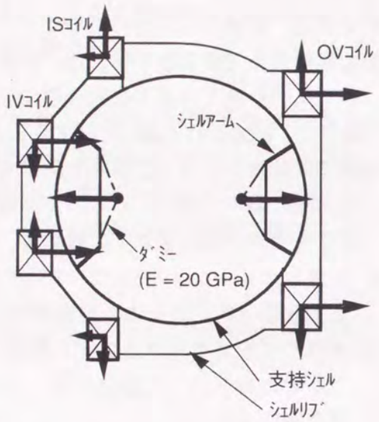


図2-11　電磁力の印加位置

2.4.3　ポロイダルコイルの剛性評価

大型ヘリカル装置のポロイダルコイルには，交流損失の低減とコイル剛性の確保のためにケーブル・イン・コンジット導体が採用された。導体は，486本のNbTi/Cu素線とSUS316のコンジットで構成される。外部磁界に対して大きな閉ループを作らないようにするために，素線は3本撚りを4回繰り返して，最終的には6つの束にしてコンジットの中に収められている。このタイプの導体はコンジット内に超臨界圧のHeを強制的に流して冷却するが，冷媒の占有割合であるボイド率は38～40%が一般的である。各導体は周囲に絶縁が施され，対地絶縁によって1体に積層される。

ポロイダルコイルの剛性を評価においては，まず導体自体の剛性が問題となる。束ねられた素線の剛性は，製作に依存する面もあり解析的な評価には限界がある。ここでは電磁力支持構造物の構造解析を目的にしているので，コイル剛性を過大評価しないように導体の剛性評価にはSUSコンジットのみを考慮することにする。個々の導体のSUSコンジット断面積をA_0，縦弾性係数をE_0とすると，コイルの引張剛性$E^{coil}A^{coil}$は次式で与えられる。

$$E^{coil}A^{coil} = E_0\sum A_0 = mnE_0A_0 \tag{2-17}$$

ここで，mは列数，nは層数である。曲げ剛性に関しては，コイルは絶縁物を介して積層されているために，厳密には絶縁物の変形や滑りを考慮する必要があるが，絶縁厚さが導体寸法の5%以下と薄いことと，巻線後に一度に硬化させるので導体との接着強度が高いと考えれることから，絶縁物の影響は無視できると考えられる。そうすると，個々の導体の曲げ剛性をI_{R0}，I_{Z0}とすると，R軸回りの曲げ剛性$E^{coil}I_R^{coil}$とZ軸回りの曲げ剛性$E^{coil}I_Z^{coil}$は，各々，次式で与えられる。

$$E^{coil}I_R^{coil} = E_0\left[mnI_{R0} + 2nb_0{}^2A_0\left\{\left(\frac{1}{2}\right)^2 + \left(\frac{3}{2}\right)^2 + \cdots + \left(\frac{m-1}{2}\right)^2\right\}\right] \tag{2-18}$$

$$E^{coil}I_Z^{coil} = E_0\left[mnI_{Z0} + 2ma_0{}^2A_0\left\{1 + 2^2 + \cdots + \left(\frac{n-1}{2}\right)^2\right\}\right] \tag{2-19}$$

この式を用いて計算したポロイダルコイルの剛性を表2-6に示す。一方，構造解析モデルにおいては，電磁力支持構造物を3次元板シェルでモデル化したために，対応する節点の位置を重ね合わせるためにはポロイダルコイルを構造物の板厚の分だけ大きくする必要がある。この構造解析において最も重要なポロイダルコイルの剛性はフープ力に対する剛性なので，引張剛性を実機に合わせることが妥当である。そのためにコイルの曲げ剛性は実コイルの2倍程度になってしまうが，解析結果への影響は小さいと考えられる。構造解析に使用したポロイダルコイルの諸元を表2-7に示す。

表2-6　大型ヘリカル装置のポロイダルコイルの仕様

コイル名		OVコイル	ISコイル	IVコイル
主半径	(m)	5.550	2.820	1.800
起磁力	(MA)	- 4.5	- 4.5	5.0
列数×層数		9×16	13×16	15×16
コイル断面寸法（幅高さ）	(mm)	322×518	343×471	391×471
導体断面寸法（幅×高さ）	(mm)	27.5×31.8	23.0×27.6	23.0×27.6
コンジット厚さ	(mm)	3.5	3.0	3.0
素線径	(mm)	0.90	0.76	0.76
素線本数	(本)	486 (3^4×6)	486 (3^4×6)	486 (3^4×6)
コンジット内のボイド率	(%)	38	38	38
コンジットの断面積	(m^2)	5.51×10^{-2}	5.08×10^{-2}	5.87×10^{-2}
引張剛性	(N)	1.10×10^{10}	1.02×10^{10}	1.17×10^{10}
R軸回りの曲げ剛性	(Nm^2)	2.30×10^{8}	1.78×10^{8}	2.05×10^{8}
Z軸回りの曲げ剛性	(Nm^2)	7.30×10^{7}	8.28×10^{7}	1.27×10^{8}

表2-7　有限要素モデルに用いたポロイダルコイルの仕様

コイル名		OVコイル	ISコイル	IVコイル
コイル断面寸法（幅×高さ）	(mm)	584×706	576×639	604×685
コイルの断面積	(m^2)	0.412	0.368	0.414
引張弾性率	(GPa)	26.75	27.66	28.35
引張剛性	(N)	1.10×10^{10}	1.02×10^{10}	1.17×10^{10}
R軸回りの曲げ剛性	(Nm^2)	4.57×10^{8}	3.45×10^{8}	4.59×10^{8}
Z軸回りの曲げ剛性	(Nm^2)	3.13×10^{8}	2.81×10^{8}	3.57×10^{8}

2.4.4　電磁力支持構造物の解析結果と考察

代表的な通電モードに対して4T通電時の電磁力を用いた解析を実施した。最大応力と最大変位を表2-8に纏める。比較のために，ヘリカルコイル単独通電と#1-dモードについては，ポロイダルコイルの周方向の引張剛性を考慮しない場合の解析も実施した。代表的な変形図を図2-12に示す。最大応力は外側開口の角部に生じている。ポロイダルコイルの剛性を考慮しない場合でも，電磁力支持構造物に生じるTresca応力の最大値は400 MPa以下である。原子力の分野で適用されているASME Section IIIでは，許容応力は使用温度と常温での機械強度の小さい方を選ぶように定められており，極低温で使用される機器にとっては許容応力を小さく見積もり過ぎることになる。超伝導機器の場合に，電磁力による応力は極低温状態以外では発生しないので，使用温度における機械強度から許容値を決めることが合理的である。大型ヘリカル装置の電磁力支持構造物に使用される材料はSUS316であり，その材料試験結果から0.2%耐力 630 MPa以上，引張強度 1250 MPa以上の結果が得られているので，ASME Section IIIに準じて 0.2%耐力の2/3倍，または，引張強度の1/3倍の小さい方を「基準応力Sm」と定義すると 416 MPaという値が得られる。解析で得られた最大応力強さ（Tresca応力）は２次応力を含んだ値であるが，これを一次局所膜応力と見なしても 1.5Smが許容値なので，1.5倍以上の安全率が確保されていることになる。

変形量に対しては，ポロイダルコイルの剛性を考慮した解析結果から判定することが合理的である。ヘリカルコイル容器上板端部の変形量を図2-13に，小半径方向の変位を図2-14に示す。最大変位量は 2.6 mm，小半径方向変位は最大 2.0 mmという結果が得られた。ヘリカルコイルの電流重心の変位量としては，コイル容器内部での変形も考慮する必要があるが，最大変位を 3.4 mm以内に収めるには，コイル容器内部の変形としては小半径方向に平均値で 1.2 mmが許容される結果になった。コイル容器内部の変位については３章で述べる。

ポロイダルコイル固定座の最大変位量も 2.6 mmであり，ポロイダルコイル内部の電流中心の移動量として 0.8 mmが許容されることになる。ポロイダルコイルの断面剛性は16～23 GPaであり[8]，導体間の平均面圧は10～20 MPaの設計なので，電磁力によるコイル自体の収縮量は高々 1.0 mmである。電流中心の移動量はその1/2なので，十分に許容値以内である。

これらの解析結果から，ポロイダルコイルを電磁力支持構造物に完全拘束することによって各部の変形量が目標値以内に抑えられることが判明した。

表2-8　電磁力支持構造物の構造解析結果

通電モード		最大応力強さ (MPa)	最大変位 (mm)	
		全体（最大となる場所）	HC容器	PC固定座
PCのフープ剛性を考慮	#1 - o	277　(Oポート用開口)	2.38	2.46
	#1－a	280　(Oポート用開口)	2.41	2.50
	#1－b	243　(Oポート用開口)	1.73	2.36
	#1－d	290　(Oポート用開口)	2.61	2.62
	HC単独	154　(支持シェル内周)	2.86	1.46
PCのフープ剛性を考慮せず	HC単独	192　(支持シェル最上部)	2.98	1.61
	#1－d	367　(支持シェル内周)	3.01	3.19

(注１) PCとはポロイダルコイルを意味する。
(注２) HC単独とは，ヘリカルコイル単独通電モードを意味する。
(注３) PC固定座の最大変位は，上側OVコイル固定座の角に生じる。

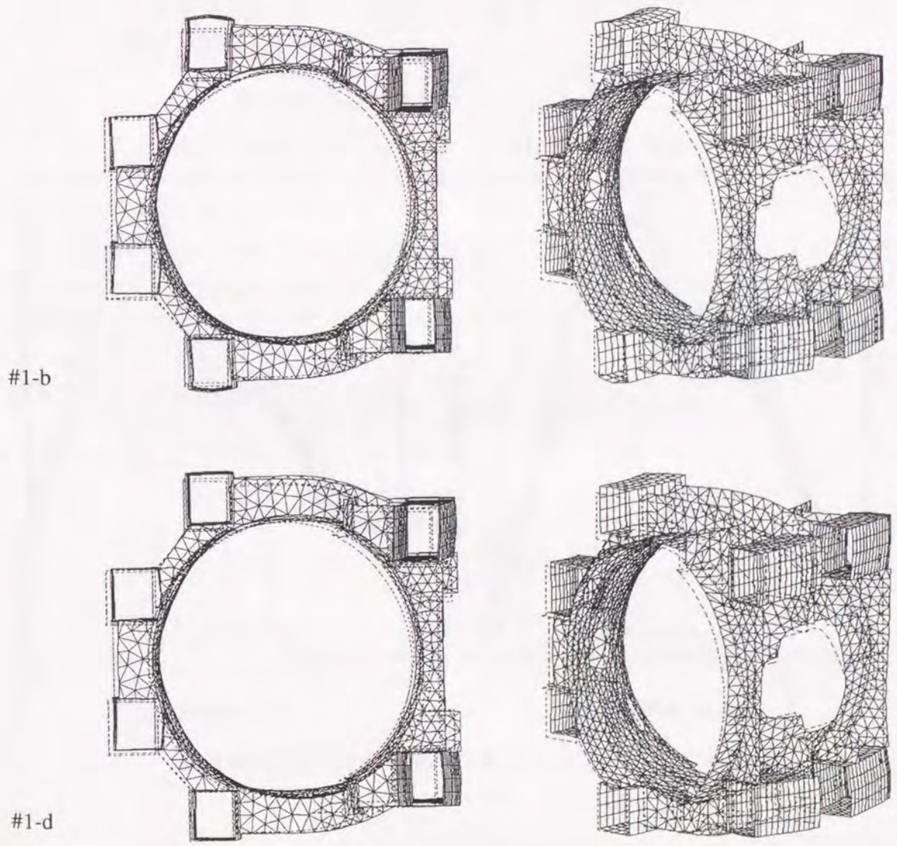


図2-12　電磁力支持構造物の構造解析結果（変形図）

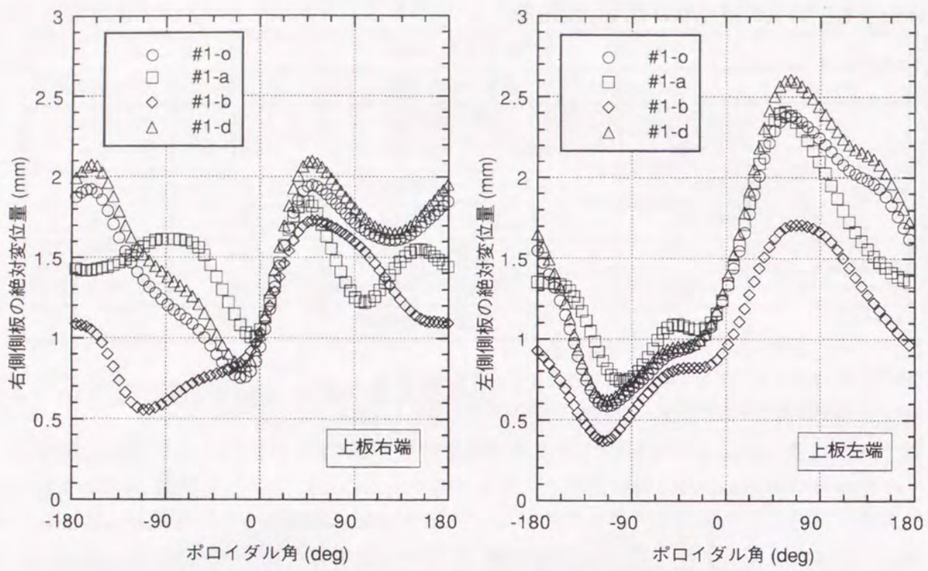


図2-13　ヘリカルコイル容器上板端部の変位量

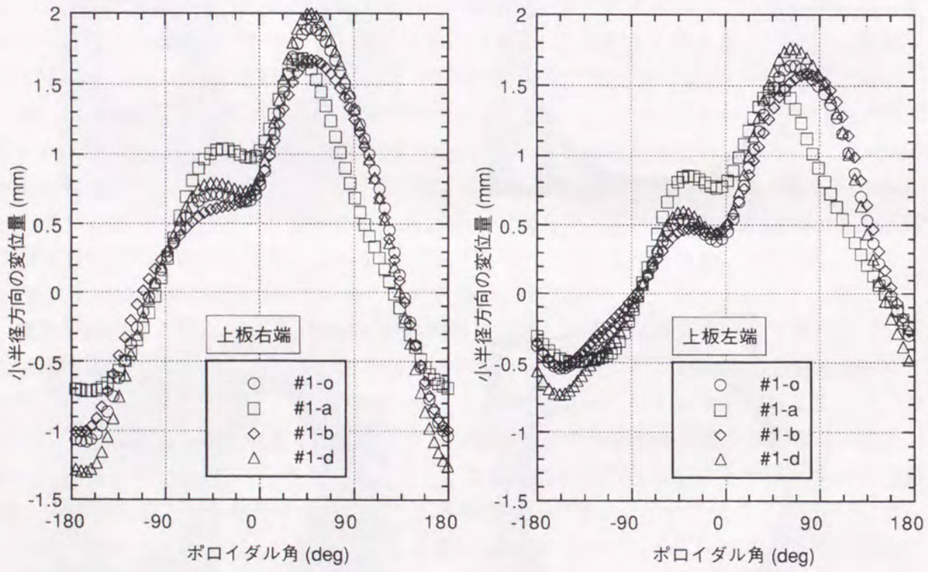


図2-14　ヘリカルコイル容器上板端部の小半径方向の変位

2.5　結言

ヘリカル型核融合装置のヘリカルコイルとポロイダルコイルに働く電磁力の特徴を調べ，電磁力によるコイル変位と応力を最小化するコイル支持方法を明らかにした。まず，ヘリカルコイルを体積電流要素に分割する手法を用いてコイル直交断面形状が一定のヘリカルコイルの内部磁場と電磁力を計算するプログラムを新たに開発した。このプログラムを使用してヘリカルコイルに働く電磁力に関して次の特徴を明らかにした。

(1) ヘリカルコイル単独で通電する場合には，トーラス効果によってトーラス中心近傍に垂直磁場成分が生じるためにヘリカルコイルを倒す力（転倒力）が発生するが，プラズマ実験を行う通電モードでは，プラズマ中心における垂直磁場が0になるようにポロイダルコイルの磁場を制御するので転倒力は1/3以下に収まる。ヘリカルコイル単独通電を避けることによって転倒力に対する設計荷重を大幅に軽減することができる。

(2) 小半径方向の電磁力は，ヘリカルコイル単独通電の場合にはトーラス外周側で大きくなり，全体を積分した場合にもトーラス外側に拡がる力が生じているが，実験通電モードでは内周側で大きくなり，全体を積分した場合の電磁力はむしろトーラスが小さくなる方向の電磁力になる。

(3) ポロイダルコイルも含めたコイルの支持方法を比較した結果，実験通電時には，ヘリカルコイルに働くフープ力がポロイダルコイルに働くフープ力とは打ち消し合い、全コイルを積分した電磁力がヘリカルコイル単独通電時と同等の値になる。よって，ポロイダルコイルとヘリカルコイルの支持構造物を共通化することによって構造物の合理化が可能となる。

コイルの変形抑制のための支持構造物を軽量化するためには，全コイルを１つの支持構造物で完全に拘束する方法が最適であるとの方針に従い，大型ヘリカル装置の電磁力支持構造物を設計し，有限要素法を用いてポロイダルコイルの剛性を考慮した構造解析を実施した結果，全コイルを電磁力支持構造物に完全に拘束することによってコイルの変形量と支持構造物の応力を許容値に収めることができることを明らかにした。

参考文献

[1] O. Motojima, et al.; *"Engineering Design Study of Superconducting Large Helical Device"*, IAEA-CN-53/G-1-5 (1990).

[2] J. Yamamoto, T. Mito, O. Motojima, N. Yanagi, S. Yamada, A, Nishimura, M. Sakamoto, H. Tamura, S. Imagawa, S. Satoh, T. Satow, M. Takeo, M. Fujiwara ; *"Research and development of superconductors and superconducting coils for the Large Helical Device"*, Fusion Eng. Des., 20 (1993) 139-146.

[3] 等々力二郎 ;「有限太さの矩形断面ヘリカルコイルの磁場の計算」核融合研究 Vol. 57 (1987) 318-324.

[4] 渡辺二太 ;「空芯円筒コイル群によって作られる磁場の計算」核融合研究 Vol 35 (1976) 235-242.

[5] 「大型ヘリカル装置計画　実験計画検討」核融合科学研究所レポート (1992).

[6] 林隆也, 中島徳嘉 ;「ヘリカル系プラズマにおけるMHD」核融合研究 Vol. 71 (1995) 588-604.

[7] 「大型ヘリカル装置の基本設計」核融合科学研究所レポート (1989).

[8] A. Nishimura, H. Tamura, S. Imagawa, T. Mito, K. Takahata, J. Yamamoto, S. Mizumaki, H. Ogata, H. Takano ; *"Experimental rigidity evaluation of conduit pack for forced flow superconducting coil"*, Advances in Cryogenic Eng., Vol. 40B (1994) 1413-1420.

第３章　ヘリカルコイル内部の機械構造と応力に関する研究

3.1　緒言

ヘリカルコイルと円形コイルの決定的な違いは，コイルの形状が３次元か２次元かの点である。３次元形状であるために導体には２方向（層方向とターン方向）の曲げと捩りが必要となり，製作面での難しさが生じる。超伝導コイルは電磁力による導体の動きを抑制するために張力を加えながら巻線する方式が一般的であるが，ヘリカルコイルの場合には，３次元形状のために引っ張りながら巻線することは難しく，導体間を十分に接触させられるかが重要な課題である。また，コイル内部の構造解析に関しても厳密には３次元解析が必要となるため，詳細なモデルでの解析は難しく，各導体や絶縁物の応力の評価が困難である。更に，コイル内部の磁場の様子も，円形コイルとは大きく異なっているために，円形の超伝導コイルで採用されるような，層毎に導体の仕様を変えて超伝導安定性と高い電流密度を両立させる手法が有効であるかどうかも評価が必要である。

導体間の絶縁物に働く力として，電磁力の他に熱応力も評価する必要がある。大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの場合，導体の主要な構造材料が無酸素銅であり，コイル容器や電磁力支持構造物がSUS316であるが，これらの常温から極低温までの熱収縮は共に 0.3%近傍なので，温度差が大きくならない限り，コイルと支持構造物間の熱応力は小さいと考えることができる。一方，コイル内部に関しては，導体と絶縁物とで構成されるので，絶縁物の熱収縮を導体と同程度にすれば，コイル内部の熱応力，或いは，冷却による巻線張力の緩みを回避することができる。絶縁物の選択が重要な要素となる。

まず，ヘリカルコイルを構成する各導体の中心位置での磁場を計算して分布の特徴を明らかにし，その結果から個々の導体に働く電磁力を評価した。コイル内部の構造解析に先立って，導体の構造解析を実施した。大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体は高純度アルミニウムを使用した複合導体であるので，導体の許容荷重を算定するためには塑性変形も考慮した解析が必要である。複合導体の構造解析の手法と結果の妥当性を示す。続いてコイル内部の応力評価について述べる。導体の剛性を無視すれば，導体間の絶縁物に働く圧縮荷重は各導体に働く電磁力の積分値として評価することができる。実際には，導体自身の剛性，主に引張剛性によって小半径方向の電磁力の一部は導体自体の引張剛性で分担されるので，層間の絶縁物の圧縮荷重は軽減される。この効果を評価するために，ヘリカルコイルを等価な曲率の円形コイルに模擬して全ての導体と絶縁物を考慮できるような軸対称２次元の構造解析を実施した。この解析モデルでは各導体の応力評価が可能となるので，導体の応力を許容値以下に収めるために必要なコイル剛性を算出することも可能となる。更に，製作時の導体間の隙間が電磁力によって完全に潰されることを仮定することにより，この隙間と導体の応力・変位の関係を求めることができることを示し，その結果から巻線における管理値を定める手法について説明する。大型ヘリカル装置のヘリカルコイルを対象として，実際の巻線方案について整理する。

3.2　コイル内部の磁場分布と電磁力

3.2.1　各通電モードにおけるコイル内部の磁場分布

第２章で説明した計算プログラムを使用し，大型ヘリカル装置のヘリカルコイル各導体の中心位置での磁場を計算した。標準実験モード（#1-o）とヘリカルコイル単独通電モードでのコイル内部の横磁場分布を図3-1に示す。他の実験通電モード（#1-a, b, c, d）での磁場分布も#1-oと大差は無い。赤道面（ϕ=0, 36 deg）では左右対称の分布となり，中心よりやや外側で横磁場が０となる。ヘリカルコイルが直状の場合に作り出す磁場を「コイル自己磁場」，ヘリカルコイルが曲率を持つために作り出す磁場とポロイダルコイルが作り出す磁場の和を「外部磁場」と定義すると，横磁場が０となる位置が電流重心からシフトする量は，外部磁場とコイル自己磁場の強さの比によって決められる。コイル自己磁場による電磁力はコイル内部で釣り合うために，コイル全体としての電磁力は外部磁場にのみ依存する。大型ヘリカル装置の場合には，ヘリカルコイル全体の電磁力は電流値 7.8 MA に対して 9～13 MN/m なので，外部磁場の平均値は高々 1.2～1.7 T に過ぎないことになる。コイル自己磁場による磁場は，長方形断面の場合には短辺の中央で最大となり，電流値をI，長辺を $2a$ ，短辺を $2b$ とすると，短辺中央の磁場$B(a,0)$は次式で与えられる。

$$B(a,0)=\frac{\mu_0 I}{8\pi ab}\left(b\cdot\ln\frac{b^2+4a^2}{b^2}+4a\cdot\tan^{-1}\frac{b}{4a}\right) \tag{3-1}$$

同様に長辺中央の磁場$B(0,b)$は次式で与えられる。

$$B(0,b)=\frac{\mu_0 I}{8\pi ab}\left(a\cdot\ln\frac{a^2+4b^2}{a^2}+4b\cdot\tan^{-1}\frac{a}{4b}\right) \tag{3-2}$$

大型ヘリカル装置のヘリカルコイルと電流密度と長辺が等しい長方形断面を考えると，断面寸法は 500 mm×293 mm に相当し，I = 7.8 MAの場合に，$B(a,0)$=6.99 T，$B(0,b)$=6.71 T となる。図3-1から，ヘリカルコイル内の横磁場は，最下層で 8.5 T，最上層で 5.0 T 程度なので，外部磁場としては横方向に２T弱であることが分かり，電磁力から逆算した値と良く一致する。

電磁力は横磁場と電流の積で与えられるので，横磁場が０となる点が外側にシフトしていることが小半径方向のフープ力の原因となる。実験通電モードでは，トーラス内側赤道面（ϕ=36 deg）の方がトーラス外側赤道面（ϕ=0 deg）より０点のシフト量が大きいので，その結果，小半径方向のフープ力が大きくなる。ヘリカルコイル単独通電モードの場合は逆の傾向になっている。赤道面から外れると横磁場分布の対称性が崩れてくるが，これが転倒力の原因となる。対称性が満たされないのは外部磁場の影響であり，この場合は垂直磁場が原因である。実験通電モードではプラズマ中心での垂直磁場を打ち消すような磁場配位にするので対称性の乱れは小さいが，ヘリカルコイル単独通電の場合にはヘリカルコイル自身がトーラス効果で作り出す垂直磁場のために対称性の乱れが顕著である。

個々の導体の剛性を無視すると，導体間絶縁スペーサに働く電磁力は各導体に働く電磁力の積算となる。図3-1から分かるように，各導体に働く電磁力は横磁場が０となる点を向い

ているので，コイル自身が収縮するような力になっており，導体間絶縁スペーサには圧縮荷重が生じることになる。この圧縮荷重はコイル周辺よりも内部で大きな値になる。

コイル内部の縦磁場分布を図3-2に示す。コイル断面内の縦磁場の分布は緩やかであるが，赤道面ではコイル断面中央の方が小さいのに対して，上下位置ではその逆の傾向にある。これにも，ヘリカルコイルのトーラス効果が影響していると考えられる。縦磁場の主な原因は対向するコイルの作る磁場なので，トーラス効果によってトーラス外側よりトーラス内側の方が大きくなる。実験通電モードでは，トーラス効果を打ち消すようにポロイダルコイルによる垂直磁場が加わるために，ヘリカルコイル単独通電モードに比べるとコイルの位置による縦磁場の強さの変化が小さくなる。上下位置（ϕ=18 deg）では，ポロイダルコイルの作る垂直磁場はヘリカルコイルと直交して縦磁場成分を持たないので，実験通電モードとヘリカルコイル単独通電モードとで同じ縦磁場分布となる。

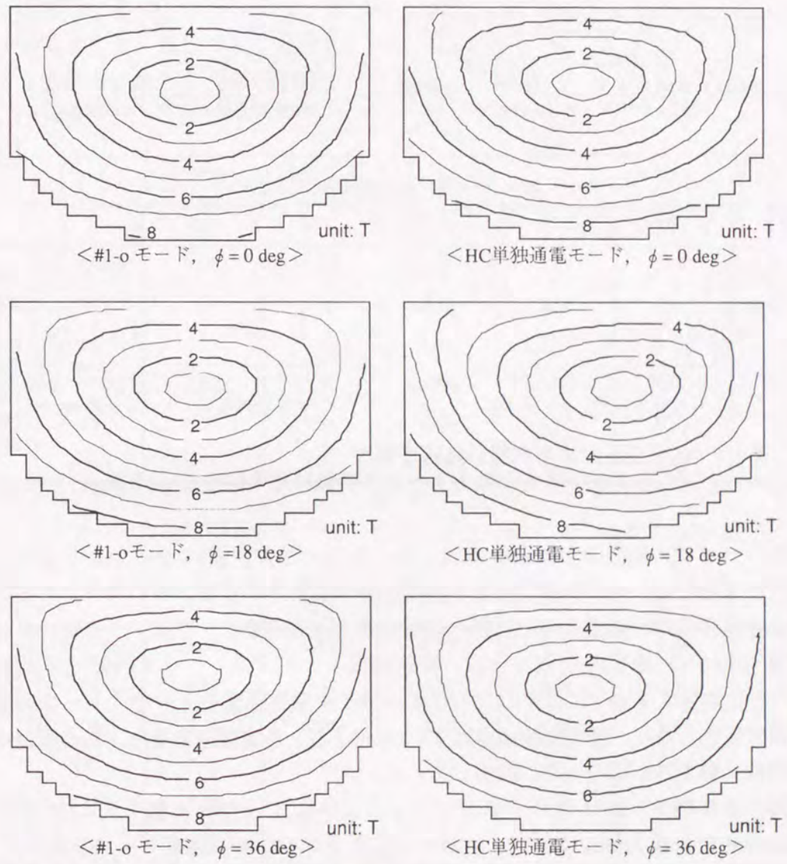


図3-1　ヘリカルコイル内部の横磁場分布
（ヘリカルコイルが最もトーラス外側に来る位置をϕ=0 degとした。）

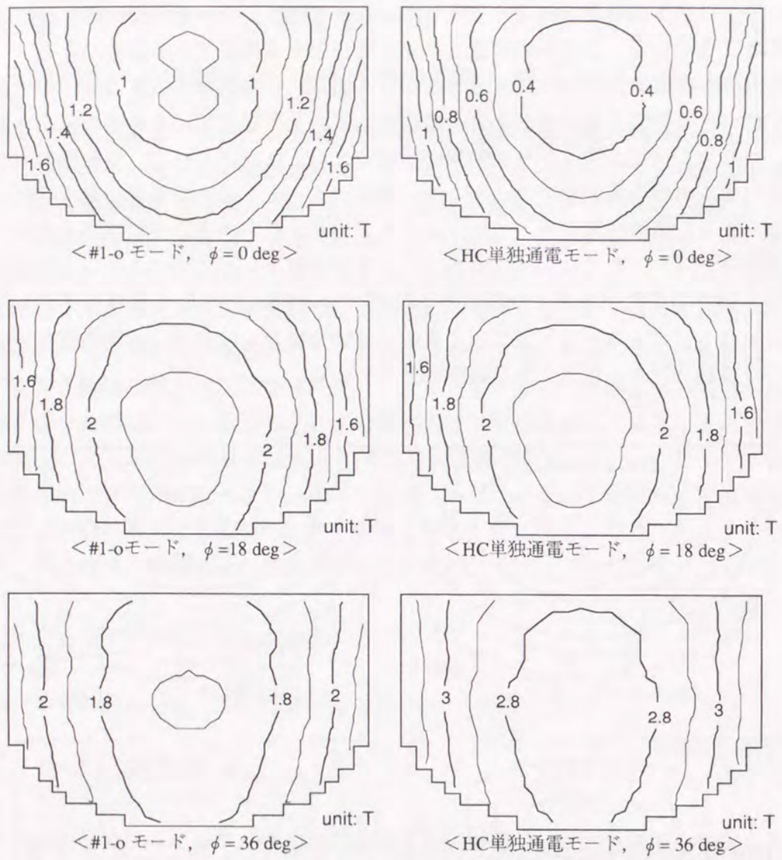


図3-2　ヘリカルコイル内部の縦磁場分布
（ヘリカルコイルが最もトーラス外側に来る位置を ϕ =0 degとした。）

各通電モードでの縦磁場と横磁場の最大値を表3-1に示す。図3-1から分かるように，横磁場が最大となるのは，コイル自己磁場と外部磁場が加算される最下層の導体である。磁場の計算点は各導体の中心位置なので，超伝導線の最大経験磁場としては，この値に1導体分の自己磁場（0.83 T）を加えた値となる。実験通電モードではトーラス内側で最大となり，#1-bモードにおいて9.36 Tに達する。ヘリカルコイル単独通電モードではトーラス中心よりやや外側で最大となり，最大経験磁場は9.5 Tを超える。各実験通電モード毎の差は小さく，横磁場の最大値は3% 以内の差に収まっている。

横磁場を小半径方向成分 B_a とそれに直交する成分 B_b に分解した値を表3-2に示す。B_b の最大値は絶対値の最大値にほぼ等しいが，ヘリカルコイル単独通電モードを除けば B_a の最大値は B_b の 80% 以下なので，導体に磁場異方性を持たせる設計が可能である。実験通電モードにおいては，B_a の最大値は場所にも通電モードにも依らずほぼ一定の値になっているが，

その理由は，実験通電モードでは転倒力の原因となる小半径方向の外部磁場が小さいために，コイル自己磁場だけで B_a の値が決められているからである。

ヘリカルコイル内部の磁場分布の特徴の1つは，コイル自己磁場が支配的であるために，層毎の最大磁場の変化が小さいことである。導体自己磁場分を考慮した各層毎の横磁場の最大値を図3-3に示す。ヘリカルコイル単独通電モードも考慮すると，最も外側の層でも最大磁場の76%の大きさがある。このために，ヘリカルコイルでは層毎に導体仕様を変えて，電流密度を高くしたり，超伝導線を合理化するような方法では大きな効果が期待できない。

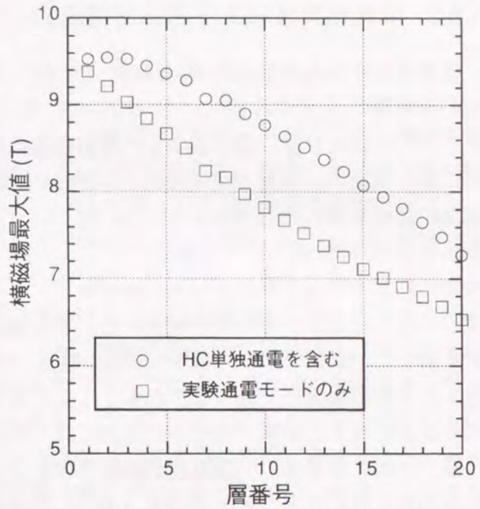


図3-3　ヘリカルコイル各層の横磁場最大値

表3-1　ヘリカルコイル導体中心位置での縦磁場と横磁場（B_0＝4 T 時）

項目		#1-o	#1-a	#1-b	#1-c	#1-d	HC単独
縦磁場最大値（T）	ϕ = 0 deg	1.75	1.83	1.67	1.70	1.78	1.14
	18	2.17	2.02	2.32	2.18	2.16	2.17
	36	2.15	2.35	1.97	2.20	2.12	3.18
横磁場最大値（T）	ϕ = 0 deg	8.01	7.94	8.08	8.05	7.98	8.57
	18	8.33	8.41	8.26	8.30	8.32	8.69
	36	8.44	8.34	8.53	8.40	8.46	7.78

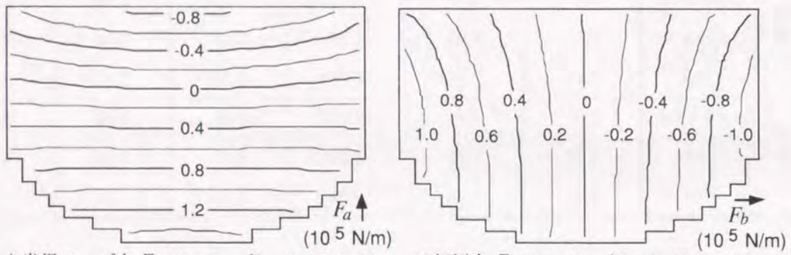
表3-2　ヘリカルコイル導体中心位置での小半径方向磁場成分 B_a と転倒方向磁場成分 B_b（B_0＝4 T 時）

項目		#1-o	#1-a	#1-b	#1-c	#1-d	HC単独
B_a最大値（T）	ϕ = 0 deg	6.46	6.46	6.45	6.45	6.46	6.38
	18	6.51	6.47	6.59	6.59	6.46	7.59
	36	6.46	6.40	6.50	6.46	6.45	6.43
B_b最大値（T）	0	7.98	7.90	8.05	8.02	7.95	8.56
	18	8.20	8.30	8.10	8.20	8.21	8.20
	36	8.41	8.31	8.50	8.37	8.43	7.73

（注記）B_a は横磁場の小半径方向の成分で，B_b はそれと直交する成分。

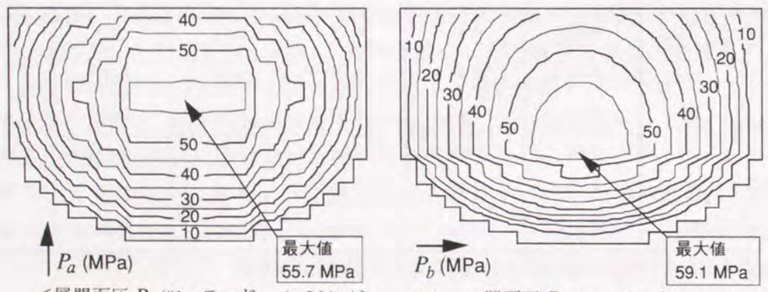
3.2.2　単純積算法による導体間電磁力

横磁場の小半径方向成分 B_a と転倒方向成分 B_b は，各々，転倒方向の電磁力 F_b と小半径方向の電磁力 F_a を生み出す。F_a と F_b の代表的な分布を図3-4に示す。各々，層またはターンに平行な強度分布になっている。導体自体の剛性を無視すると導体間に働く力は個々の導体に働く電磁力の積算となる。図3-4に対応して，各導体に働く電磁力を単純に積算して導体間の面圧を求めた結果を図3-5に示す。大型ヘリカル装置の場合には層間にもターン間にも最大で 60 MPa 近くの平均面圧が生じることになる。浸漬冷却方式の場合には導体の冷却のために導体表面を露出させる必要があり，その割合（導体露出率）が大きいほど超伝導安定性が高くなるが，導体間絶縁物に生じる圧縮応力も高くなってしまうので，最適な値を選択することが重要である。導体の開発の過程では，導体露出率としては 50% を標準とした。全ての導体の露出率を50%とする場合には，導体間の絶縁物の平均圧縮応力は 120 MPaに達することになる。転倒（ターン）方向には，導体の剛性は小さいと考えるべきだが，小半径（層）方向には導体の引張剛性が期待できるので，層間の面圧については単純積算された値より小さな値になることが考えられる。この効果については 3.4節で述べる。また，超伝導安定性の観点からは磁場の低いところでは冷却面積を小さくすることが可能なので，図3-1との比較により，磁場の高いコイル周辺で導体露出率を大きくして導体間面圧の高いコイル中央部で導体露出率を小さくすることによって，超伝導安定性の向上と絶縁物の圧縮荷重の低減を両立させることが可能である。この手法については 5 章で述べる。



<小半径フープ力 F_a (#1-oモード，ϕ=36 deg)>　<転倒力 F_b (#1-o モード，ϕ=18 deg)>

図3-4　ヘリカルコイルの各導体に働くフープ力と転倒力



<層間面圧 P_a (#1-oモード、ϕ=36deg)>　<ターン間面圧 P_b (#1-o モード、ϕ=18 deg)>

図3-5　ヘリカルコイルの導体間に働く平均面圧

3.3　複合導体の構造解析

3.3.1　概要と解析手法

大型ヘリカル装置のヘリカルコイル用導体には，高磁場中での高い冷却安定性を確保するために高純度アルミニウム(99.999%)が安定化材として採用された。一方，面圧で 100 MPa にも達する電磁力に耐えるためには，アルミニウム安定化材と超伝導線を囲む強度部材（シース材）が必要であるため，電気的特性を考慮して無酸素銅(1/2-H)が用いられた。高純度アルミニウムの降伏応力は，常温で 25 MPa 程度と小さく極低温においてもあまり向上しないことが知られている[1]。また，半田で固めた超伝導撚線のせん断強度は，半田と同程度と考えられ弾性限界は 20 MPa 以下[2]と予想される。一方，無酸素銅の降伏応力は加工度に対する依存性が大きいが，常温で 250 MPa 程度，極低温では更に 20% 以上高い値を期待できる[3]。このように降伏応力が 10倍以上も異なる複合導体についての強度評価の手法は確立していない。強度的に余裕を確保して，無酸素銅のシース材だけでも弾性範囲に収まるように設計すると，高純度アルミニウムや超伝導線の断面積を減らすことになって冷却安定性の面で不利になるので，高純度アルミニウムや超伝導線の剛性を考慮した構造解析が必要である。

図3-6に示すような大型ヘリカル装置のヘリカルコイル用の候補導体に対して，有限要素法による構造解析を行った。まず，超伝導線や高純度アルミニウムもソリッド要素でモデル化して弾性解析を行った結果，100 MPa を 4 方向から加える場合でも，アルミニウムには Mises や Tresca の降伏条件を超えるせん断応力が生じてしまうので，塑性変形を考慮した解析が必要であることが判明した。有限要素法において応力－歪み曲線の非線形性を考慮した非弾性解析法が確立されつつあるが，複合超伝導導体の場合には，超伝導撚線の断面方向の剛性自体が研究の途上にあり，また，半田で埋められている各構成材の境界面での滑りも考慮する必要があることから，非弾性解析を適用するための物性データが十分でない。そこで，超伝導線や高純度アルミニウムのせん断剛性を無視して，内部応力が等方的になっていると仮定して，シース材の内面に静水圧を印加できるような解析モデルを考案した。シース材の変形から，超伝導線と高純度アルミニウムの体積変化率($\Delta V/V$)を算出し，次式を満足するような面圧P_{in}を，解析を繰り返すことによって求めた。

$$P_{in} = \frac{E}{3(1-2\nu)}\frac{-\Delta V}{V} \tag{3-3}$$

実際には，超伝導線には成形撚線を使用していることから圧縮剛性としては複合則で求められる値に近いことが期待できるので，この解析は銅シースの応力を高く評価することになり，構造解析としては安全側の評価となる。

大型ヘリカル装置のヘリカルコイルに実際に使用される導体は，ここでの解析に使用した候補導体と異なり，超伝導撚線と高純度アルミニウム安定化材は並列に配置され，しかも超伝導撚線が成形されている。そのために，超伝導線と安定化材が並列する方向には超伝導線の圧縮剛性を期待できるので，ここでの解析結果よりも銅シースの応力は低くなると考えれる。

3.3.2　複合導体の解析モデル

構造解析に用いた物性値を表3-3に示す。まず，図3-7に示す解析モデルで，超伝導線や高純度アルミニウム安定化材も弾性要素として扱った構造解析を行った。解析プログラムにはANSYS Revision 4.4を使用し，全てに２次元ソリッド要素(STIFF 42)を適用して面外歪みを０とした。また，導体内部の境界面での滑りを無視して境界の節点を共有した。超伝導線の部分は撚線なのでせん断剛性が小さいと考えて，横弾性率を十分に小さな値に設定した。絶縁スペーサと導体表面での滑りも無視して，境界の節点を共有した。絶縁スペーサの板厚中央を中立面と見なし，この面は平行移動のみに拘束した。荷重もこの中立面に加えた。

超伝導線や高純度アルミニウム安定化材のせん断剛性を無視して静水圧だけ考慮する解析モデル（解析モデルＢ）を図3-8に示す。超伝導線と安定化材を除外して，銅シースに内圧P_{in}を加えるように変更した以外は，解析モデルＡと同じ条件である。適当な内圧を加えて，銅シースの変形から超伝導線や安定化材の領域の体積変化を計算する方法で，式3-3を満足するような条件を試行錯誤で求めた。

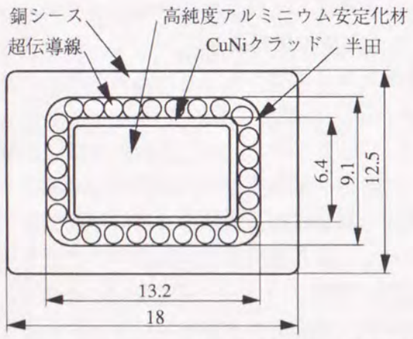


図3-6　ヘリカルコイル候補導体の断面図

表3-3　導体の構造解析に使用した物性値

材料	縦弾性率 (GPa)	横弾性率 (GPa)	ポアソン比
Cuシース	120	46.2	0.3
高純度Al	80	30.8	0.3
超伝導線+半田	100	1×10^{-9}	0.3
絶縁スペーサ	15 (//) 5 (⊥)	2	0.3

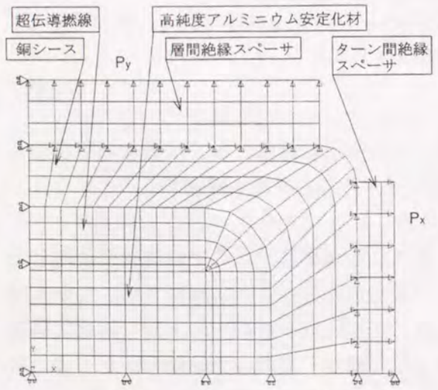
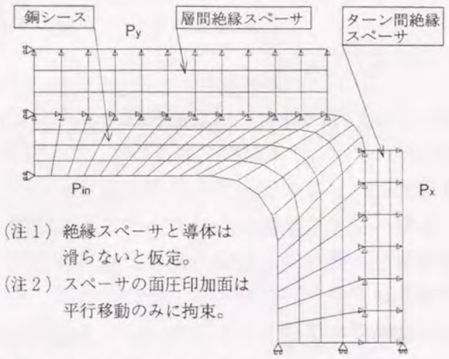


図3-7　導体の構造解析モデルＡ
（全てをソリッド要素でモデル化）



（注１）絶縁スペーサと導体は滑らないと仮定。
（注２）スペーサの面圧印加面は平行移動のみに拘束。

図3-8　導体の構造解析モデルＢ
（内部部材は静水圧のみを考慮）

3.3.3　複合導体の解析結果と考察

超伝導線と高純度アルミニウム安定化材もソリッド要素でモデル化した解析結果を表3-4に示し，代表的な応力分布を図3-9に示す。この解析モデルでは，100 MPaの面圧に対しては，いずれのケースでも安定化材にはMisesやTrescaの降伏条件を超えるせん断応力が生じており塑性変形を起こしていることになるので，正しい結果ではない。超伝導線と安定化材の領域の静水圧成分のみを内圧で印加するモデルでの解析結果を表3-5に示し，代表的な応力分布を図3-10に示す。このモデルでは，一方向から100 MPaの面圧を印加して他方を自由境界にすると銅シースの最大せん断応力が降伏応力を超える結果となるが，実際のヘリカルコイル導体では面圧が大きくなる導体は４方向を隣の導体に囲まれているので，このような条件にはならないと考えられる。むしろ，面直角方向には大きくならないという境界条件が妥当であると考えられ，この条件を満たす限り，銅シース材のせん断応力は極低温における1/2H-Cuの弾性限界以内に収まる結果が得られた。実際の導体では，高純度アルミニウム安定化材や超伝導線のせん断剛性によって，シース材に生じる応力はこの解析よりも低くなることが期待できるので，この導体は100 MPaの平均面圧下で使用に耐え得ると判断される。

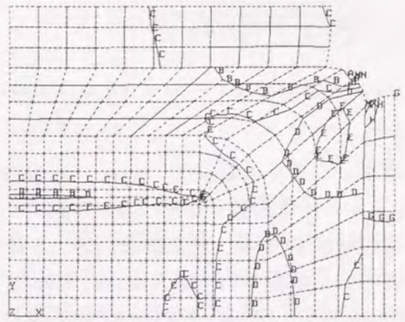
表3-4　超伝導線と安定化材もソリッド要素でモデル化した構造解析結果

外力条件 (MPa)		高純度Alのトレスカ応力 (MPa)	Cuシースのトレスカ応力 (MPa)
P_x	P_y		
100	0	93	110
100	50	49.8	80
100	100	43.4	75

表3-5　超伝導線と安定化材の静水圧成分のみを考慮した構造解析結果

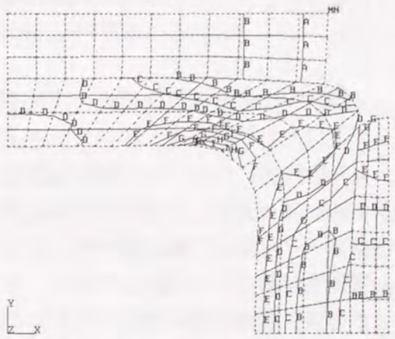
外力条件 (MPa)		Cuシースのトレスカ応力 (MPa)	式(3-3)を満足する面圧P_{in} (MPa)	備考
P_x	P_y			
100	0	(280)	(51)	(注１)
100	50	284	49	
100	100	140	83	

（注１）（）内は，P_yの荷重印加面のy変位を0に拘束した解析結果。拘束無しでは，Cuシースのトレスカ応力が500 MPa以上となり塑性域に入る。


(MPa)

A = 24.3	D = 61.7	G = 99.1
B = 36.7	E = 74.1	H = 112
C = 49.2	F = 86.6	I = 124

図3-9　導体の構造解析モデルＡの解析例
（P_x =100 MPa, P_y = 50 MPaの場合）



A = 16.7	D = 111	G = 204
B = 48.0	E = 142	H = 236
C = 79.3	F = 173	I = 267

図3-10　導体の構造解析モデルＢの解析例
（P_x =100 MPa, P_y = 50 MPaの場合）

3.4 ヘリカルコイル内部の構造解析

3.4.1 概要と解析手法

大型ヘリカル装置のヘリカルコイルには，中心トロイダル磁場が4Tに増強される第Ⅱ期には，10 MN/mを超える電磁力が働く。コイル自身ではこの電磁力に対してヘリカル形状を保持できないので，ヘリカルコイルは，厚さ60 mm程度のSUS316の容器に収め込まれ，トーラス状の支持構造物によって支えられる設計になっている。これらの電磁力支持構造物に関しては，第2章で述べたように，有限要素法を用いた構造解析の結果，変形・応力共に許容される値に収まる見通しが得られている。しかしながら，ヘリカルコイル内部では，外部磁界による電磁力の他にコイル自体が収縮する電磁力も働くため，導体間には大きな圧縮力が働く。3.2節で説明したように，各導体に働く電磁力を各層・各ターンで単純に積算する方法で導体と絶縁スペーサ間の平均面圧を計算すると，導体露出率を0.5で一定にした場合には，表3-6に示すように最大では160 MPaにもなる。この値は，絶縁物にとってだけでなく，高純度アルミニウム安定化を使用するヘリカルコイル導体に対しても厳しい値である。実際のコイルでは，小半径（層）方向には導体の長手方向引張剛性が効くので，導体間の圧縮力はこれより小さな値になるが，導体自体には引張応力が加わって更に高い応力が発生することも考えられる。転倒（ターン）方向にも，導体の捩り剛性の分だけ小さくなると考えられるが，こちらの方は大きな低減効果は期待できない。また，絶縁スペーサの設計においては導体との間の剪断力の評価も重要である。

転倒力や導体の捩れ剛性を評価するためには3次元解析が必須であるが，その場合には，電磁力支持構造物の構造解析結果を利用してヘリカルコイルとヘリカルコイル容器の部分だけをモデル化する手法を使ったとしても，計算機の容量の制限から個々の導体をモデル化することは困難である。実験通電モードでは，転倒力はフープ力の1/4以下であることとヘリカルコイル自体の捩り剛性は大きくないと考えられることから，ヘリカルコイルを等価な曲率の円形コイルに置き換えた解析を行い，ヘリカルコイルの引張剛性の効果と個々の導体の引張応力を評価する。

導体の引張応力は，平均曲げ半径 a を用いて次式で概算することができる。

$$\sigma_{hoop} = \frac{aB_b I}{A_c} \tag{3-4}$$

ここで，B_b は，転倒（ターン）方向の磁場強さ，I は導体当たりの電流値，A_c は，導体の強度部材の断面積である。大型ヘリカル装置のヘリカルコイルで評価すると，導体の銅シースの断面積は121.3 mm^2，横磁場の最大値は8.5 T，電流値が17.3 kA，磁場が最大となる最下層での平均曲げ半径が1392 mmなので，式3-4から得られる導体の引張応力は1687 MPaとなる。この値は，無酸素銅の降伏応力をはるかに上回っており，個々の導体単独では電磁力に耐えられないことが分かる。個々の導体の引張応力を緩和するためには，ヘリカルコイルの断面剛性を高め，上層の導体への荷重の伝達を良くする必要がある。コイルの断面剛性は導体と絶縁スペーサの圧縮剛性によって決められる。導体は機械的特性のみで選択できるわけではなく，また，絶縁スペーサに比べると数十倍の圧縮弾性率があるので，代表的な導体

に固定して，絶縁スペーサの圧縮弾性率を変化させた場合の個々の導体の引張応力分布の変化について評価する。また，導体巻線時に導体と絶縁スペーサの間に隙間が残ると，コイルの断面剛性を低下させることになるので，その影響についても評価する。

表3-6 導体の剛性を無視した場合のヘリカルコイルの絶縁スペーサに働く電磁力

絶縁スペーサ	ﾄﾛｲﾀﾞﾙ角 (deg)	通電モード					
		ＨＣ単独	#1-o	#1-a	#1-b	#1-c	#1-d
層間	0	116.4	102.6	100.7	104.3	103.6	101.9
	18	107.2	107.3	110.1	104.4	107.2	107.4
	36	94.4	111.1	108.0	114.1	110.2	111.7
ターン間	0	113.6	114.9	115.0	114.9	114.9	115.0
	18	159.4	117.9	114.7	121.3	121.0	116.0
	36	113.8	114.2	113.3	115.0	114.2	114.1

(注１）最大圧縮面圧は，導体サイズ 12.5 mm x 18.0 mmで平均し，スペーサ率 0.5で割って算出。

3.4.2 コイル内部の解析モデル

解析モデルを図3-11に示す。導体の引張剛性を考慮できるように，ヘリカルコイルを，その平均半径（1539.99 mm）を半径とする円形コイルに近似した。汎用構造解析プログラムANSYS Revision4.4を用いて，各導体と絶縁スペーサを2次元ソリッド要素でモデル化し，軸対称問題とした。絶縁スペーサと導体間の滑りは無視して境界の節点を共有した。対地絶縁と導体間の境界の節点は別々に定義して，圧縮となる接触面上の対応する節点の面直角変位を同じ値に拘束した。摩擦を無視して面に平行な変位は自由にした。個々の導体は，銅シースと内蔵部材（超伝導線とアルミニウム安定化材）の2つに分けてモデルを作成し，異なる材料物性を入力できるようにした。電磁力は各導体の中心の節点に集中荷重で入力した。軸対称モデルであるためにコイルの長手方向の電磁力分布を考慮できないので，小半径方向のフープ力が最大となる断面での電磁力を使用した。各絶縁スペーサは，コイル長手方向（z方向）には不連続なので，この方向の弾性率は十分に小さい値とした。また，導体露出率50%を想定して，コイル断面内（xy方向）の弾性率は，実際の値の半分を入力値をした。

解析に使用した物性値を表3-7に示す。絶縁スペーサの厚さ方向の弾性率の影響を調べるために，スペーサの厚さ方向の弾性率を変えて解析を実施した。また，高純度アルミニウムの降伏応力は20 MPa程度であることから，内蔵部材の弾性率は10 GPaと80GPaの2ケースで解析を実施した。80 GPaは高純度アルミニウムの弾性範囲内での縦弾性率である。この値で解析を行うと降伏応力を超える導体が現れることから，銅シースの応力が実際よりも低く評価されることになる。降伏した部分は降伏応力に相当する荷重しか受け持てないので，全ての内蔵部材の縦弾性率を小さくしていき，最大の応力強さがほぼ弾性範囲内に収まるような値を探した結果，10 GPaという値が得られた。実際には，降伏応力を超えた導体だけが塑性変形をするので，この解析は銅シースの応力を高く評価することになり，構造的には安全側の解析である。

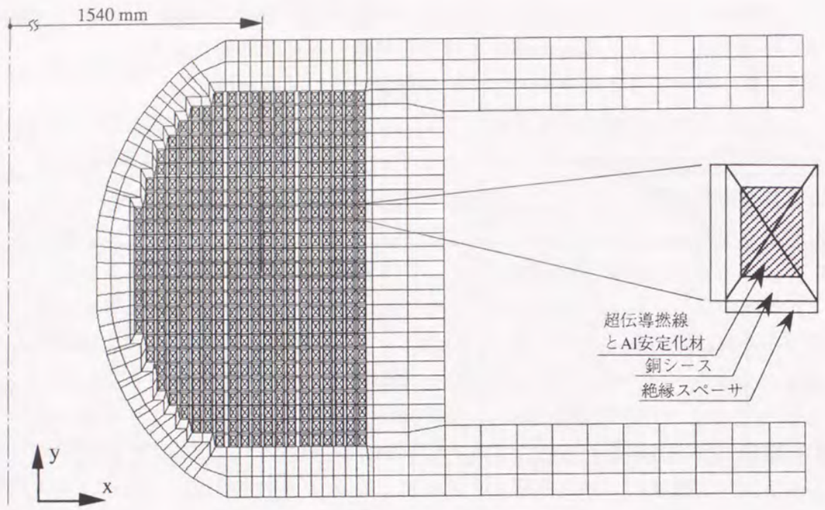


図3-11　ヘリカルコイルの構造解析モデル（等価な曲率の円形コイルに近似）

表3-7　ヘリカルコイルの構造解析における物性値

材料	E_x (GPa)	E_y (GPa)	E_z (GPa)	G_{xy} (GPa)	ν_{xy}	ν_{yz}	ν_{xz}
内蔵部材（注１）	10 / 80	10 / 80	10 / 80	3.85 / 30.8	0.3	0.3	0.3
銅シース	120	120	120	46.15	0.35	0.3	0.3
ﾀｰﾝ間絶縁	17.5	0.625～11	0.001	1	0.1	0	0
層間絶縁	0.625～11	17.5	0.001	1	0.1	0	0
対地絶縁	2.5	2.5	2.5	1	0.3	0.3	0.3
ﾍﾘｶﾙｺｲﾙ容器	200	200	200	76.92	0.3	0.3	0.3

（注１）内蔵部材とは，ヘリカルコイル導体内部の超伝導線と高純度アルミニウム安定化材を意味する。

3.4.3　コイル内部の解析結果と考察

ヘリカルコイル内部の小半径方向の応力は，コイル自己磁場による収縮力と外部磁場によるフープ力の和によって生じる。フープ力はヘリカルコイル単独通電モードにおいて最大となり，実験通電モードの中では，#1-bモードが最大である。そこで，これら２通りの通電モードの電磁力を用いて構造解析を実施した。その結果を図3-12～14と表3-8, 9に示す。

最下層の導体で導体長手方向の引張応力が最大になるが，この理由は最下層で小半径方向の変位が最大となるからである。絶縁スペーサの剛性が小さくなるにつれて，最下層の導体とヘリカルコイル容器との間に生じる隙間が大きくなると共に，導体長手方向の引張応力が大きくなる。その結果，応力強さも最下層において最大となる。絶縁スペーサの弾性率が22 GPaの場合には，導体断面方向の応力の影響で最大応力はコイル中央付近で現れる。スペーサの弾性率が低すぎると，最下層の導体には銅シースの弾性範囲（290 MPa）を超えるような応力が生じる結果が得られた。

導体の長手方向の剛性を考慮することにより，層間絶縁と導体間に生じる応力が小さくなり，絶縁スペーサの剛性が小さいほどその効果が大きい。その理由は小半径方向の電磁力を個々の導体の引張剛性で受け持つ分が大きくなるからである。絶縁スペーサの弾性率が22 GPaの場合でも，層間の最大圧縮面圧は38.8 MPaとなるので，導体の剛性を考慮しない場合の単純積算で得られる値である57 MPaに比べると30%小さい値である。

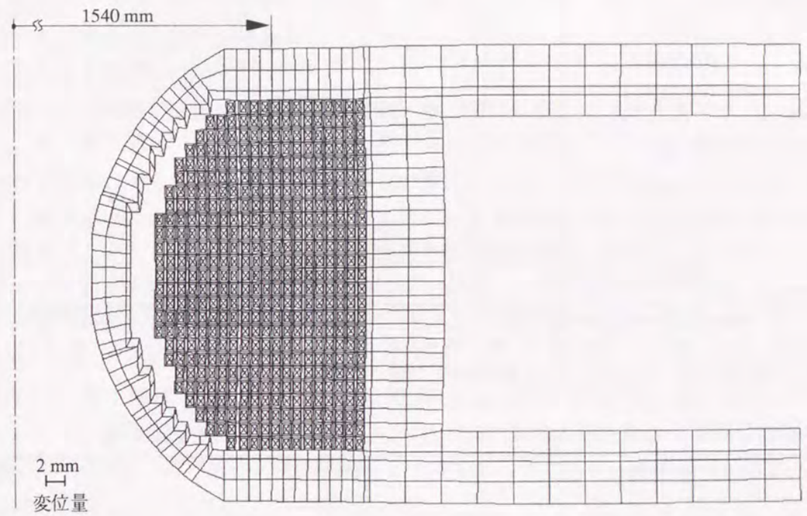


図3-12　ヘリカルコイル構造解析結果例（絶縁スペーサの積層方向弾性率が2.5 GPaの場合）

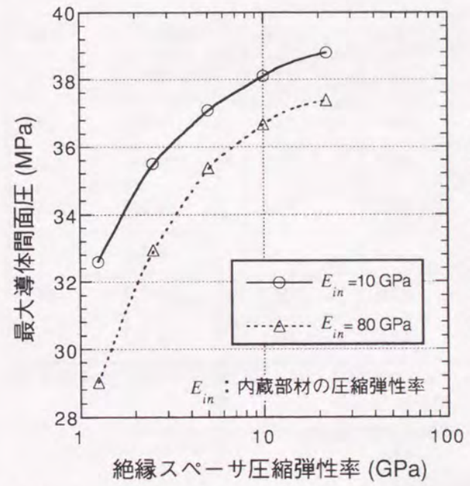


図3-13　絶縁ｽﾍﾟｰｻの剛性と最大層間面圧

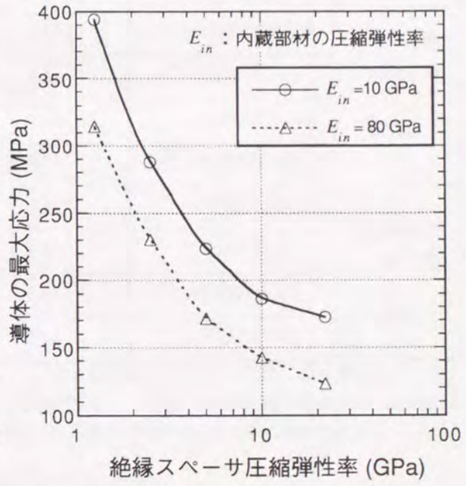


図3-14　絶縁ｽﾍﾟｰｻの剛性と導体応力

表3-8　ヘリカルコイルの構造解析結果（#1-bモード，内蔵部材の剛性；10 GPa）

スペーサの厚さ方向の剛性 (GPa)		22	10	5	2.5	1.25
最下層導体とＨＣ容器の隙間 (mm)		1.096	1.313	1.690	2.397	3.630
最大層間面圧 (MPa)		38.8	38.1	37.1	35.49	32.6
銅シースに働く応力 (MPa)	z 方向最大引張応力	117.5	129.0	159.9	214.3	314.9
	最大応力強さ	172.6	186.4	223.8	287.8	394.1
	(x 方向成分)	-52.8	2.2	6.2	15.6	32.7
	(y 方向成分)	-84.6	-77.5	-86.0	-93.1	-98.7
	(z 方向成分)	56.7	108.7	137.6	194.4	295.3
内蔵部材に働く応力 (MPa)	最大応力強さ	17.2	19.0	22.2	27.8	36.7
	(x 方向成分)	-3.6	-2.7	0.6	1.2	3.1
	(y 方向成分)	-12.4	-12.2	-11.7	-12.7	-13.1
	(z 方向成分)	4.3	6.4	10.5	15.0	23.5

（注１）応力強さは，全コイルの中の最大値を示し，x, y, z方向成分は，応力強さが最大となる場所での値を示す。応力強さの最大値は，E=22GPaの場合には，7層目中央に生じる。他は，1層目中央付近に現われる。
（注２）「相当gap/層」は，全gapの差を全層数（20層）で割って算出した。

表3-9　ヘリカルコイルの構造解析結果（#1-bモード，内蔵部材の剛性；80 GPa）

スペーサの厚さ方向の剛性 (GPa)		22	10	5	2.5	1.25
最下層導体とＨＣ容器の隙間 (mm)		0.895	1.088	1.405	2.090	3.128
最大層間面圧 (MPa)		37.4	36.7	35.4	32.9	29.0
銅シースに働く応力 (MPa)	z 方向最大引張応力	100.4	112.7	138.3	184.7	267.1
	最大応力強さ	123.2	142.2	171.6	230.5	314.6
	(x 方向成分)	3.3	2.5	12.3	12.3	23.3
	(y 方向成分)	-36.0	-38.8	-42.6	-54.1	-56.3
	(z 方向成分)	87.2	103.3	128.9	176.4	258.3
内蔵部材に働く応力 (MPa)	最大応力強さ	86.2	99.2	118.5	159.3	215.8
	(x 方向成分)	2.3	1.3	1.2	6.4	13.1
	(y 方向成分)	-28.1	-30.6	-32.5	-42.9	-45.7
	(z 方向成分)	58.0	68.5	86.1	116.4	170.1

（注１）応力強さは，全コイルの中の最大値を示し，ｘ，ｙ，ｚ方向応力は，応力強さが最大となる場所での値を示す。応力強さの最大値は，全て，1層目中央付近に現われる。
（注２）「相当gap/層」は，全gapの差を全層数（20層）で割って算出した。

3.4.4　巻線時の導体間隙間の評価

コイル巻線時と冷却時に生じる導体と絶縁スペーサ間の隙間は実効的に絶縁スペーサの剛性が低下したことに相当するので，これらの解析結果から，絶縁スペーサの熱膨張率への要求値や巻線時の許容隙間を設定することが可能である。コイル巻線時と冷却時に生じる隙間 δ_p が通電時には強大な電磁力で完全に潰されると仮定すると，通電時の最下層の導体の変位 δ は，元々のコイル剛性で決まる変位量 δ_0 に δ_p を加えた値になるので，変位量から逆に等価なコイル断面剛性を求めることができる。絶縁スペーサの厚さ方向の弾性率を 22 GPa とする場合の，コイル巻線時と冷却時に生じる隙間と導体応力の関係を図3-14から求め直した結果を図3-15に示す。

巻線時と冷却時の隙間が大きくなると最下層の導体の変位が大きくなるので，応力も高くなる。最下層の導体の応力が降伏応力を超えても，塑性変形によって上層との接触面圧が高くなって導体の応力は緩和するので，通電の度に変形が進行していくことにはならない。しかし，超伝導導体の場合には導体の塑性変形による温度上昇で常伝導転移を引き起こすこともあるので，それを避けるためには導体の応力を弾性範囲内に収めるべきである。これを設計条件とすると，厚さ方向の弾性率が 22 GPa の絶縁スペーサを使用する場合の許容隙間は，図3-15より各層当たり平均 65 μm と求められる。この場合には最下層導体とヘリカルコイル容器の間に2.4 mm の隙間が生じることになる。もし，製作時と冷却時の隙間を無くせる場合には，最下層導体とコイル容器の隙間は 1.1 mm以内に収まり，最大応力強さも 172.6 MPa で十分に弾性範囲内に収まることになる。ヘリカルコイルにおいて導体の最大応力を抑制するためには，厚さ方向の圧縮弾性率が大きく熱収縮の少ない絶縁スペーサを使用して，巻線時の隙間を小さくすることが有効である。

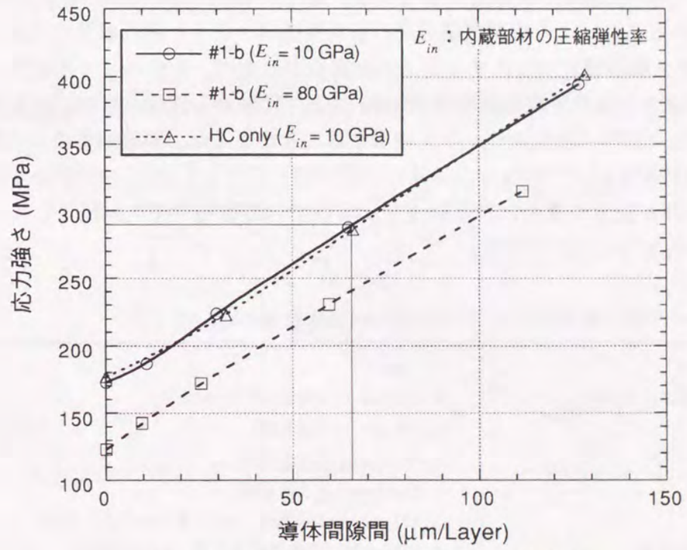


図3-15　巻線時・冷却時の隙間と導体応力

3.5 ヘリカルコイルの巻線方法

3.5.1 巻線に対する要求

コイルの巻線方法は，内周から外に向かって巻いていくパンケーキ巻きと，軸方向に巻いていくレイヤー巻きに大別することができる。ダブルパンケーキ巻きの場合には口出しや接続部が外側になるため，一般に磁場が低く空間的にも余裕を確保できる利点がある。ヘリカルコイルの位置精度を確保するためには，後からヘリカルコイル容器を取り付ける方式よりも，予め精度良く作られたコイル容器に導体を直接巻き付けていく方式が優れていると考えられる。強大な電磁力に対して導体の動きを抑制するためには，導体は容器にしっかりと固定されることが重要である。そのために，パンケーキ巻きを適用する場合には全層を並行して巻線して各ターン毎に導体をコイル容器に固定していくことが必要であると考えられる。導体の成形に機械を必要とする場合には全層を並行巻線する方式は採用が難しいので，レイヤー巻きの方が適している。レイヤー巻きの場合には口出し線と導体の層間渡り又は接続部がコイル側面に配置される欠点があるが，その部分のコイル容器の幅を広くすることで解決することができる。大型ヘリカル装置の場合には電流中心半径を変化させる目的とコイル電流遮断時の電圧を低減する目的で，小半径方向に3ブロックに分割することが決められ，そのためにもレイヤー巻きが選択された。

核融合装置用のヘリカルコイルは，不整磁場を小さくしてプラズマの閉じ込め性能を確保するために高い位置精度が要求される。また，強大な電磁力に対して充分な強度が要求される。大型ヘリカル装置のヘリカルコイルに要求される仕様を表3-10に示す。この表において，導体間の平均隙間の制限は導体応力を耐力以下に収めるための条件から決められている。3.4節で検討したように，応力は最下層の導体で最大となり，その値は導体間の絶縁スペーサの圧縮弾性率と冷却時の収縮量に依存する。最近の研究の成果で，繊維体積含有率を70%以上に高めることにより繊維積層方向の圧縮弾性率の向上と熱収縮量の低減を両立させたGFRP（ガラス繊維強化プラスチックス）が開発された[4]。大型ヘリカル装置のヘリカルコイルには，厚さ方向の圧縮弾性率が22 GPa 以上，常温から液体ヘリウム温度までの熱収縮率がSUS316と同等の絶縁スペーサを使用することになった。熱収縮差による導体間隙間の増加を無視できるので，製作時の隙間だけが問題となり，3.4節での解析結果から，電磁力によって隙間が完全に潰されると仮定した場合でも導体間の平均隙間として一層当たり0.065 mmを許容することができる。

表3-10 大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの要求仕様

(1) 導体位置精度	±2 mm
(2) 電磁力によるコイル変位	＜ 1.9 mm（3 T通電時）
	＜ 3.4 mm（4 T通電時）
(3) 電流密度	＞ 40 A/mm^2（3 T通電時）
	＞ 53 A/mm^2（4 T通電時）
(4) 回復電流	＞ 13.0 kA（3 T通電時，4.4 K液体ヘリウム冷却）
(5) 導体間の平均隙間	＜ 0.065 mm（絶縁物の弾性率 22GPaの場合）

3.5.2 巻線方法

大型ヘリカル装置では，コイルの製作精度を確保するために，まず，ヘリカルコイル容器を高い精度で製作する必要があった。結果的に，コイル容器は ±1.5 mmの精度で製作されたので，巻線では容器に対する相対的な位置精度として±1.5 mm以内を確保すれば，誤差伝播の法則によって，最終的に±2.0 mmの要求仕様を満足することが可能となる。

コイルの位置精度とコイル剛性を確保するためには，導体と絶縁物の製作公差を高め，導体を高精度でヘリカル形状に成形することが重要である。複合超伝導導体を精度良く成形するために，数値制御された特殊な巻線機が開発された[5]。巻線機の構成と主な仕様を表3-11と表3-12に，導体を成形するヘッドの概念図を図3-16に示す。成形ヘッドには4 点ロール方式が採用され，3セットの4点ロールで2方向の曲げと捩りが同時に印加される。成形ヘッドが巻枠に沿って移動しながら導体を成形する方式が採用され，各ロールの相対位置を変化させるために3軸，ヘッドの姿勢を制御するために3軸，ヘッドのポロイダル回転とトロイダル回転のために2軸の制御軸が必要である。更に，導体の供給のために4軸，ヘッド内への導体の引き込みに1軸が必要となり，全部で１３軸の制御軸が必要となった。

表3-11 大型ヘリカル装置の超伝導ヘリカルコイル巻線機の構成

(1) 巻線機ヘッド	形状成形装置	；導体に曲げと捩りを同時に加えて成形。
	導体供給装置	；導体を仮巻きして形状成形装置に供給。
(2) 巻芯サポート		；油圧で上下しながら巻芯を支持。
(3) 制御装置		；ヘッドと駆動装置を同期させて制御。

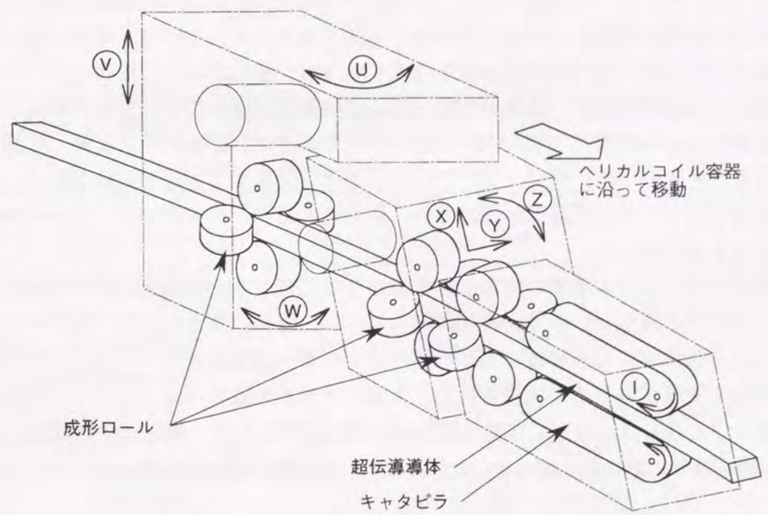


図3-16 超伝導ヘリカルコイル巻線機の成形ヘッドの概念図

表3-12　大型ヘリカル装置の超伝導ヘリカルコイル巻線機の主要な仕様

NC制御軸数	；13（成形ヘッド 7軸＋駆動装置 6軸）
導体成形範囲（連続可変）	
面外曲げ	；5.8～7.0×10^{-4} mm^{-1}
面内曲げ	；-3.1～3.1×10^{-4} mm^{-1}
捩り	；3.4～7.7×10^{-4} rad/mm
巻線機の成形誤差	；＜15%
クリーンルーム寸法	；22.0 m×23.3 m×高さ 12.4 m
巻線機総重量	；280トン（足場を含む）
巻心重量	；320トン（ヘリカルコイルを含む）
巻心サポートの耐荷重	；180トン／本×10本
巻線機ヘッドの回転速度	；最大 0.1 rpm（トロイダル方向）

3.4節で述べたように，導体の応力や変位を小さくするにはコイルの断面剛性を高くすることが有効である。そのためには，高剛性・低熱収縮の絶縁スペーサを使用し，かつ，製作時の導体間隙間を小さくする必要がある。ヘリカルコイルは，測地線となるように軌跡が定義されていない限りトーラス面内曲げ成分があり，しかも，赤道面で反転するために張力印加しながらの巻線は導体の横ズレを引き起こす心配が有り，採用が難しい。そのため，大型ヘリカル装置では導体着地後に張力印加法を開発した[6, 7]。具体的には，本固定前の巻線は赤道面以外では正規の位置より全長が短くなる方向に横にずらして導体を仮固定しておき，本固定の際に正規の位置に幅寄せする方法で，導体に張力を印加する。幅寄せ量の最大値が5 mmの場合に張力として30～50 MPaを加えることができるので，導体の完全な浮き上がりは回避できると考えられる。また，導体間の隙間を小さくするためには導体がヘリカル形状に正しく成形されていることが重要である。そのために数値制御された巻線機が開発されたが，成形誤差及び導体の製作公差の分は導体間に隙間が残ることなるので，導体上面と層間スペーサの間には常温硬化型の高弾性樹脂を充填する方法が採用された。樹脂のポットライフの問題で導体下面には充填ができないため，ここには隙間が残ることになる。常温硬化材は，高弾性とはいっても高弾性GFRPに比べると1/2以下なので，樹脂の厚さを薄く管理するために，層間スペーサの下面は導体上面の凹凸に合わせて加工する方法が開発された。導体上面の形状測定にはレーザー距離計が採用され，取り込んだデータを用いて，全部の層間スペーサ下面が加工される。

巻線後の張力印加によって導体の完全な浮き上がりは回避でき，常温硬化樹脂の充填により導体上面には隙間が残らないので，平均隙間としては，導体の傾きの半分と見なすことができる。よって，巻線時には各層毎に導体の傾きをレーザー距離計を用いて測定して，その平均値と最大値を管理する方法が採用された。大型ヘリカル装置のヘリカルコイル巻線の特徴と仕様を表3-13と表3-14に示し，作業手順を表3-15に示す。また，巻線時の管理基準を表3-16に示し，導体積層の概念図を図3-17に示す。更に，絶縁物の機械的性質を表3-17に示す。

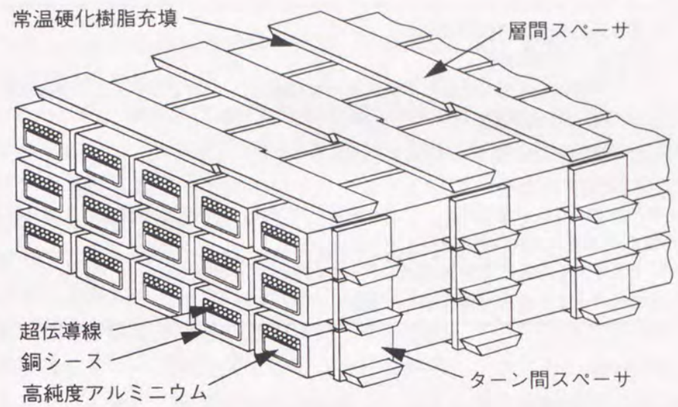


図3-17　大型ヘリカル装置のヘリカルコイル巻線概念図

表3-13　大型ヘリカル装置のヘリカルコイル巻線の特徴

(1) 高精度巻線	高強度巻芯の採用。ヘリカルコイル容器の高精度加工・溶接変形の低減。巻線時の導体位置測定には，3次元位置測定器とレーザー距離計を使用して高精度での寸法測定を実施。
(2) 高強度・高精度の対地絶縁	複雑な形状のヘリカルコイル容器の対地絶縁として高強度・高精度を達成するために，オートクレーブ法を開発。
(3) 高弾性・低熱収縮の絶縁スペーサ	冷却と電磁力によるコイル収縮を小さくするために樹脂含有率が16 Wt%以下の高弾性率・低熱収縮GFRPを開発。
(4) 導体着地後の張力印加	導体を，予め正規の軌跡よりも短い軌跡に巻いておき，一層分を巻いた後でトーラス面内で曲率が大きくなる方向に平行移動させることによって導体に張力を印加。単純な浮き上がりをなくす。
(5) 樹脂充填と平滑化処理	製作ギャップを低減するため，導体上面と層間スペーサ下面の間に高弾性・高強度の常温硬化樹脂を充填。また，製作公差が積み重ならないように，管理値以上の導体倒れがある箇所はスペーサを合せ加工。

表3-14　大型ヘリカル装置のヘリカルコイル巻線の仕様

ヘリカルコイル容器の製作精度	；±1.5 mm
導体寸法公差	；－0～0.2 mm
絶縁スペーサの製作公差	；±0.2 mm
各層当たりの平均ギャップ	；＜0.065 mm
層間スペーサのピッチ	；49.2 mm（1層目）～64.3 mm（20層目）
巻線後張力印加	；50 MPa程度（幅寄せ量 5 mm）
絶縁スペーサの圧縮弾性率	；30 GPa（層方向）程度
絶縁スペーサの熱収縮	；0.3 %（300 k～4 K）程度
絶縁スペーサの圧縮強度	；圧縮強度 500 MPa以上
常温硬化充填材の圧縮弾性率／圧縮強度	；10 GPa／250 MPa以上

表3-15　ヘリカルコイルの巻線手順

(1) 輸送ドラムから導体供給装置に導体の巻替え。
(2) 下の層の導体との接続（半田接続）。
(3) 巻線機の成形ヘッドが導体を成形しながら巻枠に沿って移動し，その1ピッチ以上後ろで仮固定。
　（成形誤差が大きい場合には手修正）
(4) 1層分を仮固定後に疑似張力印加（幅寄せ）。
(5) 本固定（コッター打ち込み）。
(6) 全層間スペーサ位置での導体上面形状をレーザー距離計で測定。3次元位置測定器で導体位置を測定。
　（倒れ量が許容値を超える場合は再固定。）
(7) 次の層間スペーサの下面を導体上面形状の測定データに基づいて機械加工。
(8) 常温硬化剤を層間スペーサ下面に全面塗布して貼付。

表3-16　大型ヘリカル装置のヘリカルコイル巻線時の管理基準

仮固定時の手直しの判定	；導体倒れが 0.125 mm/幅 以上で手直し
本固定後，最大導体倒れ量	；0.30 mm/層
平滑化処理の管理基準	；0.15 mm/層
導体位置（センタリング）	；HC容器に対して±0.5 mm
ターン間絶縁スペーサの厚さ	；1.9～2.0 mm
層間絶縁スペーサの厚さ	；2.8～3.4 mm（合せ加工後）
ブロック間絶縁スペーサの厚さ	；6.0～7.0 mm（合せ加工後）
対地絶縁の厚さ	；3.0±0.5 mm
常温硬化剤（充填剤）の厚さ	；0.05～0.15 mm

表3-17　大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの絶縁物の機械的性質（平均値）

		絶縁スペーサ (GFRP)	対地絶縁 (GFRP)	常温硬化材 (SK229)
圧縮強度(R.T.)	MPa	802	621	100
(77 K)	MPa	1075	–	290
弾性限界(77 K)	MPa	–	–	150
曲げ強度(R.T.)	MPa	690	517	–
層間せん断強度(R.T.)	MPa	72	62	–
せん断接着強度(77 K)	MPa	–	–	22
圧縮弾性率(R.T.)	GPa	23.9	–	3.5
(77 K)	GPa	31.2	–	10.9
曲げ弾性率(R.T.)	GPa	32.5	26.1	–
熱収縮率(293 K→77 K)	%	0.27	0.55	–
レジン含有率	Wt%	15	29	–
密度	g/cm^3	2.21	1.97	–

（注1）絶縁ｽﾍﾟｰｻと対地絶縁は，積層方向の特性を示す。

3.6　結言

ヘリカルコイル内部の各導体の磁場を計算し，各導体に働く電磁力を単純に積算する方法で，磁場と電磁力分布の特徴を明らかにした。ヘリカルコイル内部の磁場はコイル自己磁場が支配的であるために，横磁場はコイル断面の周辺で大きくコイル断面中央付近で0になる。そのため，各導体にはコイル内部に向かう電磁力が働き，導体間の面圧はコイル内部で最大となる。プラズマ実験通電モードにおいては，コイル断面内の磁場分布の左右対称性が確保されるためにコイルに働く転倒力が小さいが，ヘリカルコイル単独通電モードの場合には，垂直磁場の影響でコイル内部の磁場分布の左右対称性が乱れるために，コイルの転倒力が大きくなり，コイル内部のターン間（横方向）の面圧も高くなる。

導体の引張剛性の評価と各導体の応力評価を行うために，ヘリカルコイルを円形コイルに近似して有限要素法を用いた構造解析を行う方法を提案し，コイル内部の応力分布と変位，及び，絶縁スペーサの剛性の影響を明らかにした。コイルの小半径方向には，下層の導体には正，上層の導体には負の電磁力が働き，総和では正であるため，コイルは外側に拡張しながら断面方向には収縮する変形を起こす。そのため，導体の長手方向の引張応力は変位が最大となる最下層で最も高くなり，断面内の圧縮応力はコイル中央付近で最も高くなる。絶縁スペーサの剛性が小さくなると，導体の変位と引張応力が大きくなり，導体に降伏応力を超える力が働くようになる。導体の塑性変形による導体発熱を回避することを判定条件とすることにより，必要なコイル断面剛性を定めることができ，更に，製作時の導体間の隙間が電磁力によって潰されることを仮定することにより，この隙間の管理値を定めることができることを示した。弾性率の大きな絶縁スペーサを採用することによって製作時の許容隙間を大きくすることが可能となる。また，導体の引張剛性を考慮することにより，コイルの層間に働く面圧が個々の電磁力を単純に積算した値に比較して30%以上小さくなることも明らかにした。

これらに加えて，降伏応力の小さい高純度アルミニウムを使用した複合導体の許容荷重を算定するために，有限要素法を用いて高純度アルミニウムと超伝導撚線の静水圧成分のみを評価する手法を検討した。強度的には安全側の評価であるが，無酸素銅の構造部材だけで評価する場合に比較して，合理的な評価が可能であることを示した。大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体の場合には，断面方向の圧縮面圧として 100 MPaが許容範囲であることを示した。

これらの評価を基にして，大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの内部構造の仕様と巻線時の管理値を決定した。低熱収縮・高弾性の絶縁物を採用することによって，実現可能な巻線作業管理値を制定することが可能となった。

参考文献

[1] 「極低温金属材料データ集」低温工学協会 (1981).

[2] 真野国夫;「接触部品の信頼性」総合電子出版社.

[3] *"Handbook on Materials for superconducting machinery"*, National Bureau of Standards, MCIC-HB-04 (1974).

[4] S. Nishijima, K. Nojima, K. Asano, A. Nakahira, T. Okada, and K. Niihara ; *"Glass fiber reinforced plastics for cryogenic use : improvement of thermal contraction and elastic modulus in thickness direction"*, Advances in Cryogenic Eng., Vol. 40B (1994) 1051-1058.

[5] S. Imagawa, N. Yanagi, S. Yamaguchi, T. Satow, J. Yamamoto, O. Motojima, LHD Group, T. Senba, S. Suzuki, K. Nakanishi, K. Asano, and T. Yamagiwa ; *"Construction of Helical Coil Winding Machine for LHD and On-site Winding"*, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 32, No. 4 (1996) 2248-2251.

[6] T. Senba, T. Yamamoto, T. Tamaki, K. Asano, S. Suzuki, T. Yamauchi, K. Uchida, K. Nakanishi, T. Yamagiwa, S. Suzuki, R. Miyoshi, H. Sasa, S. Watanabe, M. Tatenura, N. Hatada, S. Yamaguchi, S. Imagawa, N. Yanagi, T. Satow, J. Yamamoto, O. Motojima, and the LHD Design Group ; *"A real-scale helical coil winding trial of the Large Helical Device"*, Fusion Technology 1994 (1995) pp.905-908.

[7] T. Senba, T. Yamamoto, K. Nakanishi, T. Yamagiwa, S. Yamaguchi, S. Imagawa, N. Yanagi, T. Satow, J. Yamamoto, and O. Motojima ; *"An advanced method for helical coil windings in fusion devices"*, Transactions of fusion technology, Vol. 27 (1995) 571-574.

第4章　大型複合導体の回復電流に関する研究

4.1　緒言

浸漬冷却超伝導コイルの冷却安定性の指標としては，入熱によって常伝導部が発生した場合に常伝導部分が伝播拡大する最小の電流値，即ち，最小伝播電流（Minimum propagating current）が重要である[1, 2]。運転電流よりも最小伝播電流の方が高いことを，Maddockの冷却安定条件，または冷却端安定条件と呼び，この条件を満足するコイルは冷却条件が悪くならない限り常伝導部分が拡大することがなく安定した通電が可能となる。最小伝播電流を向上させるためには，外乱によって生じた常伝導部分での発熱を抑制し，導体表面から周囲の液体ヘリウムへの熱伝達を良くすることが必要である。そのために，低抵抗の安定化材が超伝導線の周囲に配置され，また，導体表面には熱伝達向上のための処理が施される。最小伝播電流は一様磁場中の十分に長い常伝導領域が準静的に超伝導に回復する電流として定義されるが，実際の超電導コイルの場合には，発生する常伝導長さは有限であり，外部磁場自体が変化することから，冷却条件が悪化しない限り，最小伝播電流よりも若干高い電流値でも安定した通電が可能であることが実証されている[3, 4]。しかしながら，最小伝播電流に対して運転電流をどのくらい高くすることができるかは装置固有の問題なので，Maddockの冷却安定条件を満足させることの重要性に変わりはない。電流密度や機械強度を損なわない範囲で，できるだけ最小伝播電流を高くすることが，冷却安定性を高めることになる。

大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体の場合には，磁気抵抗効果が小さい，高純度アルミニウムを安定化材に使用することが検討され，様々な導体について，磁場中・液体ヘリウム中でヒータにより常伝導転移を起こし，導体全体が超伝導に回復する電流値（回復電流）が測定された。高純度アルミニウムは機械強度が小さいために強度部材が必要であるが，超伝導線との電気的・熱的接触の良さを考慮して，銅シースを周囲に配置した。更に，高純度アルミニウムと超伝導線の電気的接触を良くするために，高純度アルミニウムを銅または銅合金のクラッド材で囲った。結果的には，このクラッド材と銅シースのためにホール効果による断面内電流が誘起されて導体抵抗が増大する現象が現れた[5, 6]。この異常抵抗によって導体の発熱が大きくなり，回復電流が期待された値よりも低くなってしまうことが明らかとなった。そこでまず，回復電流の評価に先立って異常磁気抵抗の定量的な評価を行う。金子らによって，単純化されたモデルや円筒モデルでの解析的な評価が行われた[7, 8]が，本論分では，実導体の形状と断面内の界面抵抗や接触抵抗の影響も評価できるように，導体断面を集中定数回路に置き換える手法を用いてホール効果の解析を行う。ホール効果を抑制するためには，高純度アルミニウムの周囲を高抵抗層で囲んでホール電流が流れにくくすることが有効であるが，この場合には，超伝導線から高純度アルミニウムに分流する際の発熱が大きくなる。超伝導に回復するか否かは，分流開始領域の温度によって決まるので，ここでの発熱が大きくなると，その影響も無視できなくなる。分流による発熱を評価するために，有限要素法を用いる手法を検討する。

高純度アルミニウムを囲む高抵抗層の抵抗率を適正に選択することにより，導体断面内の温度差や分流時の発熱の影響を小さくすることができる。その場合には，導体の平均抵抗率

と熱伝達率を用いることによって，Maddockの等面積則から最小伝播電流を求めることができる。大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体に対して，実測された導体抵抗と熱伝達率を用いて最小伝播電流を計算したところ，その計算結果は，導体試験装置での短尺導体試験で得られた回復電流よりも 15～20%も低くなることが判明した。短尺導体試験では磁場の空間分布が有限であり，常伝導長さが不足していることが原因と考えられるため，試験装置の磁場分布の影響を定量的に評価する方法を検討する。

また，平均熱伝達率の向上のために，導体表面処理を黒化処理からエポキシ塗布処理に変更した導体の回復電流が測定された。最小熱流束を大幅に改善したにも拘わらず，回復電流がむしろ低下する結果が得られ，Maddockの等面積則と矛盾する結果と思われた。そこで，導体の温度マージンに着目して熱バランスの計算方法を見直し，適正な表面処理についての考察を加える。

4.2　アルミニウム複合導体の電気抵抗と熱伝導

4.2.1　ホール効果と異常磁気抵抗

大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体（KISO-32導体）に対して，スプリットコイルを備えた導体試験装置を用いて，直状の短尺導体での回復電流測定が行われ，その際に，導体表面の電圧タップの出力から長手方向の抵抗値も測定された。その結果，高純度アルミニウムの周囲を 0.4 mm厚さのCu-2%Ni層で囲んだ導体では，構成部材の並列抵抗から求められる平均抵抗値の 3 倍以上，Cu層で囲んだ導体では 6 倍以上の抵抗値が観測された。常伝導中央付近の導体の表面温度は12～15 Kであり，温度による抵抗の増大は無視できる。また，明らかな磁場依存性があることから，これらの抵抗増加の原因はホール効果によるものと考えられる。磁場中で金属に電流を流すと磁場と電流に直交する方向に，電流密度に比例する電場（ホール電場）が形成される。単一部材の場合には，全断面に同じホール電場が形成されるので，内部の電場を打ち消すように端面が帯電して，断面内に電流は流れない。しかし，外部に電流の短絡回路がある場合には，断面内に電流が流れて，この電流と外部磁場の相互作用で輸送電流と逆向きの電場が生じるために電気抵抗が増大する。

大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体は，図4-1に示すように，超伝導撚線と平行に高純度アルミニウムの安定化材が配置され，それらの周囲は補強部材としての銅シースで囲われ，電気的・熱的な接触を向上させるために，半田で含浸されている。また，アルミニウムと銅とでは適合する半田が異なる問題を解決するために，アルミニウムは銅系のクラッド材で囲われている。銅は磁気抵抗が大きく，極低温・高磁場中においては，高純度アルミニウムの10倍以上の電気抵抗となるため，超伝導撚線が常伝導に転移した際には，輸送電流の大半は高純度アルミニウムを流れることになる。そのため，主にアルミニウム安定化材にホール電場が生じて，銅シースや超伝導撚線を介して断面内電流が流れる。この断面内電流が導体の電気抵抗を増大させる。更に，銅のホール係数はアルミニウムのホール係数と符号が逆なので，銅シースに生じるホール電場は，この断面内電流を増やす方向に生じ，異常磁気抵抗が増大する。

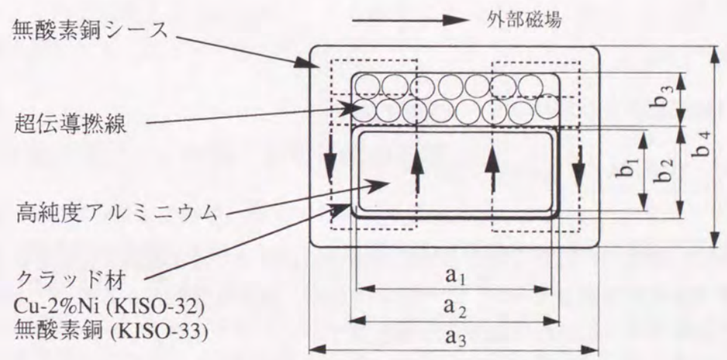


図4-1　ヘリカルコイル導体断面図

ホール効果による抵抗増加を定量的に評価するために，ヘリカルコイル断面を図4-1の波線で示すような集中定数回路に置き換えた。この図は外部磁場が横（ターン）方向の場合の電流回路を示してある。ホール効果による抵抗増加が著しくない場合には，輸送電流の大半はアルミニウム安定化材を流れるので，この回路の起電力としては，アルミニウム安定化材のホール電場のみを考慮する。アルミニウム，アルミニウムクラッド（Cu-2%Ni），超伝導線，銅の断面方向の電気抵抗を各々，${}^{Al}\rho$，${}^{clad}\rho_{xy}$，${}^{SC}\rho_{xy}$，${}^{Cu}\rho$と定義すると，この電流回路の抵抗は，次式で与えられる。

$$R_{H.C.}={}^{Al}\rho\frac{b_1}{a_1}+{}^{clad}\rho_{xy}\frac{b_2-b_1}{2a_1}+\rho_{con.}\frac{2}{a_1}+\frac{1}{\dfrac{1}{R_1}+\dfrac{1}{{}^{clad}\rho\dfrac{b_2-b_1}{2a_1}+{}^{SC}\rho_{xy}\dfrac{b_3}{2a_2}+\dfrac{1}{\dfrac{1}{R_2}+\dfrac{1}{R_3}}}+R_4} \tag{4-1}$$

$$R_1={}^{clad}\rho\left\{\frac{a_2}{2(b_2-b_1)}+\frac{b_1+b_2}{2(a_2-a_1)}\right\}$$

$$R_2={}^{SC}\rho_{xy}\frac{a_2}{8b_3}+{}^{Cu}\rho\frac{a_3-a_2}{8b_3}$$

$$R_3={}^{SC}\rho_{xy}\frac{b_3}{2a_2}+{}^{Cu}\rho\left\{\frac{b_4-b_3-b_2}{4a_1}+\frac{a_2+a_3-a_1}{4(b_4-b_3-b_2)}+\frac{b_4+b_3-b_2}{4(a_3-a_2)}\right\}$$

$$R_4={}^{Cu}\rho\left\{\frac{3b_2+b_3+b_4}{4(a_3-a_2)}+\frac{a_2+a_3-a_1}{4(b_4-b_3-b_2)}+\frac{b_4-b_3-b_2}{4a_2}\right\}$$

ここで，$\rho_{con.}$は，アルミニウム安定化材とクラッド間の接触抵抗である。理想的には，アルミニウムとクラッド材の界面には，薄い合金層が形成されるが，全面で良好な接触状態を確保することは難しい。また，半田充填面の接触面積も完全ではないので，これらの不確定な抵抗分を$\rho_{con.}$で表現する。導体毎のバラツキの原因として，この接触抵抗の影響が最も大きいと考えられる。アルミニウムのホール係数を${}^{Al}R_H$，外部磁場をB，アルミニウム内の輸送電流密度を${}^{Al}j_z$と定義すると，アルミニウム安定化材のホール電場による起電力${}^{Al}V_H$は次式で与えられる。

$${}^{Al}V_H={}^{Al}R_H\,{}^{Al}j_z B b_1 \tag{4-2}$$

この断面内電流による追加のジュール発熱P_Hは，

$$P_H=\frac{{}^{Al}V_H^2}{R_{H.C.}}=\frac{\left({}^{Al}R_H B b_1\right)^2}{R_{H.C.}}\,{}^{Al}j_z^2 \tag{4-3}$$

と表現できる。断面内を流れる電流と外部磁場の相互作用で輸送電流と逆向きの電場が生じることが電気抵抗を増加させるが，この抵抗増加は，結局は発熱となるので，逆に断面内電流による追加発熱から抵抗の増加分$\Delta{}^{Al}\rho$を計算することができて，

$$\Delta{}^{Al}\rho=\frac{P_H}{{}^{Al}A j_{z1}^2}=\frac{\left({}^{Al}R_H B\right)^2}{R_{H.C.}}\frac{b_1}{a_1} \tag{4-4}$$

が得られる。よって，導体の単位長さ当たりの電気抵抗$\rho_{ave.}$は次式で与えられる。

$$\rho_{ave.}=\frac{{}^{Al}A+{}^{clad}A+{}^{SC}A+{}^{Cu}A}{\dfrac{{}^{Al}A}{{}^{Al}\rho+\Delta{}^{Al}\rho}+\dfrac{{}^{clad}A}{{}^{clad}\rho}+\dfrac{{}^{SC}A}{{}^{SC}\rho_z}+\dfrac{{}^{Cu}A}{{}^{Cu}\rho}} \tag{4-5}$$

ここで，${}^{Al}A$，${}^{clad}A$，${}^{SC}A$，${}^{Cu}A$aは，各々，アルミニウム安定化材，アルミニウムクラッド，超伝導線，銅の断面積である。超伝導線は断面方向と導体長手方向とで電気抵抗に差があるので，断面方向の電気抵抗と区別して${}^{SC}\rho_z$と表した。

超伝導線は超伝導素線を撚った後で成形し，更に，半田を含浸して素線間の電気的な接触を良くしてある。更に，超伝導素線は，無酸素銅とNbTiの複合体であるが，この比をαとし，素線断面形状を矩形と見なすことにより，超伝導線の断面方向の電気抵抗${}^{SC}\rho_{xy}$は次式で近似できる。

$${}^{SC}\rho_{xy}=F\frac{\left\{\left(\dfrac{\sqrt{1+\alpha}-1}{\sqrt{1+\alpha}}\right)+\dfrac{{}^{NbTi}\rho}{{}^{Cu}\rho+\left(\sqrt{1+\alpha}-1\right){}^{NbTi}\rho}\right\}{}^{Cu}\rho\,{}^{Wire}A+{}^{NbTi}\rho\,{}^{PbSn}A}{{}^{Wire}A+{}^{PbSn}A} \tag{4-6}$$

ここで${}^{Wire}A$と${}^{PbSn}A$は，各々，超伝導素線と半田の断面積であり，Fは補正係数である。長手方向の電気抵抗は並列抵抗と考えることができるので，次式で与えられる。

$${}^{SC}\rho_z=\frac{{}^{Wire}A+{}^{PbSn}A}{\dfrac{\alpha\,{}^{Wire}A}{{}^{Cu}\rho}+\dfrac{(1-\alpha)\,{}^{Wire}A}{{}^{NbTi}\rho}+\dfrac{{}^{PbSn}A}{{}^{PbSn}\rho}} \tag{4-7}$$

縦（層方向）磁場の場合には，式4-1と4-2が異なる。特に，式4-2において，b_1がa_1に置き換わるので，ホール電場による起磁力が横磁場の場合の2.4倍になり，異常磁気抵抗も大きくなる。また，高純度アルミニウムを銅シースに挿入するために横方向には0.1 mmの隙間があり，半田で含浸されているので，この部分は半田が完全に埋まっていると仮定して，ホール電流回路の電気抵抗を算出した。

4.2.2 異常磁気抵抗の評価と界面抵抗の影響

導体構成部材の4.2 Kにおける磁場中の電気抵抗率を表4-1に示す。アルミニウムと銅，及び，Cu-2%Niの値は導体に使用されている材料の実測値である。半田の電気抵抗率には文献[1]に記載の値を用い，磁場依存性は無視した。NbTiの電気抵抗率には0.6 μΩ mを用いて磁場依存性は無視した。また，ホール効果による抵抗増加はアルミニウムと銅について評価し，これら以外の構成材料は元々の抵抗率が大きいのでホール効果による抵抗増加は無視した。高純度アルミニウムとクラッド材は，円柱形状の高純度アルミニウムを円筒形状のクラッド

材に差し込んだ状態で一緒に引き延ばされるが，境界面には合金が形成される場所とそうでない箇所が混在することになり，ここでの接触抵抗や界面抵抗は無視できないと考えられる。半田接着面の接触抵抗は，接触面積を全体の50%と見積もることで考慮した。高純度アルミニウムとクラッド材の接触抵抗を変数として導体抵抗を評価した。

4.2 KにおけるKISO-32（Cu-2%Niクラッド）導体に対して，縦磁場（B // 12.5）と横磁場（B // 18.0）の場合についてホール効果による抵抗増加を計算した結果を表4-2に示す。接触抵抗が十分に小さい場合には，7 Tの縦磁場が印加されるとアルミニウムの抵抗率が約8倍にも増大する結果となった。KISO-32とKISO-33（Cuクラッド）の2種類の導体に対して，縦磁場と横磁場の場合について，3種類の接触抵抗での計算結果を実験値と併せて図4-2と図4-3に示す。計算は4.2 Kにおけるもので，実験値は12～15 Kでの値であるが，RRR=1000以下の純金属の抵抗率は15 K以下では同一と見なすことができるので，直接の比較が可能である。縦磁場に対する実測値は，単一サンプルのものであり，異なる場所毎でのバラツキを実測値として示してある。場所毎にバラツキが大きい原因は，測定誤差の他に，導体の内部構造，特に接触抵抗の差がホール効果による異常磁気抵抗の度合いを変化させているためと考えられる。横磁場に対する実測値は，複数サンプルの平均値のバラツキを示している。KISO-33導体の場合には，ホール電流回路の電気抵抗が小さいために，沢山のホール電流が流れ，異常磁気抵抗も大きいことが分かる。KISO-33においては，接触抵抗を0とする場合でも実測値より計算値の方が低い抵抗値になっているが，この原因として，ホール電流回路を集中定数回路に近似する際に幾何学的な中心を直線で結んだために回路抵抗が実際よりも高めに評価されていることと，厚さ0.1 mmの半田層の電気抵抗が過大評価であることが考えられる。KISO-32導体の場合には，高抵抗のクラッド材を使用することによって異常磁気抵抗を抑制しているが，実測値との比較からは，クラッド材自体の抵抗以外に，1.0×10^{-11} Ωm^2程度の接触抵抗を考慮することが妥当であると考えられる。厚さ0.4 mmのCu-2%Niの電気抵抗は1.0×10^{-11} Ωm^2の接触抵抗に匹敵するので，クラッドの抵抗率が2倍になっていることと等価である。Cuクラッドの場合に比べてCu-2%Niクラッドの接触抵抗が大きい理由は，材料の伸びが減少することに伴う製造上の問題であると考えられる。Cu-10%Niクラッドを使用する場合には更に数桁大きな接触抵抗が存在したと考えられる実験結果も報告されている[9]。

外部磁場が7 Tの場合の導体平均抵抗の接触抵抗依存性を図4-4に示す。ホール効果抑制のために採用されたCu-2%Niクラッド自体の抵抗値だけでは，並列抵抗で計算される導体平均抵抗9.03×10^{-11} Ωmに比較すると，横磁場の場合で2.66倍，縦磁場の場合には4.40倍に増大することになる。実際には，複数のKISO32導体において横磁場7 Tの場合に測定された抵抗率の導体毎の平均値は$1.8\sim2.2\times10^{-10}$ Ωmであるので，接触抵抗は，各試料で平均しても$0.4\sim1.5\times10^{-11}$ Ωm^2のバラツキがあると推測される。接触抵抗を均一にすることは難しく，場所毎に異なると考えられるので，観測される導体抵抗が場所毎に変化することも，接触抵抗が関係していることを裏付けている。逆の言い方をすると，導体抵抗を均一化するためには，接触抵抗を均一化することが必要になる。

表4-1　導体構成材料の4.2 K，磁場中の電気抵抗率（Ω m）

材料＼磁場	2 T	3 T	4 T	5 T	6 T	7 T
アルミニウム (99.999%)	2.60E-11	2.60E-11	2.65E-11	2.70E-11	2.80E-11	2.80E-11
Cu-2%Ni	2.50E-08	2.50E-08	2.50E-08	2.50E-08	2.50E-08	2.50E-08
無酸素銅 (RRR～100)	2.25E-10	2.60E-10	2.93E-10	3.25E-10	3.75E-10	4.05E-10
超伝導線 (断面方向)	8.71E-10	9.64E-10	1.05E-09	1.14E-09	1.27E-09	1.35E-09
超伝導線 (長手方向)	5.57E-10	6.40E-10	7.18E-10	7.92E-10	9.08E-10	9.76E-10
NbTi	6.00E-07	6.00E-07	6.00E-07	6.00E-07	6.00E-07	6.00E-07
半田 (Pb:Sn=5:5)	3.00E-09	3.00E-09	3.00E-09	3.00E-09	3.00E-09	3.00E-09

表4-2　ホール効果による抵抗増加を考慮した電気抵抗率（$\times10^{-11}$ Ω m）
（4.2 KにおけるKISO-32導体の場合）

材　料	磁場＼$\rho_{con.}$ (10^{-11} Ωm^2)	横磁場 (B // 18.0) の場合			縦磁場 (B // 12.5) の場合		
		3 T	5 T	7 T	3 T	5 T	7 T
アルミニウム	0	4.12	6.47	9.35	6.57	13.05	21.66
	1.0	3.51	5.07	7.10	4.26	7.19	11.31
	2.0	3.25	4.43	6.00	3.65	5.56	8.30
銅	0	26.85	34.61	44.16	26.76	34.48	44.10
	1.0	26.51	33.82	42.90	26.32	33.36	42.13
	2.0	26.37	33.47	42.29	26.20	33.05	41.55
導体平均	0	11.55	17.23	23.98	16.15	27.12	39.74
	1.0	10.19	14.29	19.52	11.81	18.40	26.92
	2.0	9.58	12.84	17.12	10.47	15.26	21.72

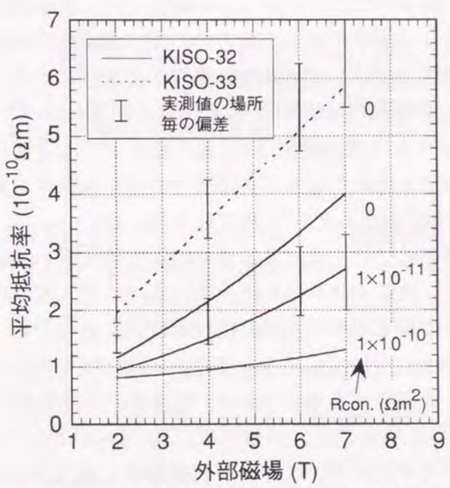


図4-2　KISO-32,33導体のホール効果を考慮した平均抵抗率（B // 12.5）

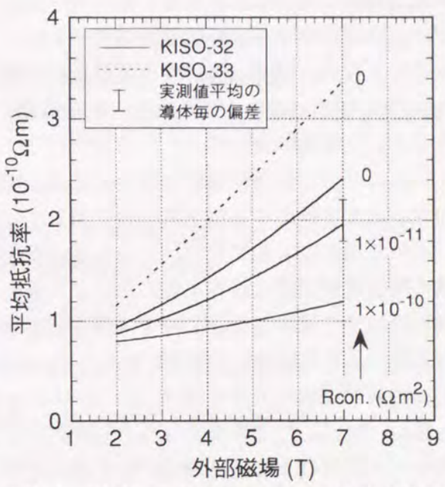


図4-3　KISO-32,33導体のホール効果を考慮した平均抵抗率（B // 18.0）

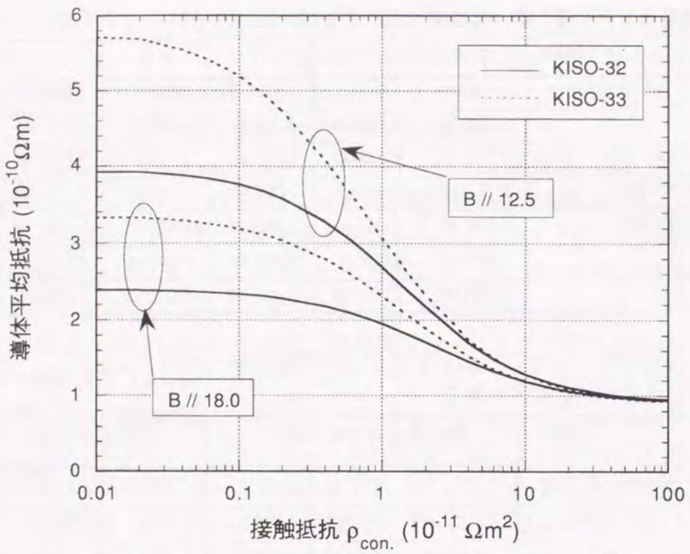


図4-4　ホール効果を考慮した導体平均抵抗率の接触抵抗依存性

4.2.3　電気抵抗率の温度・磁場依存

有限要素による解析やMaddock等面積則の計算を行うには抵抗率の温度依存性と磁場依存性を知る必要がある。純金属以外では伝導電子とフォノンとの衝突の寄与が小さいために，極低温領域の電気抵抗は温度に依らず一定値と見なすことができる。不純物や格子欠陥の少ない純金属の場合には極低温領域までフォノンとの衝突の寄与が大きいので，温度依存性が無視できない。温度上昇に伴う電気抵抗の増加は，主にフォノンと伝導電子の衝突に起因するものなので，RRR（残留抵抗）や磁気抵抗との相関は小さいと考えられる。表4-1に示したように，導体に使用されている銅とアルミニウムの電気抵抗は4.2 K，磁場中で測定されているので，この値に温度上昇による抵抗増加分を加えることで各温度での電気抵抗率を求めた。温度上昇による抵抗増加分に関しては文献[10]から表4-3に示す値を用いた。

ホール効果によるアルミニウムと銅の抵抗増加については，各温度での物性値を用いて前述の等価電気回路を計算することにより算出し，更に導体の平均抵抗率は各々の構成部材の並列抵抗から算出した。アルミニウムと銅以外の構成材料は元々の抵抗率が大きいのでホール効果による抵抗増加は無視できる。4.2 Kの場合について，アルミニウム安定化材とクラッド材の接触抵抗を0, 1×10^{-11}, $2\times10^{-11}\ \Omega\ m^2$と変化させた場合のKISO-32導体の平均抵抗率を図4-5, 6に示す。$2\times10^{-11}\ \Omega\ m^2$の接触抵抗がある場合には，接触抵抗が無い場合に比べるとホール効果による抵抗増加が約半分になることが分かる。また，外部磁場が7, 6, 5, 3 Tの場合について，4.2, 10, 15, 20, 30, 40 Kにおける導体平均抵抗率の計算結果を図4-7に示し，これらの4次多項式の回帰曲線を求めた結果を式4-8～13に示す。15 Kまでは平均抵抗値の

変化は無視することができ，20 K付近から急に抵抗率が変化することが分かる。また，温度が高くなると，材料の抵抗率が大きくなるためにホール効果による抵抗の増加が小さくなって，接触抵抗や磁場の向きの影響が小さくなる。

表4-3　温度上昇による抵抗率の増加（$\times10^{-11}\ \Omega$ m）

温度 (K)	アルミニウム	銅
＜10 K	0	0
15 K	0.19	0.17
20 K	0.60	0.80
30 K	3.81	5.5
40 K	15.94	19.5

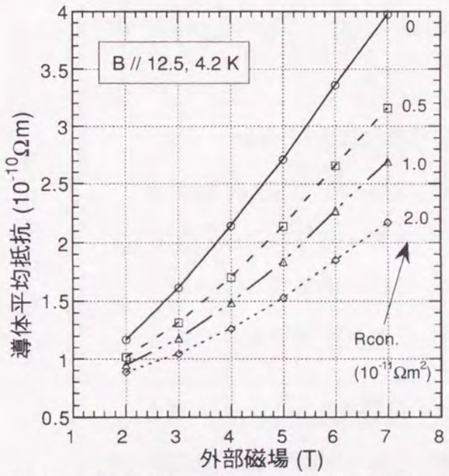


図4-5　縦(層方向)磁場が印加される場合のKISO-32導体の抵抗計算値

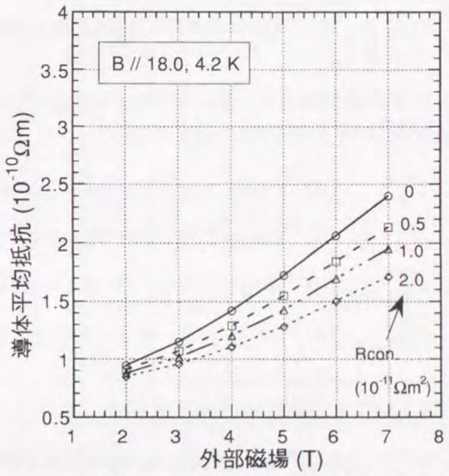


図4-6　横(ターン方向)磁場が印加される場合のKISO-32導体の抵抗計算値

＜外部磁場がターン方向（B_b）に印加される場合＞（θは絶対温度）
KISO-32の平均抵抗率の温度依存式（クラッド材の接触抵抗0の場合）

$$
\begin{aligned}
\rho_{32(R_{con.}=0)}^{7T,B_b}\left(10^{-10}\Omega m\right) &= 2.43-0.0147\theta+0.00184\theta^2-9.50\times10^{-5}\theta^3+3.43\times10^{-6}\theta^4\\
\rho_{32(R_{con.}=0)}^{6T,B_b}\left(10^{-10}\Omega m\right) &= 2.09-0.0133\theta+0.00166\theta^2-8.63\times10^{-5}\theta^3+2.33\times10^{-6}\theta^4\\
\rho_{32(R_{con.}=0)}^{5T,B_b}\left(10^{-10}\Omega m\right) &= 1.75-0.0119\theta+0.00148\theta^2-7.68\times10^{-5}\theta^3+2.20\times10^{-6}\theta^4\\
\rho_{32(R_{con.}=0)}^{3T,B_b}\left(10^{-10}\Omega m\right) &= 1.18-0.00871\theta+0.00103\theta^2-5.38\times10^{-5}\theta^3+1.89\times10^{-6}\theta^4
\end{aligned}
\qquad (4\text{-}8)
$$

KISO-32の平均抵抗率の温度依存式（クラッド材の接触抵抗 1e-11 Ωm²の場合）

$$\rho_{32(R_{con.}=1)}^{7T,B_b}\left(10^{-10}\Omega m\right)=1.98-0.0118\theta+0.00145\theta^2-7.55\times10^{-5}\theta^3+2.25\times10^{-6}\theta^4$$
$$\rho_{32(R_{con.}=1)}^{6T,B_b}\left(10^{-10}\Omega m\right)=1.72-0.0105\theta+0.00128\theta^2-6.73\times10^{-5}\theta^3+2.14\times10^{-6}\theta^4$$
$$\rho_{32(R_{con.}=1)}^{5T,B_b}\left(10^{-10}\Omega m\right)=1.45-0.00933\theta+0.00112\theta^2-5.87\times10^{-5}\theta^3+2.00\times10^{-6}\theta^4 \qquad (4\text{-}9)$$
$$\rho_{32(R_{con.}=1)}^{3T,B_b}\left(10^{-10}\Omega m\right)=1.04-0.00721\theta+0.000819\theta^2-4.26\times10^{-5}\theta^3+1.76\times10^{-6}\theta^4$$

KISO-32の平均抵抗率の温度依存式（クラッド材の接触抵抗 2e-11 Ωm²の場合）

$$\rho_{32(R_{con.}=2)}^{7T,B_b}\left(10^{-10}\Omega m\right)=1.74-0.0102\theta+0.00124\theta^2-6.52\times10^{-5}\theta^3+2.14\times10^{-6}\theta^4$$
$$\rho_{32(R_{con.}=2)}^{6T,B_b}\left(10^{-10}\Omega m\right)=1.53-0.00922\theta+0.00110\theta^2-5.82\times10^{-5}\theta^3+2.05\times10^{-6}\theta^4$$
$$\rho_{32(R_{con.}=2)}^{5T,B_b}\left(10^{-10}\Omega m\right)=1.30-0.00817\theta+0.000958\theta^2-5.05\times10^{-5}\theta^3+1.91\times10^{-6}\theta^4 \qquad (4\text{-}10)$$
$$\rho_{32(R_{con.}=2)}^{3T,B_b}\left(10^{-10}\Omega m\right)=0.974-0.00663\theta+0.000736\theta^2-3.82\times10^{-5}\theta^3+1.71\times10^{-6}\theta^4$$

＜外部磁場が層方向（B_a）に印加される場合＞
KISO-32の平均抵抗率の温度依存式（クラッド材の接触抵抗0の場合）

$$\rho_{32(R_{con.}=0)}^{7T,B_a}\left(10^{-10}\Omega m\right)=4.01-0.0133\theta+0.00163\theta^2-8.45\times10^{-5}\theta^3+2.60\times10^{-6}\theta^4$$
$$\rho_{32(R_{con.}=0)}^{6T,B_a}\left(10^{-10}\Omega m\right)=3.39-0.0138\theta+0.00170\theta^2-8.79\times10^{-5}\theta^3+2.15\times10^{-6}\theta^4$$
$$\rho_{32(R_{con.}=0)}^{5T,B_a}\left(10^{-10}\Omega m\right)=2.74-0.0135\theta+0.00166\theta^2-8.64\times10^{-5}\theta^3+2.17\times10^{-6}\theta^4 \qquad (4\text{-}11)$$
$$\rho_{32(R_{con.}=0)}^{3T,B_a}\left(10^{-10}\Omega m\right)=1.64-0.0112\theta+0.00137\theta^2-7.16\times10^{-5}\theta^3+2.07\times10^{-6}\theta^4$$

KISO-32の平均抵抗率の温度依存式（クラッド材の接触抵抗 1e-11 Ωm²の場合）

$$\rho_{32(R_{con.}=1)}^{7T,B_a}\left(10^{-10}\Omega m\right)=2.72-0.0124\theta+0.00153\theta^2-7.99\times10^{-5}\theta^3+2.20\times10^{-6}\theta^4$$
$$\rho_{32(R_{con.}=1)}^{6T,B_a}\left(10^{-10}\Omega m\right)=2.30-0.0117\theta+0.00143\theta^2-7.50\times10^{-5}\theta^3+2.16\times10^{-6}\theta^4$$
$$\rho_{32(R_{con.}=1)}^{5T,B_a}\left(10^{-10}\Omega m\right)=1.87-0.0106\theta+0.00128\theta^2-6.76\times10^{-5}\theta^3+2.07\times10^{-6}\theta^4 \qquad (4\text{-}12)$$
$$\rho_{32(R_{con.}=1)}^{3T,B_a}\left(10^{-10}\Omega m\right)=1.20-0.00810\theta+0.000941\theta^2-4.93\times10^{-5}\theta^3+1.83\times10^{-6}\theta^4$$

KISO-32の平均抵抗率の温度依存式（クラッド材の接触抵抗 2e-11 Ωm²の場合）

$$\rho_{32(R_{con.}=2)}^{7T,B_a}\left(10^{-10}\Omega m\right)=2.20-0.0112\theta+0.00136\theta^2-7.14\times10^{-5}\theta^3+2.16\times10^{-6}\theta^4$$
$$\rho_{32(R_{con.}=2)}^{6T,B_a}\left(10^{-10}\Omega m\right)=1.88-0.0102\theta+0.00123\theta^2-6.50\times10^{-5}\theta^3+2.09\times10^{-6}\theta^4$$
$$\rho_{32(R_{con.}=2)}^{5T,B_a}\left(10^{-10}\Omega m\right)=1.55-0.00912\theta+0.00108\theta^2-5.72\times10^{-5}\theta^3+1.97\times10^{-6}\theta^4 \qquad (4\text{-}13)$$
$$\rho_{32(R_{con.}=2)}^{3T,B_a}\left(10^{-10}\Omega m\right)=1.07-0.00716\theta+0.000809\theta^2-4.22\times10^{-5}\theta^3+1.75\times10^{-6}\theta^4$$

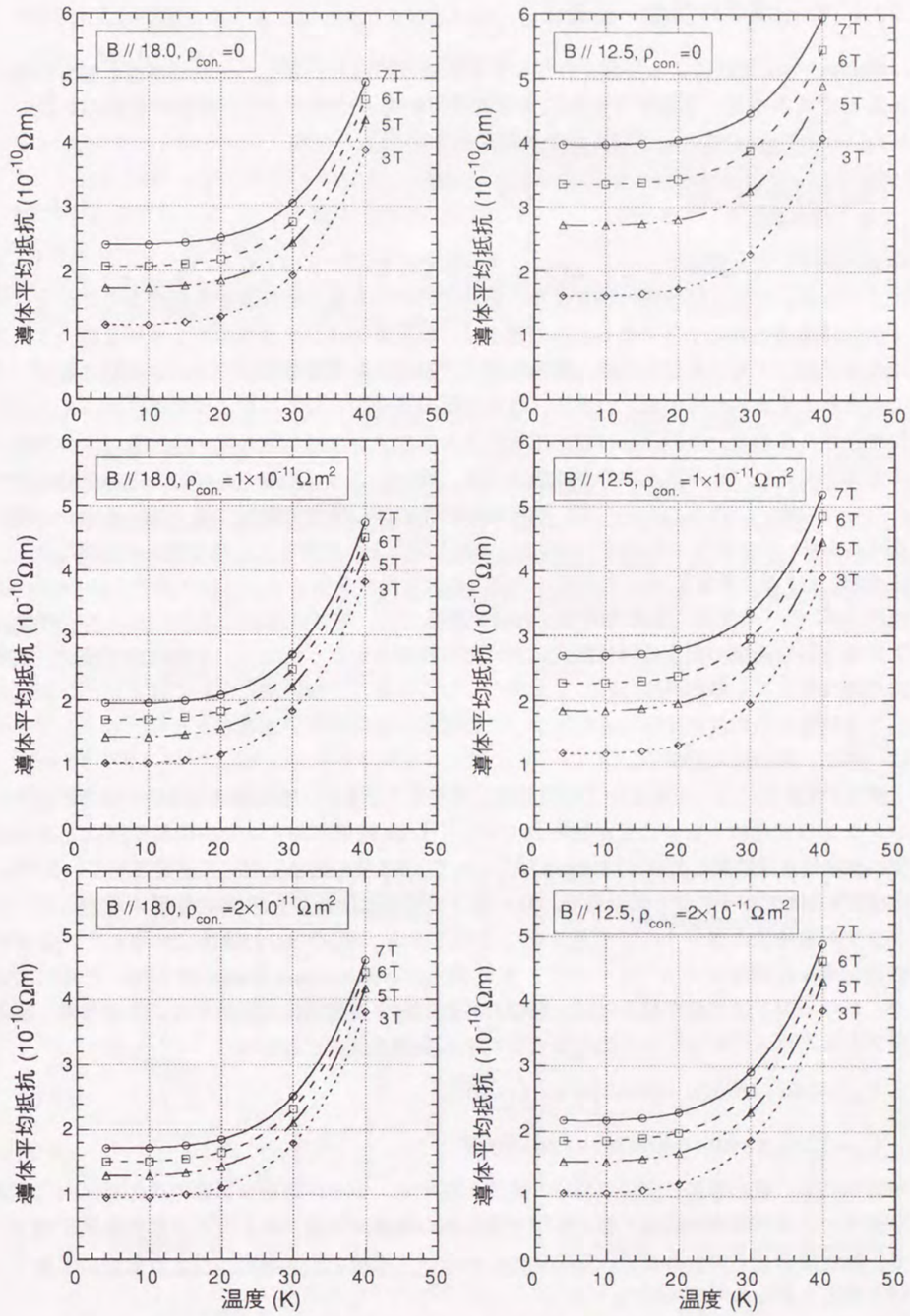


図4-7　KISO-32導体の平均電気抵抗率の温度依存（計算値）

4.2.4 熱伝導率の温度・磁場依存

Maddock等面積則による評価を行うには熱伝導率の温度依存性と磁場依存性を知る必要がある。金属の場合，高温では熱抵抗と電気抵抗も電子とフォノンの衝突が支配的なので，Wiedemann-Franzの式として知られる次式が成り立つ[11, 12, 13]。

$$\frac{k_e}{\sigma}=\frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k_B}{e}\right)^2\theta\equiv L\theta \qquad (L\text{: ローレンツ比}) \tag{4-14}$$

合金の場合には，低温ではフォノンによる熱伝導も無視できなくなるので，ローレンツ比が大きくなる。一方，純金属の場合には，低温においても電子熱伝導が支配的なのだがローレンツ比は温度と共に小さくなる。この理由は，極低温では，大きなエネルギーを持つフォノンの数が減少するために熱抵抗と電気抵抗とで抵抗として寄与するフォノンの数に差がでてくるからと考えられている。つまり，電気抵抗の場合には全ての電子が電場によって一方向に加速されるので，その運動に対して抵抗となるフォノンはエネルギーの大きいものでないと効果が小さい（小角散乱や非弾性散乱では，衝突によって加速されている方向を完全に忘れないので抵抗となりにくい）が，熱伝導の場合には，非弾性散乱によっても衝突した電子がエネルギーのフェルミ準位以下に落ち込んだり励起されたりして，熱の流れの妨げとなる。温度Tにおける自由電子のエネルギーの幅は k_BT程度であり，フォノンの最大エネルギーは $k_B\Theta$（Θはデバイ温度）程度なので，T>Θの高温では，非弾性散乱によってフェルミ準位以下に落ち込む衝突の割合は弾性散乱に比べて無視できるようになり，平均自由工程が，電気的過程に対しても熱的過程に対しても等しくなる。また，極低温においてはフォノンが減少して不純物との散乱が支配的となるが，この散乱は弾性散乱であることから，ローレンツ比は，再び，元の値に近づく。

銅は磁気抵抗によって磁場中では電気抵抗が大きくなるが，熱伝導率も小さくなるのでローレンツ比の変化は小さいことが知られている[14]。高純度アルミニウムの電気抵抗と熱伝導率の磁場依存性に関しては，J.P.Eganらによって4Tまでの磁場に対して測定されている[15]。RRR=1530のアルミニウムについて，ローレンツ比の温度依存を図4-8に整理するが，ローレンツ比の磁場依存性は小さいと見なすことができる。KISO-32, 33導体に使用している材料の熱伝導率は測定されていないので，電気抵抗からWiedemann-Franzの式を用いて算出するが，ローレンツ比の温度依存には，類似の材料に対する測定値を利用する。無酸素銅と高純度アルミニウムのローレンツ比の温度に対する多項近似式を求めると，

$$L_{OFC}=2.40+0.0463\theta-0.00427\theta^2+6.61\times10^{-5}\theta^3 \tag{4-15}$$

$$L_{Al}=3.24-0.241\theta+0.00787\theta^2-7.66\times10^{-5}\theta^3 \tag{4-16}$$

が得られる。複合導体に直交磁場中で電流を流すと，ホール効果の影響で導体断面内に電流が流れて，この電流と磁場の相互作用で逆向きの電場が生成されるために電気抵抗が増大する。熱伝導率もその影響を受ける可能性があるが，電場が熱伝導率に与える影響は大きくないと考えられるので無視した。

高純度アルミニウム安定化材と銅シースの母材の電気抵抗率に式4-15と式4-16のローレンツ数の温度依存性を用いて4.2, 10, 15, 20, 30, 40 Kにおける熱伝導率を算出し，これらから

3次多項式の回帰曲線を求めると次式が得られる。

$$k_{5N-Al}^{7T}\ (W/m)=301.4+796.4\theta-33.54\theta^2+0.3801\theta^3 \tag{4-17}$$

$$k_{Cu\ sheath}^{7T}\ (W/m)=0.1875+58.49\theta+1.294\theta^2-0.1102\theta^3 \tag{4-18}$$

Cu-2%Niクラッド材と半田，及び，NbTiの熱伝導率の計算には，ローレンツ数としてゾンマーフェルト数 2.443×10^{-8} V^2/K^2を用いる。一般に，合金の熱伝導には相対的にフォノンの寄与が大きくなるため，ローレンツ数は純金属の場合よりも大きな値になることが知られており，熱伝導率を小さく見積もることになるが，これらは占有面積が小さいので，導体平均の熱伝導に対する影響は小さいと考えられる。超伝導撚線の熱伝導率については，NbTiと銅の並列回路と見なして計算すると次の回帰曲線が得られる。

$$k_{SC\ Wire}^{7T}\ (W/m)=0.0829+26.43\theta+0.5723\theta^2-0.04873\theta^3 \tag{4-19}$$

これらの計算結果を図4-11に示す。高純度アルミニウムの熱伝導率が卓越しており，10 K付近までは温度と共に大きくなるが15 K付近からは逆に小さくなることが分かる。各構成部材の熱伝導率を外部磁場が1, 3, 5, 7 Tの場合について計算し，これらから複合則を用いて導体の平均熱伝導率を計算した結果を図4-11に示す。導体平均熱伝導率にも高純度アルミニウム安定化材の寄与が大きいことが分かり，導体の回復電流に影響する4～20 Kの間で約2倍の変化があることが分かる。KISO-32の導体平均熱伝導率についても，3次多項式の回帰曲線を求めると次式が得られる。

$$\begin{aligned}
k_{32}^{7T}\ (W/m)&=377.9+204.1\theta-7.19\theta^2+0.0675\theta^3\\
k_{32}^{6T}\ (W/m)&=371.8+208.5\theta-7.31\theta^2+0.0685\theta^3\\
k_{32}^{5T}\ (W/m)&=368.4+226.0\theta-7.97\theta^2+0.0750\theta^3\\
k_{32}^{3T}\ (W/m)&=352.9+253.0\theta-8.91\theta^2+0.0834\theta^3
\end{aligned} \tag{4-20}$$

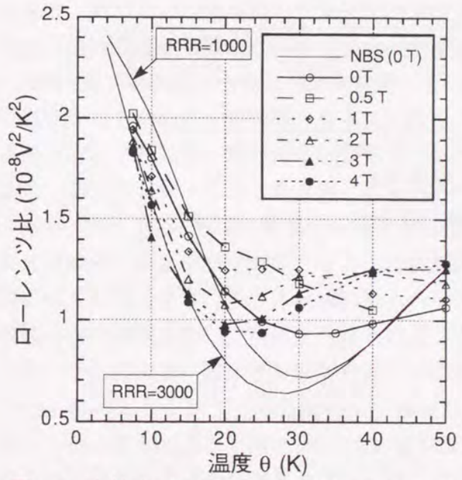


図4-8　高純度Al(RRR=1530)のローレンツ比の温度依存

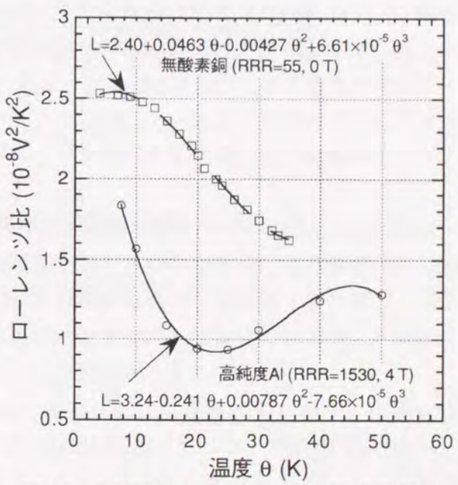


図4-9　高純度Al(RRR=1530)と無酸素銅のローレンツ比の温度依存

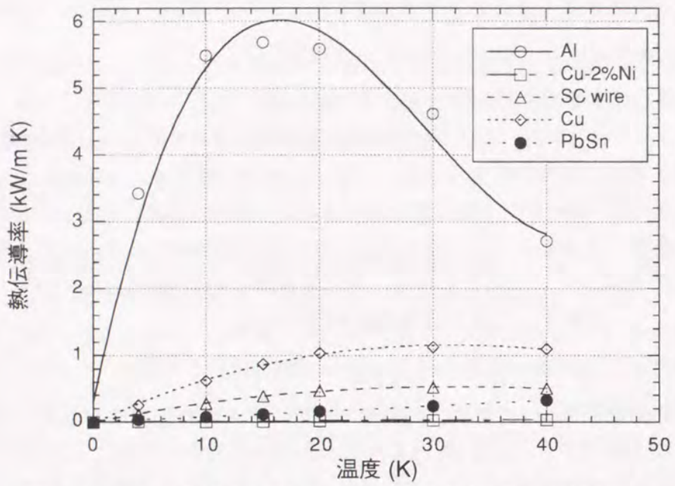


図4-10 KISO-32導体構成材の7Tにおける熱伝導率（計算値）

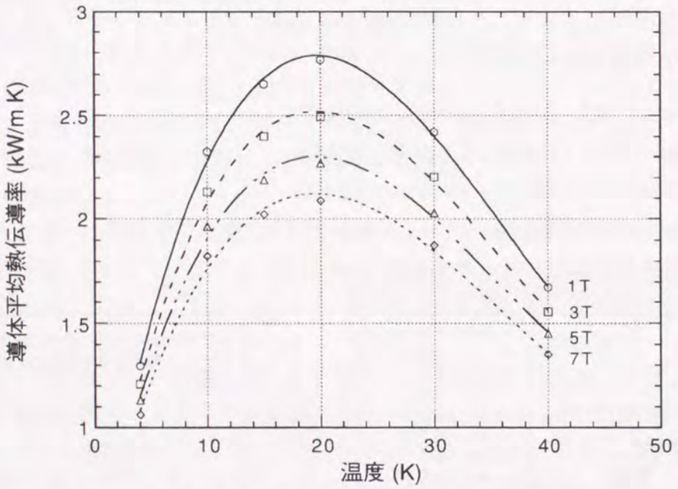


図4-11 KISO-32導体の平均熱伝導率の温度依存（計算値）

4.3 有限要素法による回復電流の解析

4.3.1 概要と解析手法

大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体には，高い超伝導安定性と機械強度が要求されるため，超伝導撚線と高純度アルミニウム安定化材および構造部材としての銅シースから構成される複合超伝導導体が開発されてきた。このアルミニウムと銅の複合導体にはホール効果による異常磁気抵抗が生じることが明らかとなり，それを抑制するため，アルミニウム安定化材を高抵抗層で囲んで断面内に流れるホール電流を抑制する方法が検討された。高抵抗層の電気抵抗を大きくすると異常磁気抵抗を抑制することが可能となるが，超伝導撚線からの電流分流が妨げられ，ここでの発熱が問題となる。また，高抵抗層は熱伝導率が低いために安定化材の冷却が悪くなり，温度上昇による抵抗増大の可能性もある。この様に断面内に複数の構成材料が有り，特に断面内に高抵抗層を設ける場合には，境界面での電流分流による発熱や熱抵抗による温度差が原因で超伝導安定性が損なわれることが起こり得るので定量的な評価が必要である。そのために，有限要素法を用いた電流・温度分布の解析を実施した。

液体ヘリウム中の沸騰熱伝達には，核沸騰領域，遷移領域，及び，膜沸騰領域の３つが存在するため，最大熱流束と最小熱流束の間の熱流束に対しては３種類の領域に平衡点が存在して解が１つに定まらない。また，超伝導撚線の抵抗値に極端な温度依存性を与えて熱平衡計算によって超伝導領域と常伝導領域を求めようとしても，「全てが超伝導領域」が安定な定常解であるために，常伝導が停留するような不安定な状態は定常計算では求められない。超伝導状態から常伝導が伝播する様子を過渡的に解析する研究が進められているが[16]，３次元解析に適用する場合には膨大な計算時間が必要となる問題がある。そこで，予め常伝導領域と超伝導領域を定義してから超伝導領域の端に所定の電流を与え，熱平衡解を求める定常解析を行った。解析には汎用計算プログラム ANSYS Revsion 4.4を使用し，３次元熱・電気ソリッド要素（STIF=69）を用いた。このプログラムは，抵抗体内の電流分布と発熱量の計算と，更にその発熱を用いた熱平衡計算が可能であり，熱伝導率と電気抵抗率および熱伝達率の温度依存性を多項式近似により入力することができる。計算の方法は，まず，与えられた抵抗体内部の電流分布と抵抗発熱量を求め，次に，その発熱を熱源とする熱解析を行なって温度分布を求める。物性値の温度依存性を考慮する場合には，前回の熱解析で求められる温度を用いて，再度，電流分布と発熱の計算を行い，その発熱を熱源とする熱解析を行う方法で，温度が収束するまで繰り返し計算を行なうことになる。

冷却は熱伝達と熱伝導の両方を考慮し，温度依存性も考慮した。但し，熱伝達に関しては，全ての領域で温度依存を考慮すると，回復電流近傍の電流値では全領域で核沸騰領域内の温度に収束してしまうため，常伝導領域と超伝導領域の境界周辺のみ温度依存を考慮し，常伝導領域中央は膜沸騰に，境界から離れた超伝導領域は核沸騰の熱伝達係数に固定して解析を行なった。膜沸騰に固定する範囲については試行錯誤が必要である。

NbTi線のような第２種超伝導体は，臨界温度に達する前に磁束流状態になり，温度に比例する抵抗が現れる。抵抗が現れ始める温度は分流開始温度と呼ばれ，NbTi線の場合は，臨界電流の半分程度の輸送電流では，臨界温度よりも１K程度低い温度である。この磁束流領域は一般には短く，ここでの発熱が全体に与える影響は小さいと考えられるので，この領

域は無視した。導体が超伝導に回復する否かは，常伝導と超伝導の境界の超伝導撚線の温度が臨界温度を下回るか否かで判定する。物性値に温度依存があるため，導体温度と電流値の関係は複雑になるが，回復電流 I_r 近傍の値に限れば，次の近似式が成立する。

$$I_r = I_0 \times \sqrt{\frac{\theta_c - \theta_{He}}{\theta_{cal.} - \theta_{He}}} \tag{4-21}$$

ここで，I_0は解析における電流値，θ_c と θ_{He} と $\theta_{cal.}$ は，各々，超伝導線の臨界温度，周囲の液体ヘリウム温度，及び，解析で得られた境界での超伝導線の温度である。

4.3.2　解析モデルと解析条件

常伝導部中央面は，電流の対称性を考えると断面方向の電流成分が 0 なので電気的には等電位面とおくことができ，温度分布に対しては対称面となるので熱的には断熱境界とおくことができる。また，導体断面は左右対称なので中心面は熱的には断熱境界で電気的には絶縁境界とおくことができ，図4-12と図4-13に示すように長さ方向にも断面方向も半分をモデル化すれば良い。常伝導部で発生した熱は，回りの液体ヘリウムに熱伝達で伝わると同時に，超伝導領域に熱伝導で伝わる。超伝導領域に伝わった熱は，最終的には導体の回りにある液体ヘリウムに熱伝達で伝わるので，冷却を正しく評価するには超伝導領域の導体表面温度が液体ヘリウム温度に充分に近づく範囲まで考慮する必要がある。また，電流分流は電位差が有るところで起こるが，超伝導線は等電位なので，超伝導領域でも電流の分流が起こっており，この点からも，超伝導領域は充分に長い距離をモデル化する必要がある。一連の解析の前に超伝導長さの影響を調べ，数回の試行の結果，超伝導領域の長さを 300 mm に固定した。

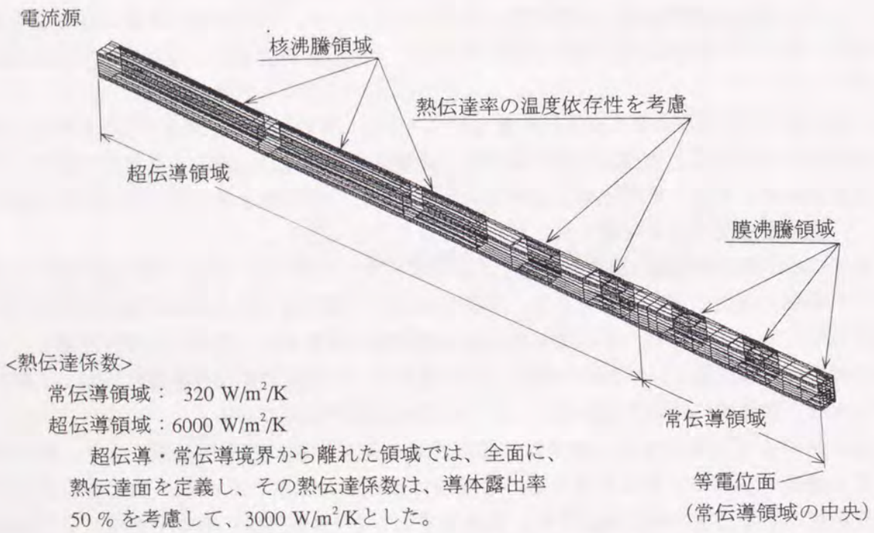


図4-12　回復電流計算用の有限要素モデル

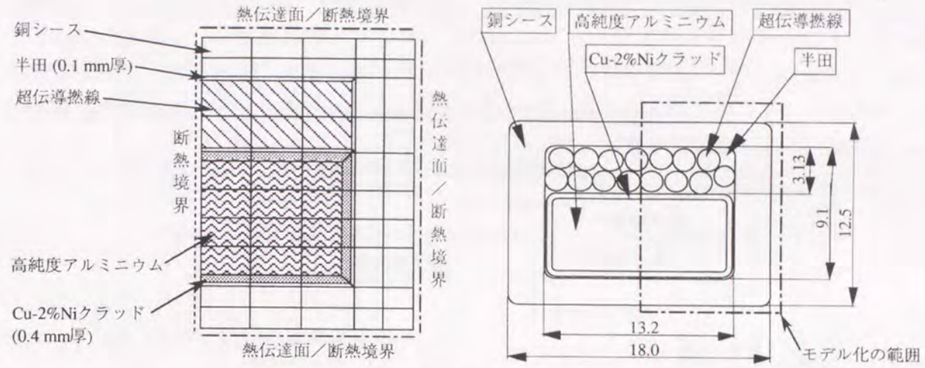


図4-13　解析モデルのｘｙ断面図と境界条件

計算に使用した熱伝達係数の温度依存性を図4-14に示す。この図に示す熱流束のデータは，KISO-32導体から切り出された試料を水平に対して 53度傾けた状態で測定されたものである。膜沸騰領域では熱伝達係数を 0.32 kW/m² K に固定し，遷移沸騰領域と核沸騰領域には，周囲の液温を 4.2 K として表4-4に示す折れ線近似を用いた。導体は，電磁力に対する固定のために，一定の間隔でＦＲＰスペーサが配置され，その部分は断熱されていると見なすことができるので，液体ヘリウムと面している部分にのみ熱伝達面を定義した。ＦＲＰスペーサと露出面の長さは，短尺導体試験に合わせて各20 mmとした。また，超伝導と常伝導の境界から離れた超伝導領域では，導体長手方向の温度勾配が緩やかになるので，計算時間の短縮のために，荒いメッシュにして全面に1/2の熱伝達係数 (3.0 kW/m² K) を与えた。

超伝導と常伝導の境界が生じるのは，ＦＲＰスペーサで断熱されている部分であると考えて，20 mm長さのＦＲＰスペーサ部分の中央を境界とした。前述のように磁束流領域は無視して，ステップ状に抵抗を変えた。解析は外部磁場 7 Tをターン方向に加える場合を対象とし，使用した物性値を表4-5に示す。各物性値は温度依存性を持つが，電気抵抗率については15 K程度までは変化しないことから一定値とした。高純度アルミニウムとクラッド材の間の接触抵抗を考慮するために，解析上はクラッド材の断面方向の電気抵抗をパラメータにして評価した。ホール効果による異常磁気抵抗は，高純度アルミニウム安定化材と銅シースの常伝導領域に対してのみ考慮した。高純度アルミニウム安定化材と銅シースと超伝導撚線の熱伝導率には，4.2.4節の式4-18～式4-20の回帰式から4, 10, 15, 20, 30 Kにおける値を計算して折れ線近似とした。超伝導撚線の場合には熱伝導率にも異方性を考慮するべきであるが，異方性の度合いが大きくないので，熱伝導率は長手方向について計算した温度依存性を断面方向にも使用した。他の構成部材の熱伝導率については，ローレンツ数としてゾンマーフェルト数を用いてWiedemann-Franzの式から算出した値を使用した。高純度アルミニウムとクラッド材の間の接触抵抗を考慮する場合には，クラッド材の断面方向の電気抵抗値の増加に対応して，熱伝導率を小さくした。

短尺導体試験では，端部では外部磁場が低くなっているために，回復電流よりも少し高い電流では，常伝導長さの停留が観測され，その場合の常伝導長さは400～ 500 mmであること

が分かっている。常伝導長さと導体温度の関係を調べるため，図4-15に示すように常伝導領域の長さ2 Lnを変化させた解析を行った。磁場7 Tにおける臨界温度と分流開始温度は各々6.6 Kと5.4 Kなので，常伝導領域の中で最も境界に近い露出面は，遷移沸騰と膜沸騰が混在する温度になっていると考えられる。熱伝達の温度依存性を考慮する範囲を広げた計算を行い，膜沸騰に固定する範囲を検討した。

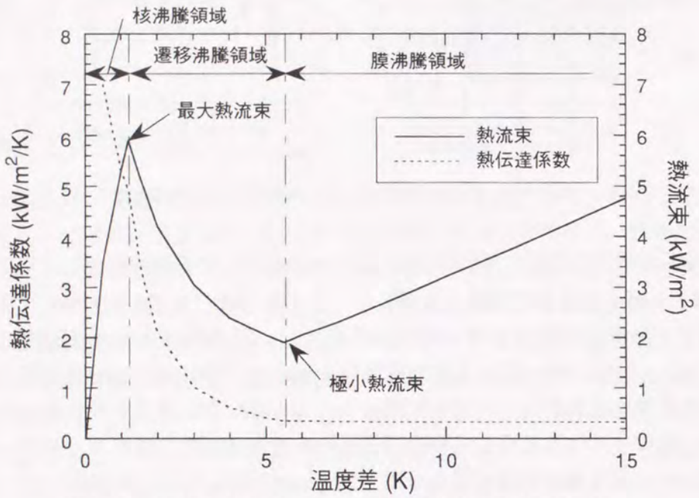


図4-14　液体ヘリウム中の黒化処理導体の沸騰熱伝達

表4-4　熱伝達係数の折れ線近似

導体温度 (K)	0	4.9	5.6	6.4	7.4	8.4	10.4	9999
熱伝達係数 (W/m^2 K)	7.0	7.0	4.9	2.1	1.0	0.60	0.32	0.32

表4-5　有限要素法のよる回復電流解析に使用した物性値（4.2 K, 7 T 横磁場）

材　料		熱伝導率/温度 (W/m/K^2)	電気抵抗率 (Wm)			
			$r_{con.}$=0	1 e-11 Wm^2	1 e-10 Wm^2	1 e-9 Wm^2
高純度Al (超伝導領域)		折れ線近似	2.80E-11	←	←	←
高純度Al (常伝導領域)			9.35E-11	7.10E-11	3.851E-11	2.923E-11
銅シース (超伝導領域)		折れ線近似	4.05E-10	←	←	←
銅シースl (常伝導領域)			4.42E-10	4.29E-10	4.11E-10	4.06E-10
SC線(超伝導領域)	z方向	折れ線近似	1.00E-20	←	←	←
	xy方向	同上	1.347E-09	←	←	←
SC線(常伝導領域)	z方向	折れ線近似	9.763E-10	←	←	←
	xy方向	同上	1.347E-09	←	←	←
CuNiクラッド	z方向	0.9772	2.50E-08	←	←	←
	xy方向	0.9772	2.50E-08	5.00E-08	27.5E-08	252.5E-08
PbSn半田		8.143	3.00E-09	←	←	←

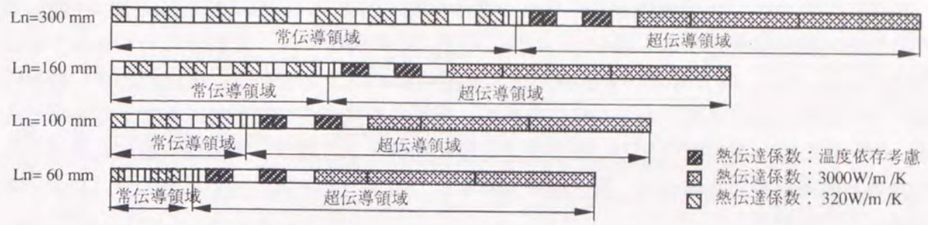


図4-15　常伝導長さを変化させた解析モデルと熱伝達係数の定義

4.3.3　解析結果と考察

常伝導長さを600 mmに固定して，常伝導部分の熱伝達係数の温度依存を考慮する範囲を変えた解析結果を図4-16に示す。常伝導部分の全域を膜沸騰に固定した計算では超伝導と常伝導の境界の超伝導撚線の温度が7.57 Kとなり，磁場7 Tでの臨界温度を上回るが，最も境界に近い常伝導部の露出面の温度は8.24～9.25 Kとなった。この部分は遷移沸騰領域ということになり，膜沸騰を仮定したことは冷却を過小評価していることになる。そこで，この部分の熱伝達係数の温度依存を考慮して定常解析を行うと，境界の温度は5.89 Kまで下がり，隣の露出面の温度までも遷移沸騰領域に下がってしまう結果となった。この方法を繰り返していくと膜沸騰領域が無くなってしまい，実験事実と合わない。これは，遷移沸騰領域の温度依存性が大きいために，同一の発熱体に対して膜沸騰領域寄りの冷却の悪い状態での熱平衡以外に核沸騰領域寄りの冷却の良い状態での熱平衡が存在し，定常解析では後者が安定解になっているためと推測される。実際に常伝導が停留している状態では，超伝導と常伝導の境界が7 K程度で，最初の常伝導部の露出面の温度は更に1 K程度高くなっていることから，この部分の熱伝達は悪くなっており，全面を膜沸騰として扱う方が適当と考えられる。

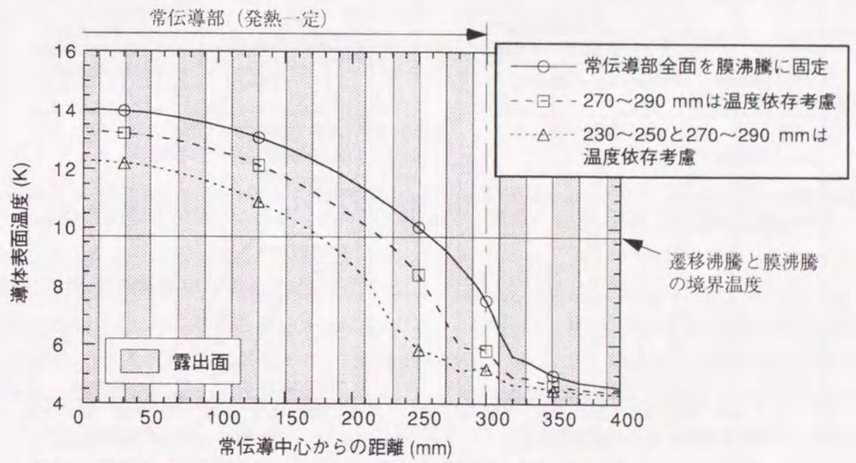


図4-16 膜沸騰に固定する範囲を変えた場合の導体表面温度
(Ln=300 mm, I=13 kA, B=7 T, 接触抵抗 1e-11Ωm^2)

高純度アルミニウム安定化材とクラッド間の接触抵抗を 0, 1, 10, 100×10^{-11} Ω m^2 の 4 通りに変えた場合の解析結果を図4-17～4-24に示す。この解析では，比較のために導体の輸送電流値は 13 kAに，常伝導部の熱伝達は全てを膜沸騰に固定してある。そのために，境界近傍の常伝導部の熱伝達率が小さく評価されて，境界の温度が高めに計算されていることになる。解析結果は，高純度アルミニウム安定化材と銅シース，及び，超伝導撚線の代表点の電圧分布と温度分布で整理した。電圧降下分布から，長手方向の実効的な抵抗分布と発熱分布を知ることができる。

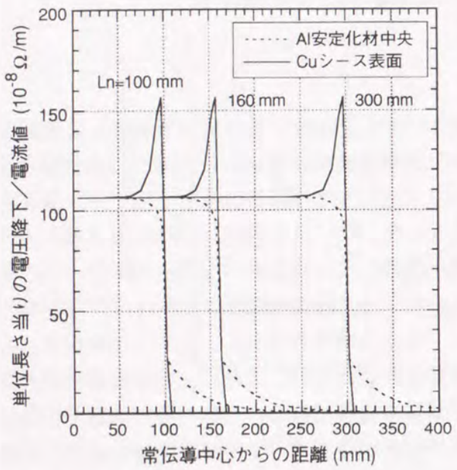


図4-17 接触抵抗無しの場合のKISO-32導体の電圧降下分布(I=13 kA, B=7 T)

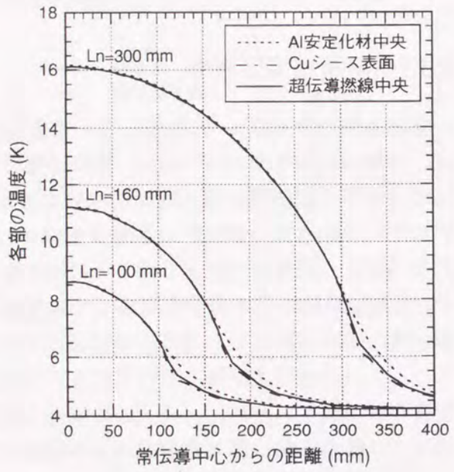


図4-18 接触抵抗無しの場合のKISO-32導体の温度分布 (I=13 kA, B=7 T)

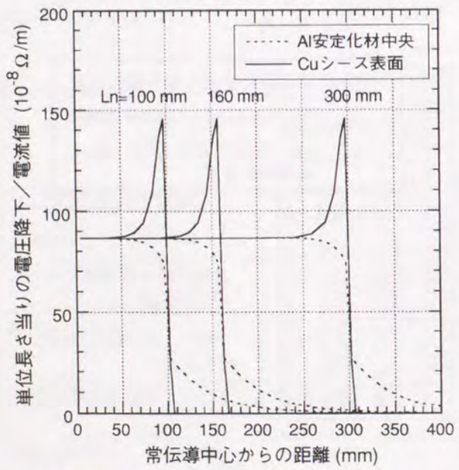


図4-19 接触抵抗1e-11 Ωm^2のKISO-32導体の電圧降下分布(I=13 kA, B=7 T)

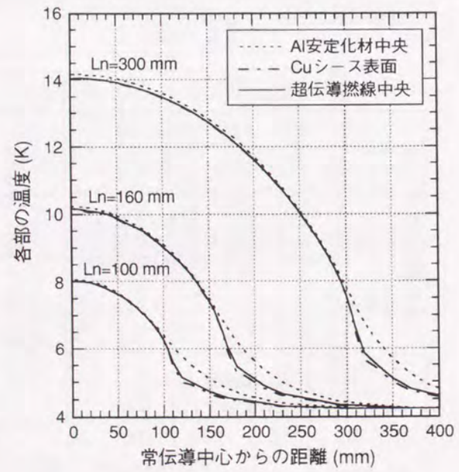


図4-20 接触抵抗1e-11 Ω m^2のKISO-32導体の温度分布 (I=13 kA, B=7 T)

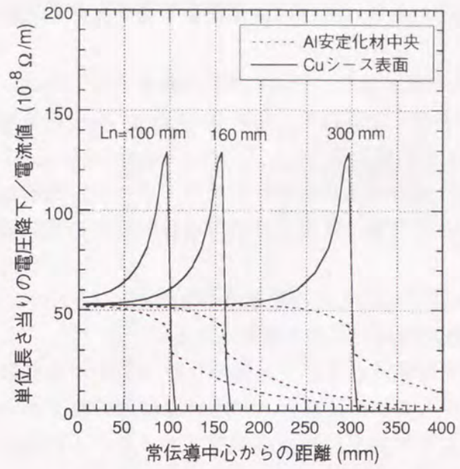


図4-21 接触抵抗1e-10 Ωm^2のKISO-32導体の電圧降下分布(I=13 kA, B=7 T)

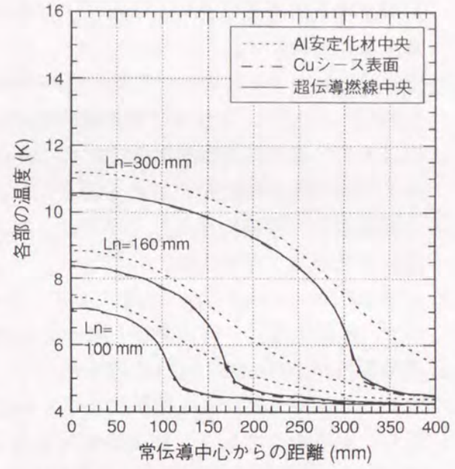


図4-22 接触抵抗1e-10 Ω m^2のKISO-32導体の温度分布 （ I=13 kA, B=7 T)

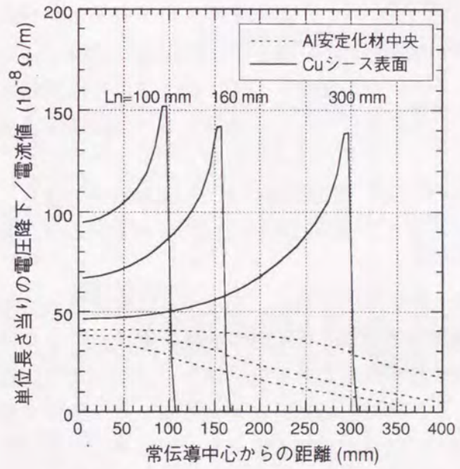


図4-23 接触抵抗1e-9 Ωm^2のKISO-32導体の電圧降下分布(I=13 kA, B=7 T)

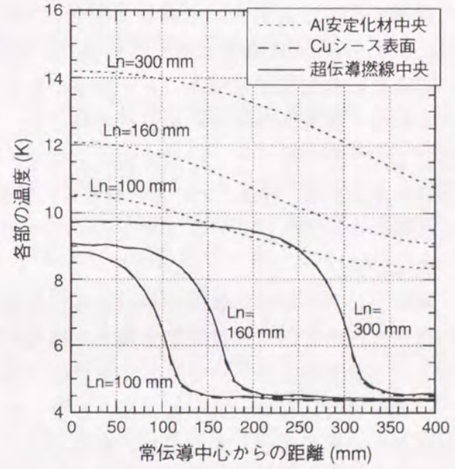


図4-24 接触抵抗1e-9 Ω m^2のKISO-32導体の温度分布 （ I=13 kA, B=7 T)

これらの解析の結果から次のことが分かる。

(1) Cu-2%Niクラッドの厚さは 0.4 mmであり，この部分の断面方向の電気抵抗は接触抵抗 1×10^{-11} Ω m^2 と同等であるので，接触抵抗が 0 の場合でも電流分流時の抵抗が明確に現れる。実際の導体では磁束流領域が存在して超伝導撚線の抵抗は連続的に変化するので，ピークは緩やかになると考えられる。温度分布の解析結果から，磁束流領域の長さは 20～30 mmであり，接触抵抗が小さい場合の電流分流の特性長と同等である。このことから，磁束流領域を考慮すると電流分流の範囲が若干広くなる分だけ，電流分流時の発熱

が減少すると考えられる。よって，接触抵抗が小さい場合には発熱量を若干大きめに計算することになる。

(2) 接触抵抗が大きくなると，電流分流の特性長が長くなり，分流による発熱も大きくなる。接触抵抗が大きい場合には異常磁気抵抗が小さくなるので，$10\times10^{-11}\ \Omega\ m^2$ 程度の接触抵抗までは導体温度は接触抵抗と共に減少する結果となった。しかし，$100\times10^{-11}\ \Omega\ m^2$ のように大きな接触抵抗がある場合には，分流時の発熱の寄与が大きくなって，境界部の温度がむしろ高くなることが分かった。回復電流に限定すれば，導体断面内の電気抵抗には最適値が存在する。

(3) 接触抵抗が $1\times10^{-11}\ \Omega m^2$ 程度に小さい場合には，断面内の温度差が 0.5 K以下と小さいので，断面方向に一様と見なした一次元解析が適用できると考えられる。

(4) 接触抵抗が $100\times10^{-11}\ \Omega\ m^2$ の場合には，高純度アルミニウム安定化材の温度が冷却端で 8 Kくらいに収束する結果になっているが，これは，解析上の超伝導領域の長さが不足しているためである。超伝導領域を長くして計算を行うと高純度アルミニウムの温度は，冷却端で 4.2 Kに収束するようになるが，常伝導部分への影響は小さい。

回復電流の評価を行うために超伝導と常伝導の境界の超伝導撚線の中心温度のみを整理した結果を図4-25に示す。解析は 4 種類の接触抵抗において，常伝導長さの半分が 60, 100, 160, 300, 570 mmの場合に対して行った。境界部の温度が低い場合には超伝導に回復し，高い場合には常伝導が拡がることを意味するが，その目安の温度として，ここでは分流開始温度ではなく臨界温度を用いる。その理由は，これらの解析では常伝導部全域の熱伝達を膜沸騰に固定していることと磁束流領域を無視してステップ状の発熱を仮定していることから，境界の温度を高く評価していると考えられるからである。導体試験装置の磁場分布を考慮し，常伝導の中央がスプリットコイルの中心であると考えた場合の臨界温度の分布を図4-25に合わせて示す。

解析では常伝導部の範囲と熱伝達係数を場所で固定させており，温度上昇は電流値の 2 乗にほぼ比例するので，電流値を変えた場合の境界の温度は，図4-25の曲線を電流比の 2 乗倍することで求めることができる。境界部の温度が臨界温度よりも低い場合には超伝導に回復し，高い場合には常伝導が拡がることを意味する。外部磁場に分布がある場合は 2 箇所で臨界温度と一致するが，温度の高い側の交点では，常伝導が収縮も拡大もせずに安定に停留することになる。この状態から，電流値を小さくして 1 点で接する状態が回復直前の状態に相当する。図4-25は輸送電流が 13.0 kAの場合の温度を示しており，例えば，接触抵抗 0 の場合には約 700 mmの長さの常伝導部分が停留していることになる。接触抵抗が $1\times10^{-11}\ \Omega m^2$ の場合は 13.0 kAでは超伝導に回復することになるが，臨界温度と境界温度が最も接近しているLn= 200 mm近傍の温度を式4-21に代入して回復電流を計算すると，13.6 kAが得られる。短尺導体試験で得られるKISO-32導体の回復電流は 13.0～15.0 kAであることから，比較的に良く一致する。4.2.2節で述べたように，導体の抵抗測定結果から評価される接触抵抗は $1\times10^{-11}\ \Omega m^2$ 程度であることから，有限要素法による回復電流評価の妥当性が示された。また，接触抵抗が $1\times10^{-11}\ \Omega m^2$ の場合に臨界温度と境界温度が接する時のLnが 200 mm近傍であることは，短尺導体試験において回復直前の常伝導長さが 400～500 mmである実験結果を良く

説明することができる。

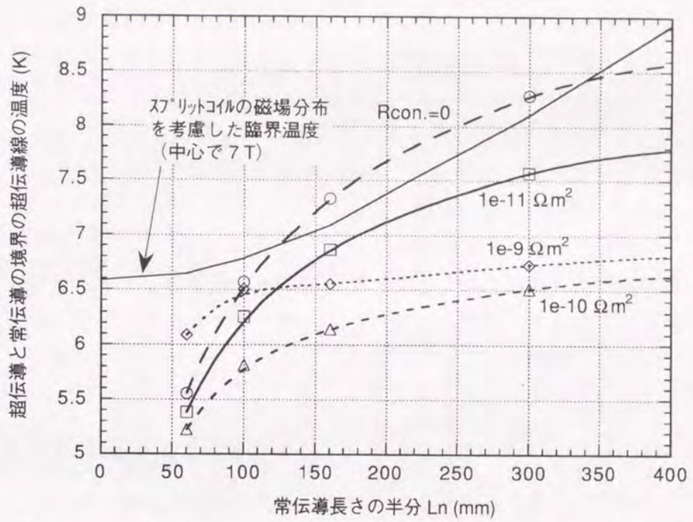


図4-25 超伝導撚線の境界温度の常伝導長さ依存性 (I=13.0 kA, B=7 T)

更に，図4-25から，境界の温度は常伝導長さと共に高くなり，接触抵抗が極端に大きくない場合には，Lnが 300 mm程度では平衡に達っしていないことが分かる。一様磁場中での回復電流は，常伝導部分が十分に長い時の境界温度が臨界温度相当になる電流値である。接触抵抗が $1\times10^{-11}\ \Omega m^2$ での解析結果から外挿すると電流値13 kAの場合の平衡温度は 8.0 Kと見積ることができるので，式4-21から一様磁場 7 Tにおける回復電流を求めると，10.3 kAとなり，短尺導体試験における回復電流よりも25%も低いことが予測される。但し，これらの解析では，常伝導部の熱伝達を膜沸騰に固定していることと磁束流領域を無視してステップ状の発熱を仮定していることから，回復電流を低めに評価していると考えられる。

回復電流の接触抵抗依存性を評価するために，Ln= 570mmに対して，接触抵抗を 0, 1, 5, 10, 20, 50, $100\times10^{-11}\ \Omega\ m^2$ と変化させて境界の超伝導撚線の温度を計算し，その値から回復電流を求めた結果を図4-26に示す。また，接触抵抗と電流分流時の発熱量の関係を図4-27に示す。電流分流時の発熱量は，次式から算出した。

$$W_s = 2\left(\Delta V_{cal.} - \rho_0 L_n\right)\cdot I \tag{4-22}$$

ここで，Wsは電流分流時の発熱，$\Delta V_{cal.}$ は常伝導部中央と超伝導部端部の電位差，ρ_0 は導体平均抵抗，L_n は常伝導長さ，I は輸送電流である。導体平均抵抗には Ln= 570 mmでの解析における銅シース表面の常伝導中央での電圧降下から算出した値を用いた。図4-27より，接触抵抗と電流分流時の発熱は次の式で近似することでき，接触抵抗とクラッド材の面抵抗を加えた値に対して，0.461乗で発熱が増加する結果が得られた。

$$\frac{W_s}{I^2} = 8.76\times10^{-4}\left(R_{clad} + R_{con.}\right)^{0.461} \tag{4-23}$$

単位長さ当たりの抵抗 R の導電体が単位長さ当たりの接触抵抗 r で超伝導体に充分な長さで接触している場合の分流時の発熱が

$$W_s = I^2\sqrt{R \cdot r} \tag{4-24}$$

で与えられることと比較すると，接触抵抗に対する依存性が，若干小さくなっていることが分かる。これは，接触抵抗に伴って導体の長手方向の平均抵抗が小さくなる効果が主な原因であると考えられる。また，式4-24の R と r に，各々，導体平均抵抗と接触抵抗＋クラッド材の抵抗を代入して得られる発熱量は，解析で得られる分流に伴う発熱量の 3～3.5 倍になるが，これは銅シースへの分流の影響である。

図4-26から，回復電流が最大となる接触抵抗は 20×10^{-11} Ωm² 付近である。それ以上の接触抵抗では，異常磁気抵抗が小さくなることによる発熱の低減効果よりも電流分流に伴う発熱の増加の方が大きくなって，境界の温度はむしろ高くなり回復電流は低下する。このように回復電流はかなり高い接触抵抗において最大となるが，この際の電流分流に伴う片側の発熱は，輸送電流 13.0 kA の場合に約 5 W であり，長手方向の導体抵抗による発熱の長さ 60 mm 分に相当する。最近の研究 [17, 18] で報告されているように，過渡的には熱の拡散時定数や電流拡散時の発熱も関与して，回復電流よりも低い電流値で有限長さの常伝導が消滅せずに移動することが起こりうることが知られている。導体の最適化設計の際には，これらも考慮する必要があり，電流分流に伴う発熱は，実験的に常伝導を発生させる際のヒータ入熱よりも小さくすることが望ましいと考えられる。KISO-32 導体の場合に，外部磁場 7 T，輸送電流 13.0 kA において常伝導転移が生じるヒータ入熱は 5 W 近傍であることから，電流分流に伴う片側の発熱は 2.5 W 以下が目安になると考えられる。接触抵抗の最適値は，回復電流の観点からは 20×10^{-11} Ωm² 付近であるが，常伝導の発生を抑制する観点からは 4×10^{-11} Ωm² 程度以下が望ましいと考えられる。

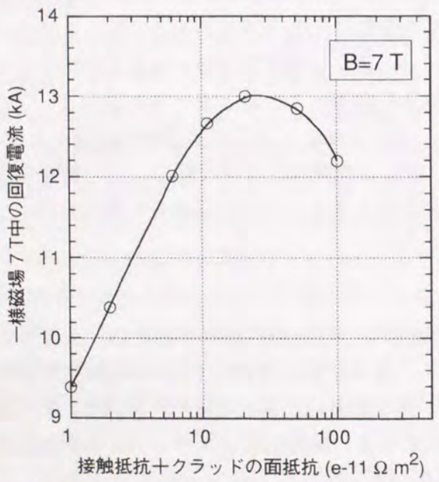


図4-26 回復電流の接触抵抗依存性 (B=7 T)

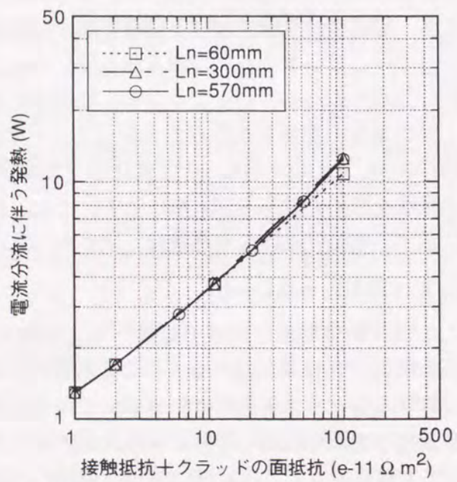


図4-27 電流分流に伴う発熱 (I=13.0 kA)

4.3.4 有限要素法による回復電流の解析のまとめ

十分な長さの超伝導領域を含めて有限要素モデルを作ることによって，熱伝導と熱伝達による冷却と電流分流を扱うことが可能となった。沸騰熱伝達には非常に大きな温度依存性があり，同一の発熱に対する熱平衡が 2 つ以上存在するために，熱伝達係数の与え方に工夫が必要である。黒化処理導体の場合には，遷移沸騰と膜沸騰の境界温度がNbTiの臨界温度に近いので，常伝導部分全域を膜沸騰熱伝達を見なすことによって妥当な解析結果を得ることが可能となった。KISO-32導体に対して行った解析の結果を以下に纏める。

(1) 異常磁気抵抗の変化を考慮した解析の結果，高純度アルミニウム安定化材のクラッド材の電気抵抗には最適値が存在し，回復電流は接触抵抗を含めた面抵抗が 20×10^{-11} Ωm² 付近で最大となる。

(2) 電流分流に伴う発熱はクラッド材の面抵抗＋接触抵抗のほぼ0.5乗に比例し，20×10^{-11} Ωm²の場合には輸送電流が 13.0 kAの時の発熱が片側で約 5 Wに達する。電流分流時の過渡的な抵抗発熱や誘導発熱が大きい場合には，回復電流以下の電流値において，有限長さの常伝導部分が消滅せずに移動することも起こり得るので，常伝導の発生を抑制する観点からは，クラッド材の面抵抗＋接触抵抗は，4×10^{-11} Ωm²程度以下が望ましいと考えられる。

(3) KISO-32導体の常伝導中央の温度が熱的平衡に達するために必要な常伝導長さは 1.2 m程度である。

(4) 導体試験装置における回復電流は，磁場の空間分布のために一様磁場空間に比べると25%も高く測定されていることが予測される。

(5) 接触抵抗が 1×10^{-11} Ωm²程度のKISO32導体の場合には，導体断面方向の温度差が 0.5 K以下と小さく，電流分流時の発熱も片側で 2W以下なので，一次元解析（Maddockの等面積則）が適用できると考えられる。

4.4 Maddock等面積則による回復電流評価

4.4.1 導体試験装置での回復電流の測定

大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体は，長尺導体から2 mを切り取って，極低温・磁場中での臨界電流と回復電流の測定が行われた。試料の両側に配置された円形のスプリットコイルで外部磁界を作るが，コイル中心から離れると図4-28に示すように次第に磁界が小さくなってしまう。超伝導状態から磁束流状態に変化する温度（分流開始温度）や臨界温度は，磁場の関数であり，NbTi超伝導線の場合には，磁場にほぼ比例して小さくなる。そのために，中心から離れる程，超伝導に回復しやすくなるので，回復電流より少し大きな電流値では常伝導領域がスプリットコイルの内側で停留する。回復電流の測定においては，まず，導体の中央に貼り付けたヒーターで加熱して導体を常伝導転移させて，常伝導領域が停留した状態にする。そこから電流値を少しずつ下げて全体が超伝導に回復する電流値を回復電流とした。常伝導が停留する時の常伝導長さは0.4～0.5 mであり，中央の到達温度は12～15 Kであること，また，外部磁場が低くなると，停留する常伝導長さが長くなり，かつ，中央の到達温度も高くなることが実験で確認されている。15 Kくらいから高純度アルミニウムの抵抗率の温度依存性が現れ始め，温度上昇による発熱の増加の方が，冷却の増分を上回るようになると熱暴走が起きるため，低磁場側では常伝導を停留させることが難しくなる。その場合には，常伝導領域の熱暴走が起きる下限値を回復電流とした。

黒化処理KISO-32導体の場合には，数多くの導体試験が行われているが，KISO-32R&DとKISO-32BJと名付けられた試験導体の実験結果を図4-29に示す。KISO-32R&D導体は直状試料で，KISO-32BJは有効磁場空間を広げるためにスプリットコイルに沿って湾曲させた試料であり，導体に沿った磁場分布は図4-28に示すような違いがある。また，KISO-32BJ導体は製作性の向上のために高純度アルミニウムと銅シースの間の半田が除去されている違いがある。このため，KISO-32BJ導体では，半田除去部分の接触電気抵抗が大きくなって，横磁場に対する異常磁気抵抗が抑制されていると考えられる。外部磁場7 Tの場合について，中央から150 mm以内の場所での導体抵抗実測値の平均値を表4-6に示す。横磁場7 Tの場合で，KISO-32R&Dの1.04 μΩ/mに対して，KISO-32BJは0.902 μΩ/mとなっており，異常磁気抵抗が低減されていると見なすことができるが，顕著な差では無い。縦磁場の場合にも抵抗値に差が見られるが，内部の接触抵抗の個体差が原因であると考えている。

更に，黒化処理よりも最小熱流束を改善するために，厚さ8 μm程度のエポキシを塗布した導体の短尺導体試験が行われた。回復電流の測定結果を図4-29に合わせて示すが，7 Tよりも高磁場側では，むしろ，黒化処理よりも低い結果が得られた。熱伝達率の実測値は，図4-30と図4-31に示すように，エポキシ塗布導体では最大熱流束と最小熱流束に改善が見られることから，Maddockの等面積則と矛盾する結果であるように思われた。

表4-6 導体試料の外部磁場7 Tでの単位長さ当たりの平均抵抗（μΩ/m）

試 料 名	横磁場 (B // 18.0)	縦磁場 (B // 12.5)	備 考
KISO-32R&D	1.04	1.36	蓋側にも半田有り
KISO-32BJ (A, B)	0.902	1.26	蓋側には半田無し

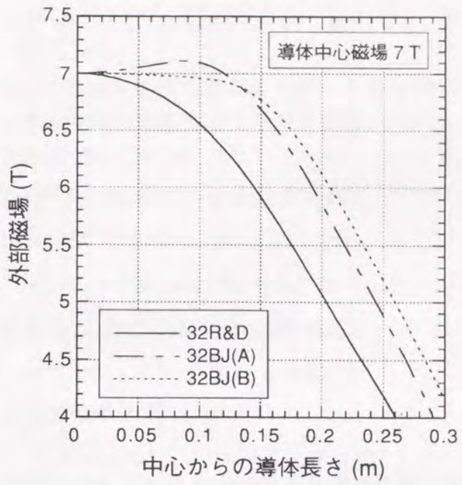


図4-28 導体試験装置の磁場分布

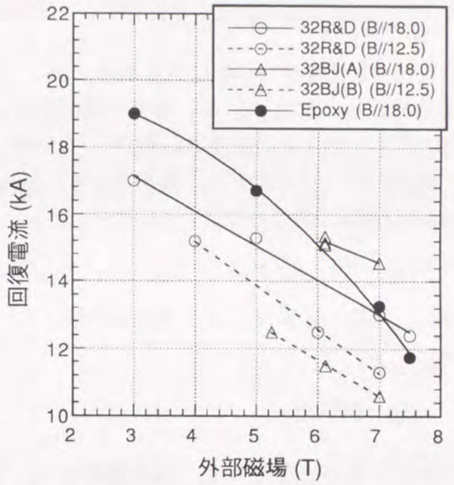


図4-29 ヘリカルコイル導体の短尺試験結果

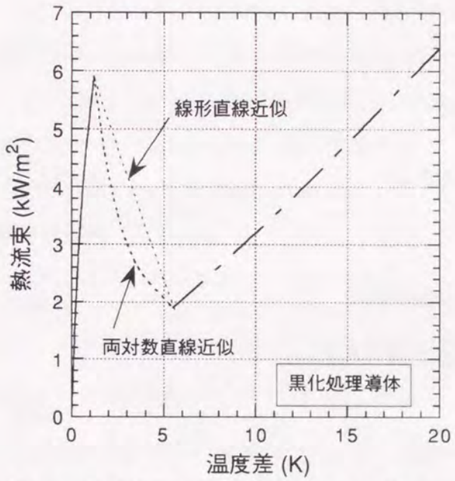


図4-30 黒化処理導体の液体He中の熱伝達

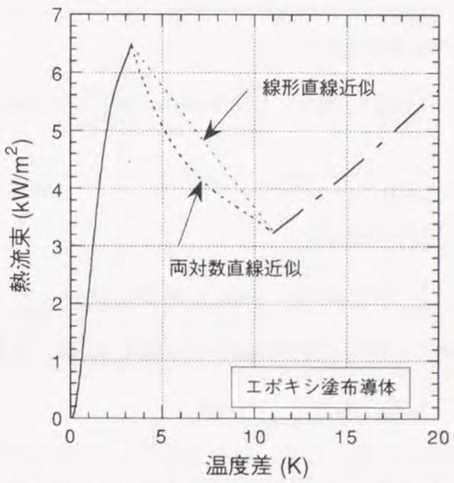


図4-31 ｴﾎﾟｷｼ塗布導体の液体He中の熱伝達

4.4.2 一様磁場中の基本式

4.3節での解析結果から，KISO-32導体の場合には断面内の温度差や分流時の発熱の影響は小さく，Maddockの等面積則が適用可能である。断面内の温度分布を無視できる場合の最小伝播電流は，導体の平均抵抗から次式で表現されるMaddockの等面積則を用いて計算することができる。

$$\int_0^{\theta_m} k(\theta)\{W(\theta)-G(\theta)\}d\theta = 0 \tag{4-24}$$

ここで，θ は温度，$k(\theta)$ は熱伝導率，$W(\theta)$ と $G(\theta)$ は各々，単位長さ当たりの熱伝達と内部発熱である。また，θ_m は，導体の常伝導域中央の到達温度であり，膜沸騰熱伝達による冷却と発熱が釣り合う温度である。

導体のペリメータを p，露出率を η，ヘリウムバス温度を θ_0 とおくと，式4-24の冷却項 $W(\theta)$ は次式で表される。

$$W(\theta) = h(\theta-\theta_0)\cdot p\cdot\eta \tag{4-25}$$

また，導体の断面積を A，導体電流値 I をとおくと，式4-24の発熱項 $G(\theta)$ は次式で表される。

$$G(\theta) = \frac{\rho(\theta)\cdot I^2}{A} \tag{4-26}$$

導体の分流開始温度を θ_s，臨界温度を θ_c，熱伝達の遷移沸騰開始温度を θ_t，膜沸騰開始温度を θ_f，冷却と発熱が釣り合う温度を θ_m とおくと，式4-24の冷却項積分と発熱項積分は次のように展開される。

＜冷却項積分＞

$$\int_{\theta_0}^{\theta_t} k(\theta)h_n(\theta)d\theta + \int_{\theta_t}^{\theta_f} k(\theta)h_t(\theta)d\theta + \int_{\theta_f}^{\theta_m} k(\theta)h_f(\theta)d\theta$$
$$= \frac{I^2}{p\cdot\eta\cdot A}\left(\int_{\theta_s}^{\theta_c} k(\theta)\rho(\theta)\frac{\theta-\theta_s}{\theta_c-\theta_s}d\theta + \int_{\theta_c}^{\theta_m} k(\theta)\rho(\theta)d\theta\right) \tag{4-27}$$

＜発熱項積分＞

$$\int_{\theta_s}^{\theta_m} k(\theta)G(\theta)d\theta = \frac{1}{2}k(\theta_c)G(\theta_c)(\theta_c-\theta_s) + \frac{I^2}{A}\int_{\theta_c}^{\theta_m} k(\theta)\rho(\theta)d\theta \tag{4-28}$$

また，冷却と発熱が釣り合う温度 θ_m は，次式から得られる。

$$h_f(\theta_m-\theta_0) = \frac{I^2}{p\cdot\eta\cdot A}\rho(\theta_m) \tag{4-29}$$

4.4.3　熱伝達率の近似式

導体の液体ヘリム中の熱伝達の測定には導体形状サンプルが使用され，傾きを変えて測定が行われた [19]。図4-30と図4-31には，大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの傾きを考慮して，水平に対して53度傾いた場合の測定値が示されているが，鉛直方向での測定値との差は小さいので，導体試験の評価にもこの値を使用する。遷移領域の熱伝達率の測定は困難なので，最大熱流束と極小熱流束を直線で結ぶ手法が一般的であるが，線形座標で直線近似する方法と両対数座標で直線近似する方法の２通りが使われている。尾形らの実験 [20] では両者の中間になることが報告されているので，２種類の近似で比較する。水平に対して53度傾い

た場合について，核沸騰領域，遷移領域，膜沸騰領域の熱伝達率の回帰曲線を求めると次式が得られる。

＜黒化処理の場合＞

核沸騰領域（0<Δθ<1.2）

$$h_n^{oxi}\left(10^4 W/m^2\right) = 0.976\Delta\theta - 0.658(\Delta\theta)^2 + 0.212(\Delta\theta)^3 \tag{4-30}$$

遷移領域（1.2<Δθ<5.5）（両対数直線近似）

$$h_{t_1}^{oxi}\left(10^4 W/m^2\right) = 0.992 - 0.426\Delta\theta + 0.0827(\Delta\theta)^2 - 5.77\times10^{-3}(\Delta\theta)^3 \tag{4-31}$$

遷移領域（1.2<Δθ<5.5）（線形直線近似）

$$h_{t_2}^{oxi}\left(10^4 W/m^2\right) = 0.702 - 0.0930\Delta\theta \tag{4-32}$$

膜沸騰領域（5.5<Δθ）

$$h_f^{oxi}\left(10^4 W/m^2\right) = 0.00905 + 0.0315\Delta\theta \tag{4-33}$$

＜エポキシ塗布の場合＞

核沸騰領域（0<Δθ<3.3）

$$h_n^{epoxy}\left(10^4 W/m^2\right) = -0.00149 - 0.00867\Delta\theta + 0.379(\Delta\theta)^2 - 0.167(\Delta\theta)^3 + 0.0216(\Delta\theta)^4 \tag{4-34}$$

遷移領域（3.3<Δθ<11.0）（両対数直線近似）

$$h_t^{epoxy}\left(10^4 W/m^2\right) = 0.937 - 0.107\Delta\theta + 0.00476(\Delta\theta)^2 \tag{4-35}$$

遷移領域（3.3<Δθ<11.0）（線形直線近似）

$$h_{t_2}^{epoxy}\left(10^4 W/m^2\right) = 0.789 - 0.0422\Delta\theta \tag{4-36}$$

膜沸騰領域（11.0<Δθ）

$$h_f^{epoxy}\left(10^4 W/m^2\right) = 0.00729 + 0.0282\Delta\theta \tag{4-37}$$

4.4.4　一様磁場中での回復電流評価

Maddock等面積則の計算のためには，導体の臨界温度と分流開始温度，及び，膜沸騰領域での熱平衡温度が必要である。まず，KISO-32導体の臨界温度と分流開始温度を実験値と近似式を用いて評価する。超伝導体の臨界温度と磁場の関係には放物線近似が成り立ち，磁場 x における臨界温度 $\theta_c(x)$ は，0 Tにおける臨界温度 $\theta_c(0)$ と0 Kにおける臨界磁場 $B_c(0)$ を用いて，

$$\theta_c(x) = \theta_c(0)\sqrt{1-\frac{x}{B_c(0)}} \tag{4-38}$$

と表される。また，NbTi超伝導線の臨界電流と磁場の関係には直線近似が成り立ち，磁場 x における臨界電流 $I_c(x, 4.2\ \mathrm{K})$ は，4.2 Kにおける臨界磁場 $B_c(4.2\ \mathrm{K})$ を用いて次式で近似される。

$$I_c(x,4.2K)=I_c(7T,4.2K)\frac{B_c(4.2K)-x}{B_c(4.2K)-7} \tag{4-39}$$

更に，臨界電流は温度に対しても直線近似が成り立つので，輸送電流が y の場合の磁場 x における分流開始温度 $\theta_s(x, y)$ は次式で近似される。

$$\theta_s(x,y)=(\theta_c(x)-4.2)\left(1-\frac{y}{I_c(x,4.2K)}\right)+4.2 \tag{4-40}$$

KISO-32導体の超伝導撚線の0 Tにおける臨界温度$\theta_c(0)$ と0 Kにおける臨界磁場 $B_c(0)$，及び，7 T, 4.2 Kにおける臨界電流 I_c(7 T, 4.2 K) は，各々，9.15 K と 14.5 T と 27 kA であるので，式4-38～40を用いて磁場7, 6, 5, 3 T における臨界温度と臨界電流，及び，輸送電流 13.0 kA に対する分流開始温度を計算した結果を表4-7に示す。

表4-7　NbTi超伝導線の臨界温度と分流開始温度

外部磁場 (T)	臨界温度 (K)	臨界電流 (kA) (θ=4.2 K)	分流開始温度 (K) (I=13.0 kA, θ=4.2 K)
7	6.58	27	5.43
6	7.01	33.1	5.90
5	7.41	39.1	6.34
3	8.15	51.3	7.15

式4-29の冷却と発熱が釣り合う温度 θ_m を一義的に求めるために，膜沸騰領域の熱伝達率を直線で回帰し，導体抵抗値は温度範囲を 12.5～30 Kに限定して２次多項式で回帰すると，黒化処理導体の場合には，次式が得られる。

$$0.00905+0.0315(\theta_m-\theta_0)=\frac{I^2\times10^{-14}}{p\cdot\eta\cdot A}(2.574-0.08347\theta_m+0.00291\theta_m^2) \tag{4-41}$$

エポキシ塗布導体の場合にも，同様にして，次式で θ_m が求められる。

$$0.00729+0.0282(\theta_m-\theta_0)=\frac{I^2\times10^{-14}}{p\cdot\eta\cdot A}(2.574-0.08347\theta_m+0.00291\theta_m^2) \tag{4-42}$$

また，液体ヘリウムバス温度を θ_0= 4.2 Kとすると，黒化処理の場合，θ_t = 5.4 K，θ_f =9.7 Kである。

電気抵抗率と熱伝導率には式4-8～13と式4-20に示す温度依存式（回帰曲線）を使用し，熱伝達率には式4-30～37の温度依存式（回帰曲線）を使用して，式4-27と式4-28の冷却項積分と発熱項積分を行い，発熱と冷却が釣り合う電流値（一様磁場中の回復電流）を収束計算により求めた。遷移沸騰領域を線形直線近似した場合と両対数直線近似した場合の２通りについて，クラッド材とアルミニウム安定化材の間の接触抵抗 $R_{con.}$ を変数にした計算結果を図4-32と図4-33に示す。遷移沸騰領域の近似方法の違いの影響は顕著では無く，電流値で4%前後の差であることが分かる。導体の長手方向の抵抗測定結果との比較からは，クラッド材とアルミニウム安定化材の間の接触抵抗としては 1×10^{-11} Ω/m²を仮定することが妥当で

あるが，どちらの近似方法でも短尺導体試験での実験値よりも 10～20%も低い回復電流値が得られた。計算値の方が実験値よりも低くなる理由として，4.3節で検討したように，短尺導体試験では外部磁場に空間分布があるために一様磁場中よりも回復電流が高くなっていることが考えられる。短尺導体試験の結果を評価するためには，Maddock等面積則において磁場分布の影響を考慮する必要がある。

熱伝達率の温度依存を考慮しない場合の計算例を図4-34に示すが，温度依存性を考慮する場合に比べて，電流値にして４～6%だけ高くなることが分かる。この理由は，冷却が発熱を上回る核沸騰領域近辺の熱伝導率よりも，発熱が上回る膜沸騰領域近辺の熱伝導率の方が大きいためである。低磁場側で熱伝導率の温度依存性の影響が大きくなる理由は，外部磁場が低くなると分流開始温度や臨界温度が高くなって，Maddock等面積則における発熱領域が高温側にシフトするためである。

エポキシ塗布導体に対する回復電流の計算結果を図4-35に示す。エポキシ塗布導体は，黒化処理導体に比べると膜沸騰領域での熱伝達係数が 12%小さくなっているために，平衡温度が高くなる。そのために，導体抵抗の温度依存性を無視して熱伝達特性のみから等価熱伝達を求める場合に比べると回復電流の差が小さくなる。また，低磁場側では冷却と発熱が釣り合う条件よりも，導体抵抗の熱暴走によって平衡温度が存在しなくなる条件の方が厳しくなるために，黒化処理との回復電流の差が小さくなる。しかしながら，エポキシ塗布導体の回復電流は，黒化処理導体に比べて，高磁場側で 15%強，低磁場側で 10%弱も回復電流が高くなった。これらの計算結果は，図4-29に示す短尺導体試験結果と全く矛盾する結果である。高磁場側では，エポキシ塗布導体の回復電流を決定する別の要因があると推察される。

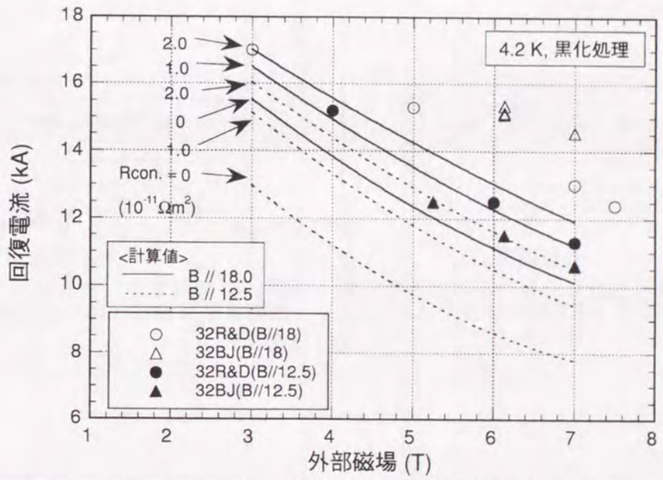


図4-32 遷移領域を線形直線近似した場合の黒化処理KISO-32導体の一様磁場中の回復電流

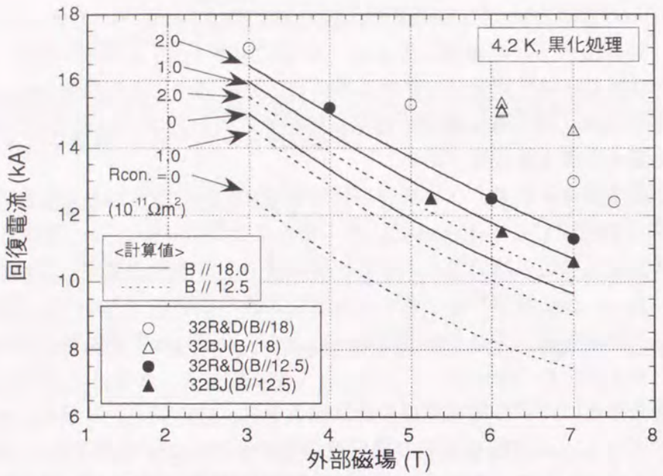


図4-33 遷移領域を両対数直線近似した場合の黒化処理KISO-32導体の一様磁場中の回復電流

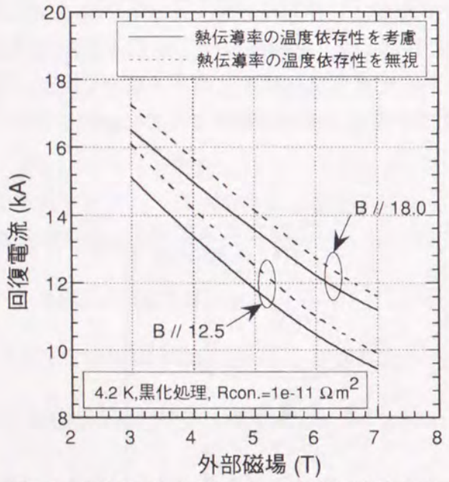


図4-34 回復電流計算における熱伝導率の温度依存性の影響（遷移領域は線形直線近似）

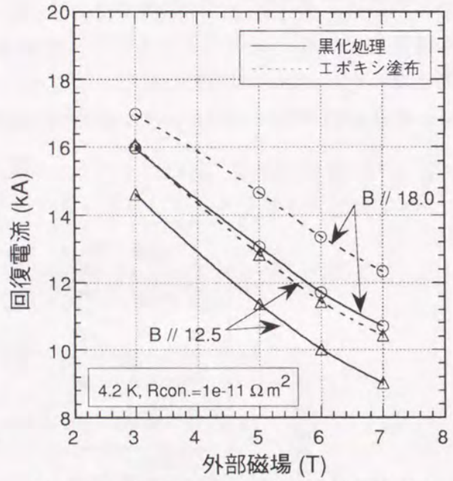


図4-35 回復電流計算における表面処理の影響（遷移領域は両対数直線近似）

4.4.5 異なる表面処理導体の回復電流

KISO-32導体では，熱伝達の向上を目的に，表面処理が黒化処理とエポキシ塗布の２種類について回復電流の測定を行ったが，後者は前者に比べて q_{min}（膜沸騰最小熱流束）や平均熱流束が大きいにも関わらず，高磁場側ではむしろ回復電流が低下する現象が観測された。このことは，Maddockの等面積則からは予測できない結果であり，回復電流を決定する別の原因が存在すると考えられる。そこで，温度に着目して実験結果を整理した。外部磁場７Tと7.5 Tの場合について黒化処理とエポキシ塗布導体の電圧と表面温度の測定結果を図4-36～39に示す。図中の#番号は実験番号であり，その右側に外部磁場と通電電流を示してある。白抜きは常伝導が停留する場合の測定例であり，黒塗りは常伝導が拡大する場合の測定例で，ヒータ入熱（１秒間）開始から時間を右側に示してある。温度素子はAuFe熱電対であり，超伝導状態での出力電圧を4.2 Kにオフセットし，出力電圧差から各温度を算出した。導体抵抗は，導体表面の電圧タップの出力を通電電流とタップ間距離で割って算出し，タップ間の中央の位置の値とした。これらの結果から次のことが分かる。

(1) 図4-37から分かるように，エポキシ塗布導体が常伝導に転移した後でも，停留する場合の導体表面温度は５K以下である。常伝導が拡大していく場合(#5601)には導体温度が上昇する様子が観測できているので熱電対出力は正常である。

(2) 図4-36から分かるように，エポキシ塗布導体が常伝導に転移した後で停留する場合，磁場の高い位置に常伝導と超電導の境界が存在し，常伝導長さは200 mm程度と短い。

(3) 図4-36と図4-38から分かるように，導体の長手方向の抵抗分布には再現性がある。電圧タップ間隔の取付誤差の影響も無視はできないが，抵抗値自体が変化していると考えられる。黒化処理導体とエポキシ塗布導体の平均抵抗値は同程度である。

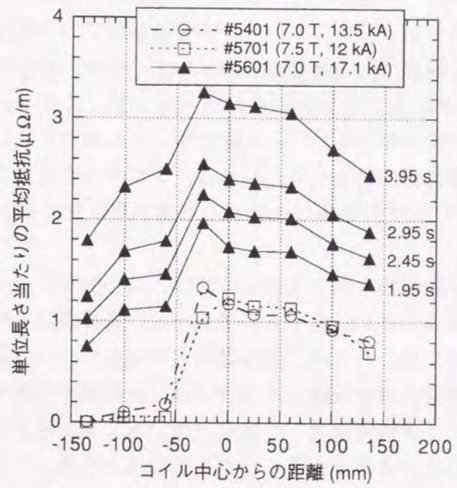


図4-36 エポキシ塗布導体の抵抗測定値

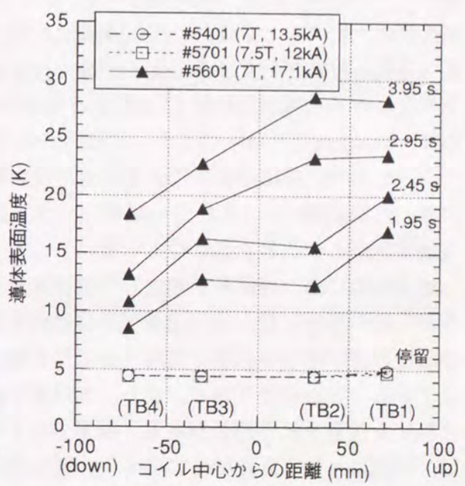


図4-37 常伝導転移後のエポキシ塗布導体の表面温度

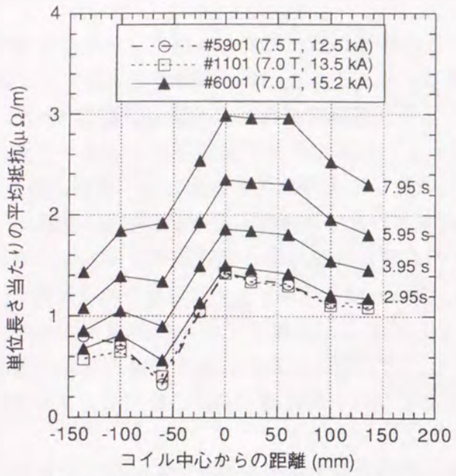


図4-38 黒化処理導体の抵抗測定値

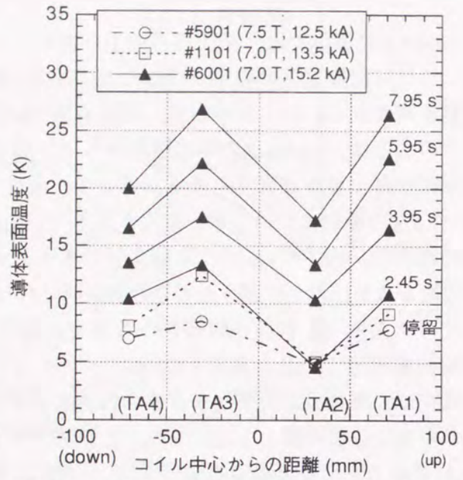


図4-39 常伝導転移後の黒化処理導体の表面温度

以上のことを総合すると，エポキシ塗布導体の場合に高磁場側で常伝導が停滞する状態は，図4-40に示すように核沸騰領域だけでの釣り合い条件を満足していると考えられる。核沸騰領域の熱伝達が小さくなっているため，高磁場で発熱密度が高い場合には核沸騰領域で発熱と冷却が釣り合うことが有り得る。常伝導部が停留するのは，導体試験装置の磁場分布が原因であるが，停留する場合の常伝導部が短く，且つ，磁場の高い場所に常伝導と超伝導の境界が停留する実験事実もこの状態を裏付けている。エポキシ塗布の場合に外部磁場が低い場合には，分流開始温度と臨界温度が高くなるため，核沸騰領域での釣り合いは起こらないが，黒化処理と比べると全体的に熱伝達係数が小さくなっていることから，膜沸騰領域での平衡温度（発熱と冷却が釣り合う温度）が高くなって導体抵抗の熱暴走が起きやすくなる。高純度アルミニウムの電気抵抗は 15 K付近から増加が始まり 20 K付近からは増加が著しくなるために，Maddock等面積則の釣り合い条件の他に膜沸騰領域での熱平衡が無くなる条件も厳しくなっており，低磁場側では後者の方が低い電流値になると考えられる。エポキシ塗布導体では，外部磁場が 7 Tより低い磁場（5, 3, 1 T）では常伝導が停留する通電試験は無かった実験事実がこのことを裏付けている。

導体表面に薄い絶縁膜を形成して膜沸騰最小熱流束を向上させる方法は，良く知られているが，その場合には，熱伝達係数自体は低下することに注意する必要がある。臨界温度と冷媒温度の差が小さい状態で使用するような場合には，むしろ，回復電流も安定性マージンも低下することが起こり得る。また，高純度の安定化材を使用する場合には，抵抗値の温度依存性にも注意を払う必要がある。熱暴走によって膜沸騰領域での温度平衡が無くなる場合には，周囲にヘリウムが残っていても，導体の温度が急激に上昇しながら常伝導が拡大していくので，コイルに過度の熱応力が発生する心配がある。

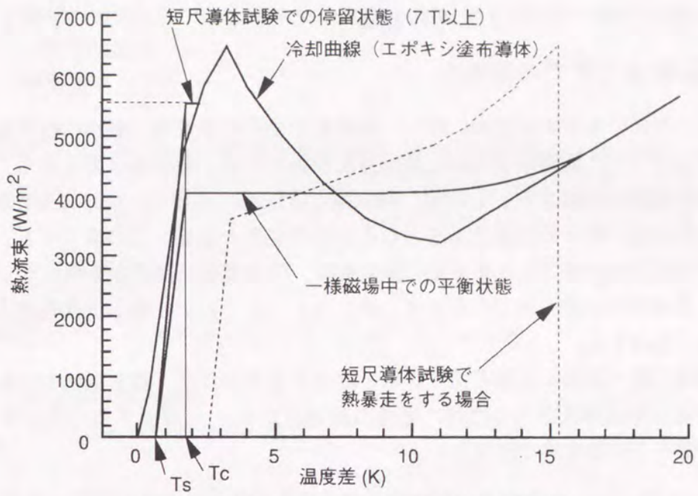


図4-40 エポキシ塗布導体の冷却と発熱曲線

4.5 有限磁場空間での回復電流の評価

4.5.1 有限磁場空間での基本式

外部磁場に空間分布がある場合には，一様磁場中での回復電流（最小伝播電流）よりも少し高い電流を流すと，低磁場では分流開始温度が高いため，超伝導状態を保ち，常伝導領域が磁場の高い場所に停留する。この際，超伝導と常伝導の境界は，Maddock等面積則において発熱と冷却が釣り合う分流開始温度となる磁場の位置となる。この場合でも，高磁場の範囲が導体の熱的な特徴長さよりも十分に長ければ，回復電流は高くならないが，不足する場合には常伝導中央の到達温度が平衡温度に達しなくなるために，最小伝播電流より高い電流値で超伝導に回復する。

有限な磁場空間で発熱と冷却の釣り合いを評価する場合には，電気抵抗率と熱伝導率の磁場依存性の他に常伝導長さ（または，導体の到達温度 θ_ℓ）を考慮する必要があるので，発熱と冷却の釣り合いは次式で表される。

$$\int_0^{\theta_\ell} k(\theta,B)\{W(\theta)-G(\theta,B)\}d\theta = 0 \tag{4-43}$$

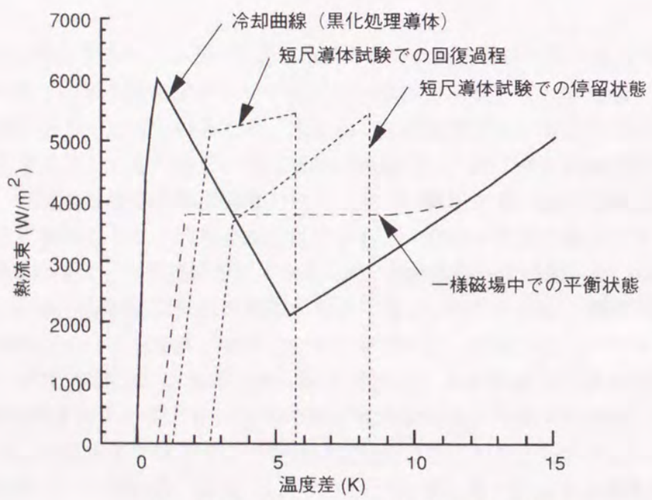


図4-41 黒化処理導体の冷却と発熱曲線

電気抵抗率は温度にも磁場にも依存するが，KISO-32導体では 15 K以下の範囲では温度依存は無視できるので，発熱項は次のように表すことができる。

$$G(\theta,B)=\frac{\rho(B,\theta)\cdot I^2}{A}\cong\frac{\rho(B)\cdot I^2}{A}\quad(\theta<15K) \tag{4-44}$$

よって，発熱項積分は次式で表すことができる。

$$\int_{\theta_s}^{\theta_\ell} k(\theta,B)G(\theta,B)d\theta \cong \frac{1}{2}k(\theta_c)G(\theta_c)(\theta_c-\theta_s)+\frac{I^2}{A}\int_{\theta_c}^{\theta_\ell} k(\theta,B)\rho(B)\frac{d\theta}{dB}dB \tag{4-45}$$

但し，θ_ℓ：導体の到達温度（常伝導中央の温度）
θ_s：分流開始温度
θ_c：臨界温度

ここで，温度の空間分布と磁場の空間分布が相似になっている場合には

$$\frac{d\theta}{dB}=\frac{\theta_\ell-\theta(x)}{B_\ell-B(x)}=const. \tag{4-46}$$

となるので，熱伝導率を定数と見なせば，発熱項は積分可能な形に近似することができる。

$$\int_{\theta_s}^{\theta_\ell} k(\theta,B)G(\theta,B)d\theta \cong \frac{kI^2}{2A}\rho(\theta_c)(\theta_c-\theta_s)+\frac{kI^2}{A}\frac{\theta_\ell-\theta_c}{B_\ell-B_{end}}\int_{B_{end}}^{B_\ell}\rho(B)dB \tag{4-47}$$

但し，B_ℓ：常伝導中央の磁場
B_{end}：常伝導と超伝導境界の磁場

さらに，抵抗率の磁場依存性が線形で近似される場合には次式が得られる。

$$\int_{\theta_s}^{\theta_\ell} k(\theta,B)G(\theta,B)d\theta \cong \frac{kI^2}{2A}\{(\rho_\ell+\rho_{end})(\theta_\ell-\theta_c)+\rho_{end}(\theta_c-\theta_s)\} \tag{4-48}$$

抵抗率の磁場依存性が放物線で近似される場合には，次式が得られる。

$$\int_{\theta_s}^{\theta_\ell} k(\theta,B)G(\theta,B)d\theta \cong \frac{kI^2}{2A}\left\{\left(\rho_\ell+\rho_{end}-\frac{a}{3}(B_\ell-B_{end})^2\right)(\theta_\ell-\theta_c)+\rho_{end}(\theta_c-\theta_s)\right\} \tag{4-49}$$

但し，$\rho(B)=aB^2+bB+c$

4.5.2 有限磁場空間での導体温度分布

電気抵抗率 ρ と熱伝導率 k と熱伝達係数 h が一様な，長さ $2l$ の発熱体の温度を $\theta(x)$ とおくと，長手方向の熱流束 $q(x)$ は，次式で与えられる。

$$q=-k\frac{\partial\theta}{\partial x} \tag{4-50}$$

また，導体断面積を A，単位長さ当たりの表面積を S，通電電流を I とおくと，微少長さ δx における熱収支は，

$$A\frac{\partial q}{\partial x}\delta x=\{\rho I^2A-h(\theta-\theta_0)S\}\delta x \tag{4-51}$$

で表されるので，次の微分方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}-\frac{hS}{kA}\theta+\frac{1}{k}\left(\rho I^2+\frac{hS\theta_0}{A}\right)=0 \tag{4-52}$$

発熱体が無限に長い場合には，発熱体中央では熱伝導による冷却が無くなるので，この平衡温度を θ_m と定義すると式4-51より次式で表される。

$$\theta_m = \frac{A\rho I^2}{hS} + \theta_0 \tag{4-53}$$

式4-52をθ_mを用いて書き直すと，

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} - \frac{1}{\Gamma^2}(\theta - \theta_m) = 0 \tag{4-54}$$

ただし，$\Gamma = \sqrt{\frac{kA}{hS}}$ (4-55)

と表されるので，一般解は，

$$\theta(x) = \theta_m + C_1 \exp(x/\Gamma) + C_2 \exp(-x/\Gamma) \tag{4-56}$$

で与えられる。発熱体の中央では温度勾配が0になるので，次式が成立する。

$$\left.\frac{\partial\theta}{\partial x}\right|_{x=\ell} = \frac{C_1}{\Gamma}\exp\left(\frac{\ell}{\Gamma}\right) - \frac{C_2}{\Gamma}\exp\left(-\frac{\ell}{\Gamma}\right) = 0$$

$$\therefore\ C_1 = C_2 \exp(-2\ell/\Gamma) \tag{4-57}$$

ここで，発熱体の端部の温度を $\theta(0) \equiv \theta_1$ と定義すると，

$$\theta(0) \equiv \theta_1 = \theta_m + C_2\left(1 + \exp(-2\ell/\Gamma)\right)$$

$$\therefore\ C_2 = -\frac{\theta_m - \theta_1}{\left(1 + \exp(-2\ell/\Gamma)\right)} \tag{4-58}$$

と定数を決定することができて，任意の位置の温度は，

$$\theta(x) = \theta_m - \frac{\theta_m - \theta_1}{1 + \exp(-2\ell/\Gamma)}\left\{\exp\left(\frac{x - 2\ell}{\Gamma}\right) + \exp\left(-\frac{x}{\Gamma}\right)\right\} \tag{4-59}$$

と表すことができる。よって，長さ $2l$ の一様な発熱体の中央の温度θ_ℓは次式で与えられる。

$$\theta_\ell = \theta(\ell) = \theta_1 + (\theta_m - \theta_1)\left\{1 - \frac{2\ \exp(-\ell/\Gamma)}{1 + \exp(-2\ell/\Gamma)}\right\} \tag{4-60}$$

これらの式は一様な発熱体における温度分布を表している。短尺導体試験の場合には抵抗率の温度依存性は小さいと見なせるが，磁場依存性は無視できないことから，一様発熱を仮定すると低磁場側での発熱を大きめに評価することになる。しかしながら，常伝導部分は中心付近の磁場分布の平坦な領域が大部分を占め，常伝導と超伝導の境界付近で磁場の変化が大きくなっていることから，温度分布に関しては，一様発熱と見なして計算することの誤差は小さいと考えられる。

4.5.3 有限磁場空間での回復電流評価

導体試験装置のスプリットコイルの磁場分布は図4-42に示すように，放物線に近い分布である。また，有限長さの発熱体の温度分布をθ_m=23 K，θ_1= 7 Kの場合で計算すると，図4-43に示すようになり，常伝導長さが熱的な特徴長さの4倍程度までは放物線分布と見なすことができる。熱的な特徴長さΓを導体露出率が0.5，外部磁場が7 TのKISO-32導体の場合で概算すると，A=224.4 mm2，S=61 mm，k～2000W/m/K，h～150W/m^2/Kなので，Γ～220 mmとなる。スプリットコイルでの常伝導長さは高々500 mmなので温度分布は放物線と見なすことができる。このように，短尺導体試験においては，磁場分布と導体温度分布を相似と見なすことができるので，磁場依存性を考慮した発熱項積分が可能である。

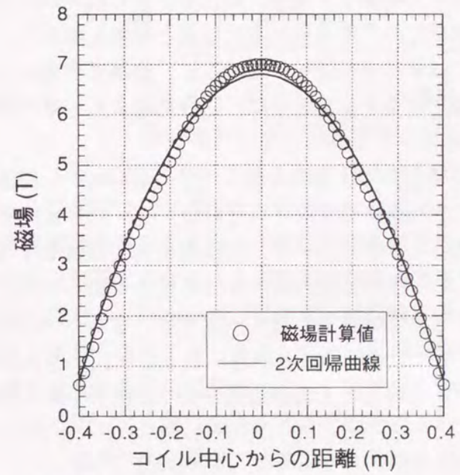


図4-42 スプリットコイルの磁場分布

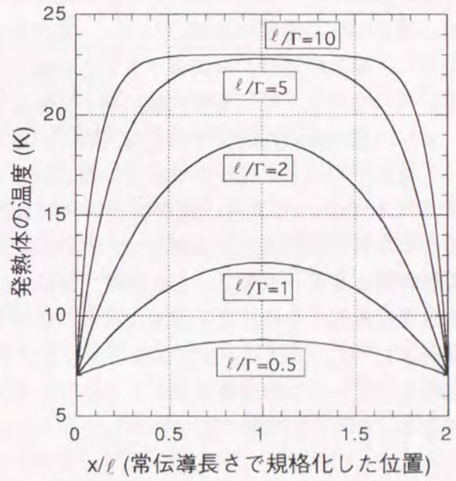


図4-43 常伝導長さ(2ℓ)と温度分布

KISO-32導体の電気抵抗率の磁場依存性は放物線近似が適切であるが，磁場の変化幅が3 T程度であれば直線で近似しても近似誤差は小さいので，発熱項積分には線形近似を用いる。常伝導の長さと決めると超伝導と常伝導の境界の磁場強度が決まり，この磁場での臨界温度を発熱体の終端温度と見なすことによって，式4-60から常伝導域中央の到達温度が求められるので，発熱項積分と冷却項積分が実行できる。常伝導長さを変数にして，発熱と冷却の釣り合いを計算した例を図4-44と図4-45に示す。この計算例は，遷移領域の熱伝達を線形直線近似した黒化処理のKISO-32導体で，接触抵抗が1.0×10^{-11} Ωm^{2}の場合である。これらの図の縦軸は，冷却項積分値から発熱項積分値を引いた値であり，常伝導長さに対して下に凸の曲線になる。常伝導長さが長い側で増加する理由は，常伝導長さが長くなると常伝導と超伝導の境界の磁場が低くなることに伴い，分流開始温度が高くなってMaddock等面積則における発熱域が温度の高い側にシフトすることによって発熱項積分が減少するためである。一方，常伝導長さが短くなり過ぎると，分流開始温度の低下よりも常伝導中央の温度が上がらなく

なる効果が大きくなるために，発熱項積分の減少の方が大きくなる。図4-44において全範囲で正となる電流値では，どの常伝導長さに対しても冷却が発熱を上回るので超伝導に回復することを意味する。負の領域がある場合には，横軸との交点の長い方の位置では，それよりも短い常伝導では発熱が冷却を上回るので，常伝導の停留が生じることになる。例えば，図4-44において，15.0 kAの際には0.66 mの長さの常伝導部分が停留することになる。

ここでの計算では電気抵抗の温度依存を考慮していないので，高い電流値でも常伝導領域が停留する結果になってしまうが，図4-44から分かるように常伝導長さが0.6 mを超える辺りから導体の到達温度が15 Kを上回るようになるので，高純度アルミニウム安定化材の抵抗率の増加が始まる。発熱が冷却を上回ると常伝導部分が拡大して常伝導と超伝導の境界の磁場が下がるので，Maddock等面積則においては発熱領域が高温側にシフトすることになり，膜沸騰領域の平衡温度が変わらなければ冷却だけが増加するので，常伝導部分の拡大が止まる。導体抵抗の温度依存性のために，膜沸騰領域での平衡温度が高くなると発熱も増加するために，発熱の増分が冷却よりも大きい場合には常伝導の拡大が継続して，熱暴走が発生する。このために，短尺導体試験において常伝導が停留する電流値は，回復電流よりもせいぜい0.5 kA程度高い範囲までである。

「発熱が冷却を上回る領域がない電流値」が導体の回復電流となるので，図4-44から回復電流は14.196 kAであり，回復直前の常伝導長さと到達温度はそれぞれ0.5 mと13.5 K程度であることが分かる。回復電流は，実測値に比べると若干高いが，常伝導長さと到達温度は実験結果と良く一致する。図4-45は，低磁場になる程，回復直前の常伝導長さが長くなり，到達温度も高くなることを示しており，このことも実験結果と良く一致する。また，中心磁場が3 T付近になると，回復電流を少し超えるだけで常伝導長さが急に長くなり，熱暴走を起こしやすいことが計算結果から予測されるが，このことも実験結果を良く説明することができる。

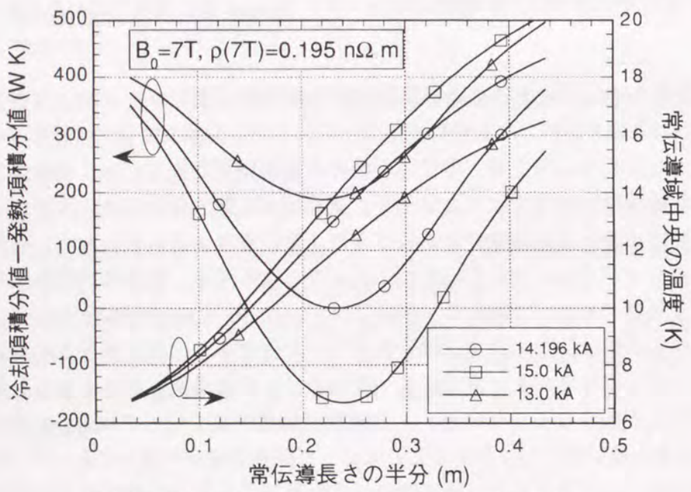


図4-44 常伝導長さに対する冷却と発熱の釣り合い

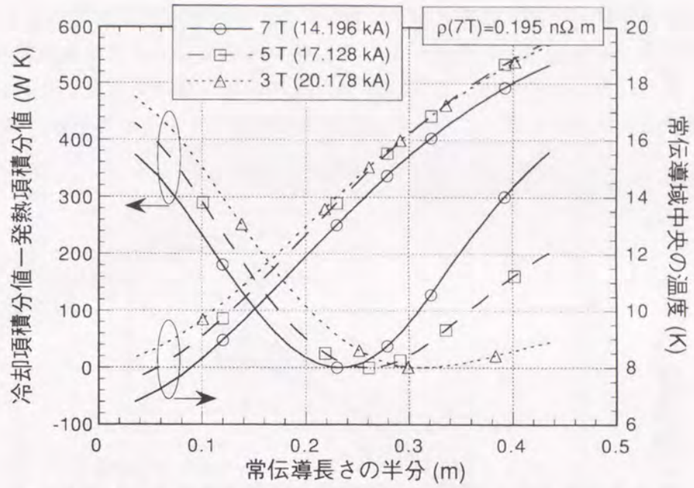


図4-45 常伝導長さに対する冷却と発熱の釣り合いの磁場依存性

ここまでは熱伝導率を一定値として扱ったが，Maddock等面積則を扱う場合に，冷却項は低温部分の寄与が大きく，発熱項は高温部分の寄与が大きいために，熱伝導率の温度依存の効果は無視できない。この効果は有限磁場空間の方が一様磁場よりも顕著になる。そこで，自己撞着していないが，常伝導と超伝導の境界は熱伝導率一定の平衡計算から求められた位置と変わらないことを仮定して熱伝導率の温度依存を考慮した熱平衡計算を行った。磁場分布と温度分布が相似形で，且つ，抵抗率の磁場依存性が線形近似できる場合には，抵抗率は温度に対しても線形近似することができるので，抵抗率は温度だけの関数でも表すことができる。また，熱伝導率の磁場依存性も無視できないが，線形近似はできないので，磁場と温度の分布が相似であっても熱伝導率を温度の関数とする近似は成り立たない。しかしながら，回復直前の状態では，4.2 Kには0 T，分流開始温度付近の8 Kには超伝導と常伝導の境界の磁場，12 K以上では中心磁場を仮定することは妥当であると考えられる。この関係を仮定して，図4-46に示すように回帰式を求め直すことによって，熱伝導率も温度だけの関数として表すことができる。このように抵抗率と熱伝導率を温度だけの関数に近似できるので，冷却項積分と発熱項積分が可能となる。

冷却項積分と発熱項積分が等しくなるような電流値を反復計算によって求める方法で，黒化処理KISO-32導体の導体試験装置における回復電流を計算した結果を図4-47～50に示す。図4-47と図4-48には，各々，熱伝導率の温度依存の考慮有りと無し，及び，遷移沸騰領域の熱伝達を線形直線近似する場合と両対数直線近似する場合の比較を示す。また，図4-49と図4-50には，遷移沸騰領域の熱伝達の2種類の近似方法に対して，接触抵抗を変化させた場合の回復電流計算値を示す。これらの計算から次のことが分かる。

(1) Maddock等面積則において磁場分布を考慮することによって，回復電流の計算値が実験値と比較的に良く一致することが示された。特に，熱伝導率の温度依存を考慮すると，磁場依存性を含めて実験結果を良く説明することができる。

(2) 遷移領域の熱伝達率を線形直線近似する場合には，両対数直線近似の場合よりも約5%高い回復電流値となる。同一の導体においてもホール効果による異常磁気抵抗の度合いが異なり，また，表面処理の差に起因する熱伝達率の差も無視できないために，これらの計算と実験値の比較からは，どちらの近似が実体に則しているかの判断は難しい。

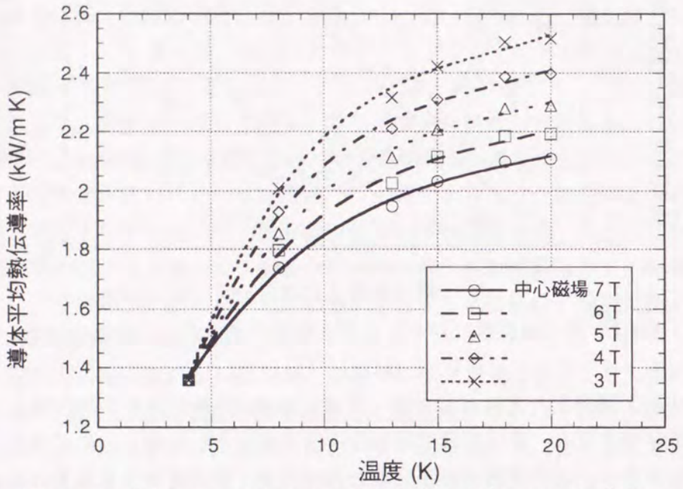


図4-46 スプリットコイル中での磁場分布を考慮した熱伝導率の温度依存性

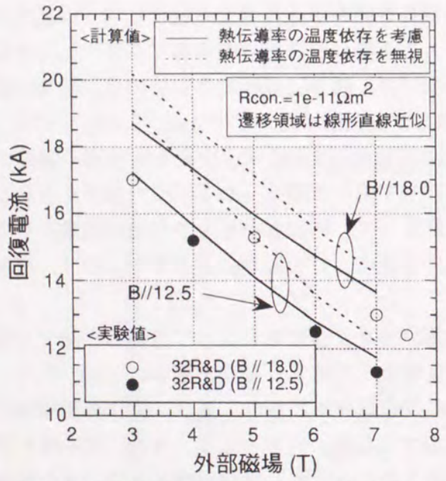


図4-47 回復電流計算における熱伝導率の温度依存性の影響

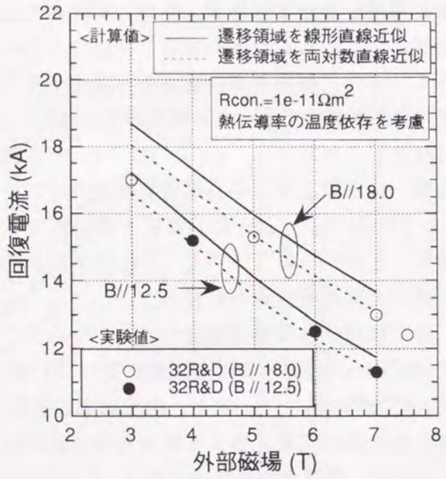


図4-48 回復電流計算における遷移領域の熱伝導率の近似方法の影響

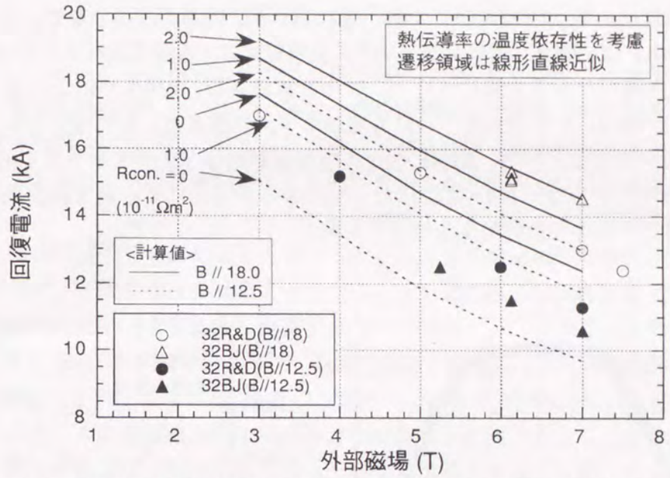


図4-49 磁場分布と熱伝導率の温度依存を考慮した回復電流計算値と実験値の比較（遷移領域の熱伝達は線形直線近似）

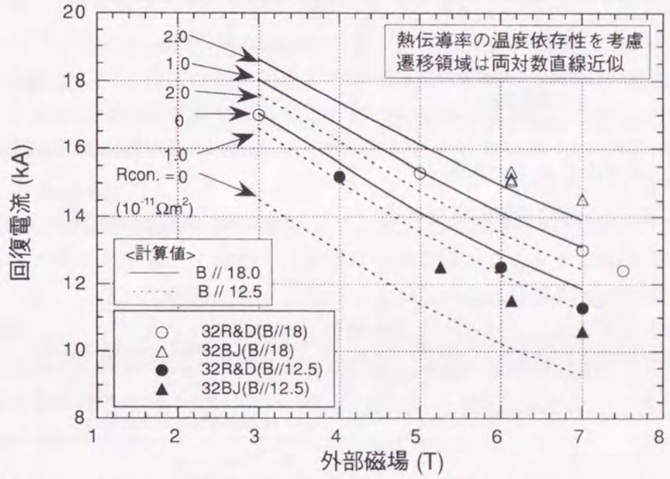


図4-50 磁場分布と熱伝導率の温度依存を考慮した回復電流計算値と実験値の比較（遷移領域の熱伝達は両対数直線近似）

次に，KISO-32導体の場合には，中央付近の磁場分布が放物線から外れているため，この影響を評価する方法を検討した。これらの磁場分布は，図4-51に示すように，放物線の頂部が欠けて平坦になっていると近似することができる。この場合には，発熱項積分は，図4-52に示すように台形の高温側の頂部が欠けた面積を積分することになる。この折れ曲がり点は，磁場分布において平坦な部分と放物線との交点に対応する。この積分を行って回復電流を計算した結果を図4-53に示す。その結果，KISO-32BJ-A(B // 18.0)導体の磁場分布の場合の回復

電流は，直状に比べて，7 Tにおいて 3.6%，3 Tにおいて 1.8%だけ小さな値になった。また，KISO-32BJ-B(B // 12.5)導体の磁場分布の場合の回復電流は，直状に比べて 7 Tにおいて 5.3%，3 Tにおいて 2.9%だけ小さな値になった。この計算結果は，KISO-32BJ-Bの場合に導体平均抵抗がKISO-32R&Dよりも 数%小さいにも関わらず，回復電流は低く測定されたことを良く説明することができる。一方，KISO-32BJ-Aの回復電流は，直状導体であるKISO-32R&Dよりも高かったが，これは，表4-6に示したようにホール効果による異常磁気抵抗の度合いが異なっていることが主な原因であると考えられる。

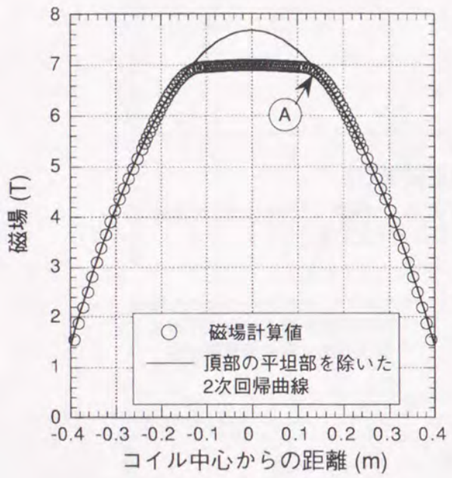


図4-51 KISO-32BJ(B)導体の磁場分布

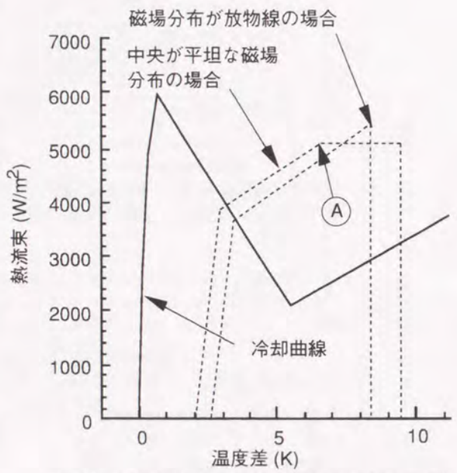


図4-52 黒化処理導体の冷却と発熱曲線

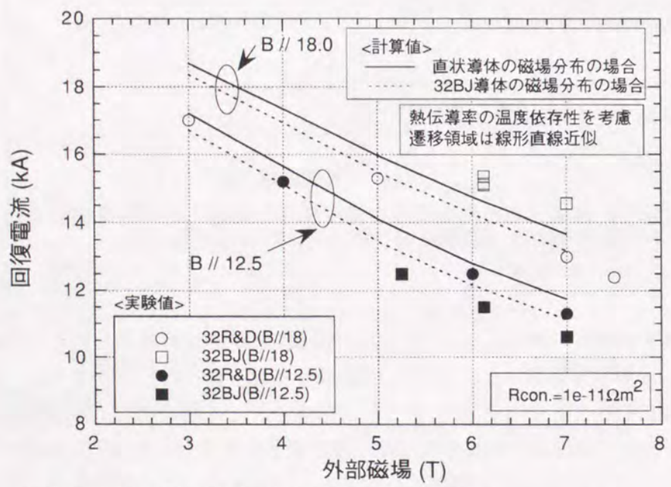


図4-53 回復電流計算における磁場分布の影響
（熱伝導率の温度依存性を考慮、遷移領域は線形直線近似）

4.6 結言

高純度アルミニウムを安定化材に使用する複合導体のホール効果による異常磁気抵抗を定量的に評価する手法を確立した。特に，導体内部の接触抵抗に着目した評価を行い，接触抵抗が，同一導体の異常磁気抵抗に有為な差を生じさせる原因である結論を導き出した。このホール効果による異常磁気抵抗を抑制するためにアルミニウム安定化材を高抵抗層で囲むことが有効であるが，その抵抗が大きくなると超伝導線からアルミニウム安定化材に分流する際の発熱と断面内の温度分布が無視できなくなり，1 次元のMaddockの等面積則が適用できなくなる。そこで，有限要素法を適用することによって導体内部の温度分布と電流分流時の発熱が導体の回復電流に与える影響を評価することを可能とし，回復電流を最大とする抵抗値を定量的に算定することができた。また，電流分流時の発熱量と抵抗値の経験式を導出し，実験的に常伝導領域を発生させる入熱量との比較から，複合導体の設計指針を定めた。更に，この方法によっても，回復電流に対する磁場分布の影響が評価できることを示し，常伝導部分の中央が熱的な平衡温度に到達するために必要な常伝導長さは，大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体の場合には，1.2 m程度であることを明らかにした。

有限要素法による解析結果から，大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体の場合には，断面内の温度分布が 0.5 K以下，分流時に発熱が片側で 2 W以下なので，1 次元解析を適用することができる。短尺導体試験結果の評価のために，Maddock等面積則において磁場分布を考慮する手法を研究した。温度分布と磁場分布が相似形である場合には，電気抵抗の磁場依存性を考慮した発熱項積分が可能となることを示し，短尺導体試験における回復電流値が，実測された抵抗値と熱伝達率からMaddockの等面積則によって求められる最小伝播電流よりも 15～20%も高くなる原因を解明することができた。また，実験において常伝導部分が有限の長さで安定に停留する原因も明らかにした。更に，Maddockの等面積則における熱伝導率の温度依存性の効果を定量的に評価し，磁場空間が有限となるとその効果が大きくなることを明らかにした。これらの結果から，大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体のような複合導体にもMaddockの等面積則が適用できることが明らかとなった。コイル内の各導体が受ける外部磁場は，導体長さ方向には緩やかに変化し，ほぼ一様磁場と見なすことができることから，各導体の最小伝播電流は，短尺導体試験で得られる回復電流よりも 15～20%低い値になることが予測される。

参考文献

[1] M.N. Wilson ; *"Superconducting Magnets"*, Oxford University Press (1982) Chap.6.
[2] 「超電導工学（改訂版）」 電気学会, オーム社 (1988) 4章.
[3] T. Mito, M. Sakamoto, K. Takahata, N. Yanagi, A. Nishimura, S. Yamada, O. Motojima and J. Yamamoto ; *"Stability test of Module Coil (TOKI-MC) wound with an aluminum stabilized superconductor"*, IEEE Trans. on Applied Superconductivity, Vol. 3, No. 1 (1993) 547-550.

[4] M. Sakamoto,T. Mito, K. Takahata, N. Yanagi, A. Nishimura, S. Yamada, J. Yamamoto and O. Motojima ; *"Excitation experiments of Module Coil (TOKI-MC) as an R&D program for Large Helical Device"*, IEEE Trans. on Applied Superconductivity, Vol. 3, No. 1 (1993) 543-546.

[5] T. Mito, K. Takahata, N. Yanagi, M. Sakamoto, A. Nishimura, J. Yamamoto and O. Motojima ; *"Short sample tests of aluminum-stabilized superconductors for Large Helical Device"*, Fusion Eng. Des., 20 (1993) 233-242

[6] N. Yanagi, T. Mito, K. Takahata, M. Sakamoto, A. Nishimura, S. Yamada, S. Imagawa, H. Kaneko, J. Yamamoto, and O. Motojima ; *"Experimental observation of anomalous magneto resistivity in 10 - 20 kA class aluminum stabilized superconductors"*, Advances in Cryogenic Eng. 40 (1994) 459-468

[7] P.W. Eckels, N.C. Iyer, A. Patterson, A.T. Male, J.H. Parker, Jr and J.W. Coltman ; *"Magnetoresisitance : the Hall effect in composite aluminium cryoconductors"*, Cryogenics, Vol 29 (1989) 748-752.

[8] H. Kaneko and N. Yanagi ; *"Enhancement of magnetoresistance due to Hall current in aluminium-copper composite"*, Cryogenics, Vol 32 (1992) 1114-1120.

[9] S. Imagawa, N. Yanagi, T. Mito, T. Satow, J. Yamamoto, O. Motojima and LHD group ; *"Analysis of Anomalous Resistivity in an Aluminium Stabilized Superconductor for the Large Helical Device"*, Advances in Cryogenic Eng., Vol. 40A (1994) 469-477.

[10] *"Handbook on Materials for superconducting machinery"*, National Bureau of Standards, MCIC-HB-04 (1974).

[11] Charles Kittel ; *"Introduction to Solid State Physics (6th edition)"*, John Wiley & Sons, Inc. (1986) Chap. 5.

[12] 黒沢達美 ;「基礎物理学選書 9 『物性論』」裳華房 (1970) 第2章.

[13] P. V. E. McClintock, D. J. Meredith and J. K. Wigmore ; *"Matter at Low Temperatures"*, Blackie & Sons Limited (1984) Chap. 3.

[14] W. E. Nelson and A. R. Hoffman ; *"Measurements of the temperatures and magnetic field dependence of electrical resistivity and thermal conductivity in OFHC copper"*, Thermal Conductivity 14, Plenum Press (1975) 73-80.

[15] J.P.Egan and R. W. Boom ; *"Measurement of the electrical resistivity and thermal conductivity of high purity aluminum in magnetic fields"*, Advances in Cryogenic Engineering (Materials), Vol. 36 (1990) 679-686.

[16] T. Fujiwara, T. Ohnishi, T. Mito, M. Matsukawa, K. Noto, K. Sigita and J. Yamamoto ; *"Numerical analysis of stability and quench characteristics of superconductors for the LHD coils"*, IEEE Trans. on Applied Superconductivity, Vol. 3, No. 1 (1993) .

[17] M. J. Pfotenhauer ; *"Stability measurements on the 50 kA SMES conductor"*, Cryogenics, Vol 31 (1991) 538-542.

[18] X. Huang and Y. M. Eyssa ; *"Stability of large current aluminum stabilized conductors"*, Cryogenics, Vol 32 (1992) 28-34.

[19] H. Iwamoto, T. Mito, K. Takahata, N. Yanagi and J. Yamamoto ; *"Heat transfer from an oxidized large copper surface to liquid helium : dependance on surface orientation and treatment"*, ICEC (1995)

[20] 尾形, 森 ;「液体ヘリウムの遷移沸騰熱伝達」第5回熱工学シンポジウム (1992).

補足　超伝導線の冷却安定に関する理論

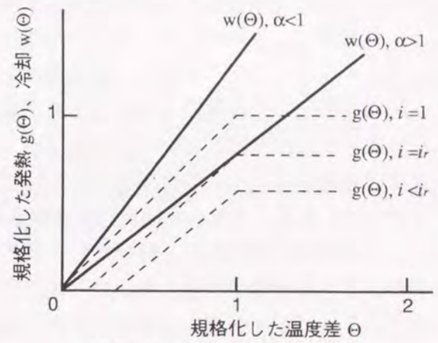
1．Steklyの冷却安定

超伝導体の周りに低抵抗の金属（安定化材）を付加して，導体に流れている電流が全て安定化材に流れたとしても，周囲の液体ヘリウムへの熱伝達だけによって導体の温度が臨界温度以上にならないようにすると，擾乱によって広い範囲で常伝導転移が発生しても，その擾乱が無くなれば直ちに超伝導の復帰するので安定である。このような導体は「完全安定化線」と呼ばれ，次式で定義される安定化係数αが１より小さい場合に対応する。

$$\alpha = \frac{RI_{c0}^2}{Ph\theta_c} \qquad \text{(A-1)}$$

ここで，R は導体の単位長さ当たりの抵抗，I_{c0}は液体ヘリウム温度における超伝導体の臨界電流，P は冷却周囲長，h は液体ヘリウムの熱伝達係数，θ_cは超伝導体の臨界温度と周囲の液体ヘリウムとの温度差である。

$\alpha > 1$の場合でも，付図１に示すように，通電電流値を小さくすると，常に冷却が上回るような電流値 i_r が存在し，この電流値以下ではSteklyの完全安定を満足する。



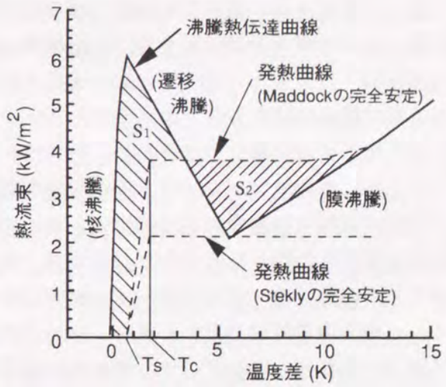
付図１　Steklyの冷却安定化

2．Maddockの冷却安定（冷却端安定）

Steklyの冷却安定では熱伝達による冷却のみを考慮しているが，実際の超伝導コイルでは，擾乱によって発生する常伝導転移は局所的なので，導体方向の熱伝導による冷却効果も大きく，より安定である。単位長さ当たりの抵抗発熱と熱伝達による冷却を$G(\theta)$と$W(\theta)$と表すと，熱伝導 $k(\theta)$を考慮した熱平衡は，次の積分方程式で表現することができる。

$$\int_0^{\theta_m} k(\theta)\{W(\theta) - G(\theta)\}d\theta = 0 \qquad \text{(A-2)}$$

ここで，θ_mは常伝導中央の到達温度であり，常伝導部分が十分に長い場合には，付図２に示すような熱平衡となる。式A-2は，有限長さの常伝導部分が拡大も縮小もせずに停留する平衡状態を意味している。この電流値は最小伝播電流と呼ばれ，Steckly の回復電流よりも高いが，この電流値以下では常伝導部が生じても，次第に縮小して超伝導に回復するので安定である。この条件をMaddockの冷却安定と呼ぶ。また，式A-2は，熱伝導率の温度依存を無視すると「冷却が上回る面積 S_1」と「発熱が上回る面積 S_2」が等しいことを意味することから，Maddock等面積則と呼ばれる。



付図２　Maddock等面積則における冷却と発熱曲線

第５章　ヘリカルコイルの導体露出率最適化に関する研究

5.1　緒言

浸漬冷却コイルの超伝導安定性において，導体の露出率（１－スペーサ率）は重要な因子となる。冷却の観点からは露出率が大きい方が望ましいが，コイル断面剛性や絶縁スペーサの応力の観点からはその逆になるので，露出率は両方を考慮して決める必要がある。ヘリカルコイル内部の横磁場は，外部磁場よりもコイル自己磁場成分の方が大きいので，3.2節で述べたように，コイル断面の周辺で高く中央で低くなる。一方，導体間の絶縁スペーサに生じる圧縮荷重は，各導体に働く電磁力の積分になるために，コイル断面の周辺では小さく中央で大きくなる。このことから，導体露出率を，荷重の大きいコイル断面中央付近で小さくし，磁場の高いコイル断面周辺で大きくすることにより，絶縁スペーサの圧縮応力の平均化と超伝導コイルの安定性の向上を両立させることが可能である。

浸漬冷却超伝導コイルの冷却安定性の比較には最小伝播電流（一様磁場中の回復電流）の評価が有効である。「最小伝播電流が運転電流を上回る」条件を「Maddockの冷却安定条件」または「冷却端安定条件」と呼び，この条件が満足されると，擾乱によって局所的な常伝導転移が生じても冷却が悪化しない限り超伝導に復帰することができるので，安定した通電が可能となる。コイル内部では磁場分布や冷却状態が変化するので，各導体毎・場所毎に最小伝播電流も異なるが，コイルとしての回復電流は，それらの最低値よりも高い。そこで，絶縁スペーサの圧縮応力を許容値以内に収めながら，最小伝播電流の最低値をできるだけ高くすることによって，コイルとしての冷却安定性を向上させることができる。また，導体の動きによる擾乱を抑制するためには，コイルの断面剛性を高めることも有効であると考えられる。磁場の低い部分の導体露出率を小さくして絶縁スペーサの平均圧縮応力を低減することは，コイルの平均剛性を高めることになるので，導体露出率の最適化の際には，この効果も考慮する必要がある。

最小伝播電流は，導体平均抵抗と導体表面の熱伝達係数から，Maddock等面積則によって計算することができる。しかし，高磁場中での最小伝播電流を高めるために磁気抵抗の小さな高純度アルミニウムを安定化材に使用する場合には，第４章で述べたようにホール効果による異常磁気抵抗を考慮する必要がある。このホール効果による磁気抵抗は，内部の界面抵抗や接触抵抗の影響を受けるために計算での予測には限界がある。更に，ホール効果を抑制するために高純度アルミニウム安定化材を高抵抗層で囲む場合には，超伝導線から安定化材に分流する際の発熱の影響が無視できない可能性もあるので，結局，実導体の回復電流を測定することが必要となる。しかしながら，第４章で示したように，大型導体の場合には導体長手方向の熱伝導の効果に対して，試験装置の有効磁場空間が十分であるか否かが問題となる。一様磁場空間が不足する場合には，回復電流が最小伝播電流よりも高く測定されるために補正が必要となる。そこで，導体露出率の最適化に際しては，これらを考慮してコイルとしての回復電流を評価する必要がある。

5.2　最適化の方法

実際の浸漬冷却導体は，液体ヘリウムに露出して冷却されている面と，絶縁スペーサと接触してほとんど断熱されている面が交互に配置されるが，導体の熱的な特徴長さに対して，そのピッチが充分に短ければ均一な導体と見なすことが可能であり，その際の熱伝達係数は冷却面の熱伝達係数に導体露出率を乗じた値で近似することができる。最小伝播電流は，冷却端が存在する場合の発熱と冷却が釣り合う時の電流値である。発熱は電流値の２乗に比例するので，冷却が露出率に比例する場合には，最小伝播電流は導体露出率の平方根に比例することになる。実験で確認されているように，熱伝達係数は冷却面の大きさにも依存し，広くなると膜沸騰領域の極小熱流束が小さくなる傾向がある[1, 2]ので，この効果を考慮に入れると最小伝播電流の導体露出率に対する依存性は平方根よりも弱いことになる。しかしながら，導体露出率の変化が大きくない場合には，導体露出率の平方根に比例すると見なしても差し支えないと考えられる。短尺導体試験では，導体露出率を 0.5 一定としている。冷却は露出面積に比例して良くなると考えることができるので，導体露出率と最小伝播電流の関係は，次式で与えられる。

$$I_r(\eta) = I_r(0.5) \times \alpha \times \sqrt{\frac{\eta}{0.5}} \qquad (5\text{-}1)$$

$I_r(\eta)$　：導体露出率ηの場合の最小伝播電流
$I_r(0.5)$　：短尺試験での回復電流測定値（導体露出率0.5）
α　：短尺試験での回復電流測定値から最小伝播電流への補正係数

導体露出率の最適化に際して，まず，コイル内部の各導体中心位置での横磁場の強さと向きを求める。そうすると，導体露出率を変数にして，横磁場から個々の導体の最小伝播電流を評価することができる。次に，個々の導体に働く電磁力を積算することによって導体間の圧縮面圧を求めることができ，露出率を変数として絶縁スペーサの圧縮応力を算出することができる。コイルとしての回復電流は，個々の導体の最小伝播電流の最低値で決められると考えることができる。強度評価から絶縁スペーサの圧縮面圧の許容値を決めると，個々の絶縁スペーサについて導体露出率の上限値が定められる。この上限値一杯で導体露出率の分布を定めた場合の各導体の最小伝播電流の最低値が，このコイルの回復電流の上限となる。個々の導体の露出率を最小伝播電流の最低値が変わらない範囲で小さくすることによって，コイルとしての回復電流を下げることなく，コイル断面剛性を高めることが可能となる。

プラズマ中心のトロイダル磁場が３Ｔの場合の代表的な実験通電モードにおける横磁場の最大値の分布を図5-1に示す。ヘリカルコイルの内部の横磁場分布は，3.2節で評価したように，実験通電モードにおいては場所に対する依存性が小さいので，各導体毎の外部磁場は，長手方向には緩やかに変化してほぼ一様磁場と見なすことができる。標準的な実験通電モード（#1-o）における４Ｔ通電時のヘリカルコイル導体間の面圧分布を図5-2に示す。左半分は層間の面圧で，右半分はターン間の面圧を示してある。この図の面圧は，各導体に働く電磁力を単純に積算して求めた値であるが，3.4節で述べたように，実際のコイルでは導体自体

の引張剛性が小半径方向の電磁力を負担するので，層間の面圧は単純な積算値の 70%以下に緩和されると考えられる。層間の導体露出率を決める際には，この効果を考慮する必要がある。

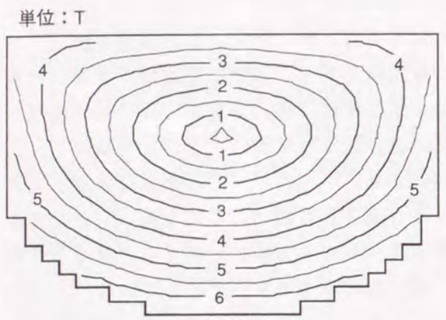


図5-1 中心磁場3 Tの実験通電モードでの横磁場の最大値分布

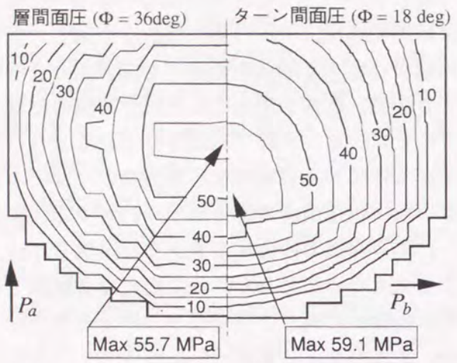


図5-2 導体間の面圧 (4 T通電時, #1-oモード)

各導体の最小伝播電流の算出には，短尺導体試験での回復電流実測値を用いて最後に補正する方法と，実測された導体抵抗と熱伝達係数を用いてMaddock等面積則によって計算した値を用いる方法の両方で評価する。大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体の異常磁気抵抗には高純度アルミニウムの形状に起因する磁場異方性が有るが，外部磁場が 0 の点では，横磁場（θ =0）と縦磁場（$\theta = \pi/2$）での回復電流値は一致するはずなので，KISO32R&D 導体とKISO32BJ 導体での測定結果から，外部磁場 0 での値が近くなる回帰曲線を探したところ，図5-3に示すように 1 次回帰直線で良く説明できる結果となった。回帰誤差が最小となる 0 磁場での回復電流は 20.3 kAと求められたので，この点を加えて回復電流の一次回帰直線を求めると，KISO32R&D導体においては次式が得られた。

$$\begin{cases} I_{r//}(B) = 20.28 - 1.040\ B\ \ (for\ \ \theta = 0) \\ I_{r\perp}(B) = 20.31 - 1.291\ B\ \ (for\ \ \theta = \pi/2) \end{cases} \tag{5-2}$$

KISO32BJ導体の場合には，導体内部の接触抵抗の変化が原因と考えられるが，磁場異方性が強くなっており，回復電流の一次回帰直線は次式となる。

$$\begin{cases} I_{r//}(B) = 20.29 - 0.8280\ B\ \ (for\ \ \theta = 0) \\ I_{r\perp}(B) = 20.22 - 1.414\ B\ \ (for\ \ \theta = \pi/2) \end{cases} \tag{5-3}$$

実測された導体抵抗と熱伝達係数を用いてMaddock等面積則によって計算した最小伝播電流には，4.4節で評価した結果を用いる。主に，高純度アルミニウム安定化材とクラッド材の間の接触抵抗の変化が原因で最小伝播電流には導体毎に10% 以上の差が存在すると予測されるが，ここでは接触抵抗 $1\times10^{-11}\ \Omega m^2$の場合の最小伝播電流を代表値として使用する。この接触抵抗を用いて計算される導体抵抗値は，実測される導体平均抵抗値のほぼ中央値と

なる。更に，遷移沸騰領域の近似方法として線形直線近似の方を採用すると，最小伝播電流の磁場依存性は次式で近似される。この場合には，直線近似よりも 2 次多項式近似の方が，外部磁場が 0 の点での差が小さくなる。

$$\begin{cases} I_{r//}(B) = 22.00 - 2.101\ B + 0.07762\ B^2\ \ (for\ \ \theta = 0) \\ I_{r\perp}(B) = 22.00 - 2.700\ B + 0.1280\ B^2\ \ (for\ \ \theta = \pi/2) \end{cases} \tag{5-4}$$

式5-2～4を比較すると，高磁場側では試験装置の磁場分布の影響で短尺導体試験での実測値の方が 20%近く高い値になっているが，低磁場側では逆にMaddock等面積則によって計算した方が高くなる。低磁場側では磁場分布の影響が小さくなることとの他に，実験では低磁場側では回復直前の導体温度が高くなって回復電流が低めに測定されていることも影響していると考えられる。導体露出率の分布を最適化する際には，実験値を使用する方が低磁場側の最小伝播電流を小さめに評価することになり安全側だと考えられるので，式5-2を用いる。

回復電流あるいは最小伝播電流の外部磁場に対する角度依存性には，次式を仮定した。

$$\left(\frac{1}{I_r(B,\theta)}\right)^2 = \left(\frac{\cos\theta}{I_{r//}(B)}\right)^2 + \left(\frac{\sin\theta}{I_{r\perp}(B)}\right)^2 \tag{5-5}$$

角度 θ は図5-4に示すように導体の長い方の側面に平行な場合を 0 と定義した。

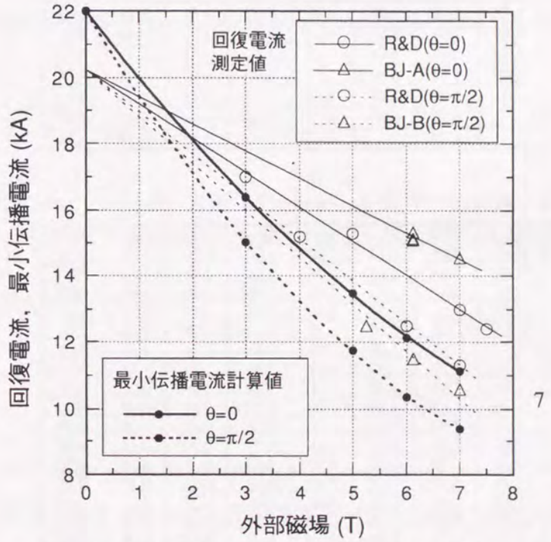


図5-3 短尺導体試験結果及びMaddock等面積則による計算値の回帰曲線 (露出率 0.5)

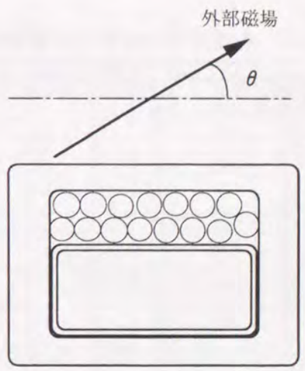


図5-4 外部磁場の方向

5.3　露出率最適化の効果

5.3.1　導体露出率が 0.5一定の場合

大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの各導体中心位置での横磁場について，3 T通電時の各実験通電モードにおける最大値を表5-1に示す。最大値に関しては左右対称なので，半分だけを示してある。また，磁場の角度については通電モードによる差は小さいので，横磁場が最大となる#1-bモードの $\phi = 36$ degでの値を回復電流の評価に使用することとし，その分布を表5-2に示す。これらから分かるように横磁場の最大値は 6.40 Tであり，コイルの最下層に生じる。横磁場が最小となるのは13～14層の中央部である。

表5-1　3 T通電時の各実験通電モードでの各導体中心位置での横磁場の 最大値（T）

	1ターン	2ターン	3ターン	4ターン	5ターン	6ターン	7ターン	8ターン	9ターン	10ターン	11ターン	12ターン	13ターン
20層	4.26	4.22	4.15	4.09	4.03	3.98	3.94	3.90	3.87	3.84	3.81	3.80	3.78
19層	4.38	4.19	4.01	3.87	3.75	3.65	3.56	3.49	3.43	3.37	3.33	3.31	3.29
18層	4.46	4.17	3.89	3.66	3.47	3.30	3.16	3.04	2.94	2.85	2.79	2.74	2.72
17層	4.54	4.18	3.83	3.52	3.25	3.02	2.81	2.63	2.48	2.35	2.25	2.18	2.15
16層	4.62	4.22	3.81	3.44	3.11	2.81	2.54	2.30	2.09	1.90	1.75	1.65	1.60
15層	4.70	4.27	3.83	3.42	3.05	2.70	2.38	2.07	1.80	1.54	1.32	1.16	1.07
14層	4.80	4.36	3.90	3.47	3.06	2.68	2.31	1.96	1.62	1.30	0.99	0.71	0.52
13層	4.90	4.46	3.99	3.55	3.13	2.74	2.35	1.98	1.61	1.26	0.90	0.55	0.39
12層	5.01	4.58	4.12	3.69	3.28	2.88	2.50	2.13	1.78	1.45	1.18	0.98	0.91
11層	5.12	4.72	4.29	3.87	3.48	3.10	2.74	2.40	2.10	1.84	1.62	1.48	1.43
10層	5.23	4.87	4.48	4.10	3.73	3.38	3.06	2.76	2.49	2.27	2.09	1.98	1.95
9層	5.34	5.05	4.70	4.35	4.02	3.70	3.40	3.14	2.90	2.71	2.56	2.47	2.44
8層	5.49	5.29	4.97	4.65	4.34	4.05	3.79	3.55	3.34	3.17	3.04	2.96	2.94
7層		5.54	5.26	4.97	4.68	4.42	4.18	3.96	3.77	3.62	3.51	3.44	3.42
6層		5.74	5.58	5.32	5.06	4.82	4.60	4.40	4.23	4.09	4.00	3.94	3.92
5層			5.86	5.68	5.45	5.23	5.03	4.85	4.69	4.57	4.48	4.43	4.42
4層				6.00	5.83	5.65	5.47	5.30	5.16	5.05	4.97	4.93	4.91
3層					6.13	6.07	5.92	5.76	5.62	5.52	5.46	5.42	5.41
2層							6.27	6.20	6.07	5.98	5.94	5.92	5.92
1層									6.40	6.38	6.38	6.38	6.38

表5-2　各導体中心位置での磁場の向き（#1-bモードの $\phi = 36$ degでの値）（rad）

	1ターン	2ターン	3ターン	4ターン	5ターン	6ターン	7ターン	8ターン	9ターン	10ターン	11ターン	12ターン	13ターン
20層	2.07	2.19	2.29	2.39	2.48	2.57	2.65	2.74	2.82	2.90	2.98	3.06	0.00
19層	1.96	2.06	2.17	2.27	2.36	2.46	2.55	2.65	2.75	2.84	2.94	3.04	0.00
18層	1.85	1.93	2.02	2.12	2.21	2.31	2.42	2.53	2.64	2.76	2.89	3.01	0.00
17層	1.75	1.82	1.89	1.96	2.05	2.14	2.25	2.36	2.49	2.63	2.79	2.96	0.00
16層	1.67	1.70	1.75	1.81	1.87	1.95	2.04	2.14	2.27	2.44	2.64	2.88	0.00
15層	1.58	1.60	1.63	1.66	1.70	1.75	1.81	1.89	1.98	2.13	2.34	2.67	0.00
14層	1.50	1.51	1.51	1.52	1.54	1.55	1.57	1.59	1.62	1.66	1.73	1.91	0.00
13層	1.43	1.42	1.41	1.40	1.38	1.37	1.35	1.32	1.28	1.20	1.06	0.74	0.00
12層	1.35	1.33	1.30	1.27	1.24	1.20	1.15	1.09	1.00	0.87	0.67	0.38	0.00
11層	1.28	1.24	1.20	1.16	1.11	1.06	0.99	0.91	0.80	0.66	0.48	0.26	0.00
10層	1.20	1.16	1.11	1.06	1.00	0.94	0.86	0.77	0.66	0.53	0.37	0.19	0.00
9層	1.13	1.08	1.03	0.97	0.91	0.84	0.76	0.67	0.57	0.44	0.31	0.16	0.00
8層	1.04	1.00	0.95	0.89	0.83	0.76	0.68	0.59	0.49	0.38	0.26	0.13	0.00
7層		0.93	0.88	0.82	0.76	0.69	0.61	0.53	0.44	0.34	0.23	0.12	0.00
6層		0.87	0.81	0.76	0.70	0.63	0.56	0.48	0.39	0.30	0.20	0.10	0.00
5層			0.76	0.70	0.64	0.58	0.51	0.43	0.35	0.27	0.18	0.09	0.00
4層				0.65	0.59	0.53	0.47	0.40	0.32	0.24	0.16	0.08	0.00
3層					0.55	0.49	0.43	0.37	0.30	0.22	0.15	0.07	0.00
2層							0.41	0.34	0.28	0.21	0.13	0.07	0.00
1層									0.26	0.19	0.12	0.06	0.00

層間・ターン間スペーサの圧縮応力を各導体に働く電磁力の積分で評価する手法を用いて，4 T通電時の各実験通電モードにおける層間とターン間の面圧の最大値の分布を図5-5に示す。また，ヘリカルコイル単独通電モードを含めた最大値を図5-6に示すが，層間面圧の差は小さく，最大値の差は 2.1%である。しかし，ターン間の面圧については，ヘリカルコイル単独通電では小半径方向の外部磁場の影響でターン方向の電磁力が左右対称でなくなるために，ターン間の面圧分布が大きく変化し，最大値は 27% も大きいし，端部においては 5.5倍以上にも大きくなる箇所が存在する。導体露出率の最適化を行う際には留意する必要がある。

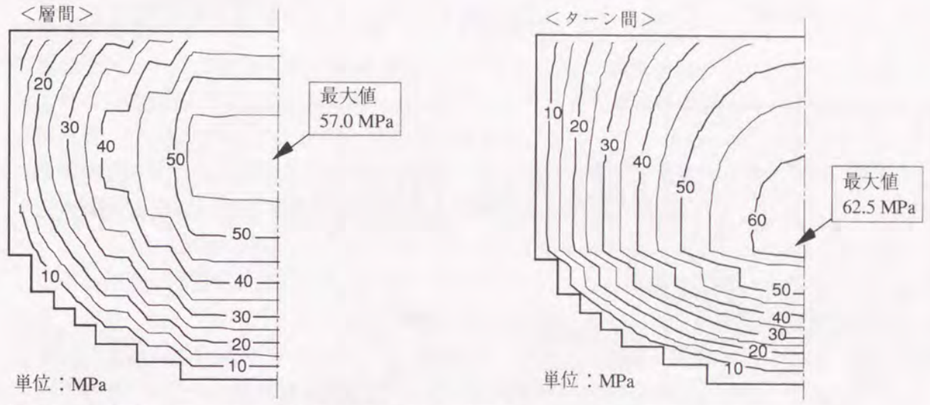


図5-5　実験通電モードにおける4 T通電時の層間とターン間の面圧の最大値

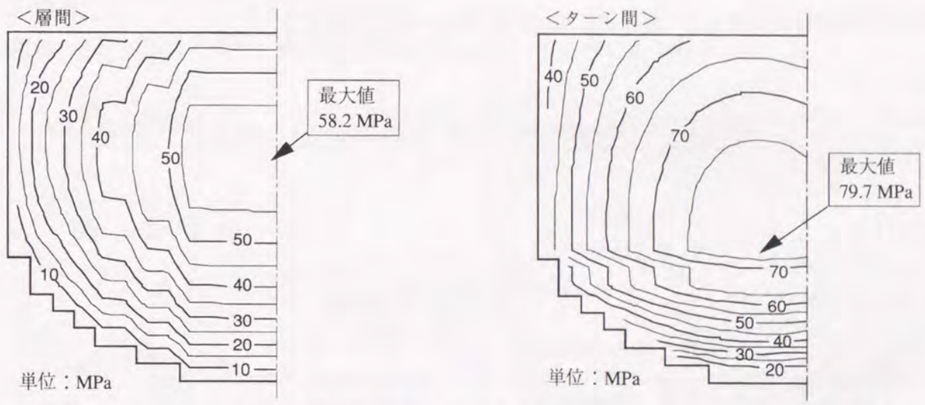


図5-6　ヘリカルコイル単独通電モードを含む4 T通電時の層間とターン間の面圧の最大値

導体露出率が 0.5 で一定の場合の各導体の実験通電モードにおける最小伝播電流を，短尺導体試験から得られた回復電流の磁場依存性（式5-2と5-3）を補正せずに用いて評価した結果を図5-7に示す。最小伝播電流は，磁場の大きいコイル周辺で低く，コイル中央で高くなっていることが分かる。KISO32R&Dの測定結果を使用すると，最小伝播電流が最低となるの

は3層5ターン目（または21ターン目）であり，コイルの回復電流値は13.43 kAと求められる。KISO32BJの測定結果を使用する場合には，磁場異方性が大きくなっているため，8層1ターン目（または25ターン目）で最低となり13.11 kAとなる。4章で評価したように，真の最小伝播電流は短尺導体試験で得られた回復電流の15～20%も低いと予測されるので，Maddockの冷却安定の条件を満足していないことになる。また，導体露出率が0.5で一定の場合，3.2節で既に述べたように，全ての通電モードにおいてターン間の絶縁スペーサの圧縮応力が100 MPaを超える結果が得られており，機械的な観点からも厳しい値になっている。回復電流の評価にMaddock等面積則を用いて算出した最小伝播電流を使用すると，図5-8に示すように，最小値は11.37 kAとなり，運転電流を12.5%も下回る結果となった。

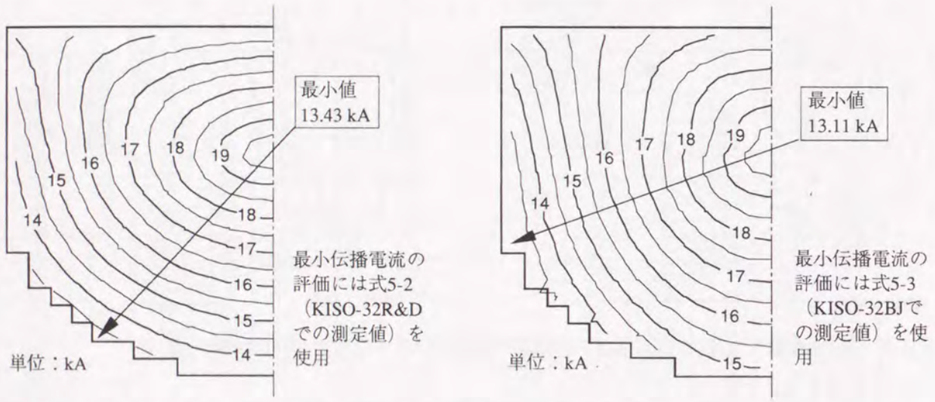


図5-7　導体露出率を0.5一定とする場合の各導体の最小伝播電流

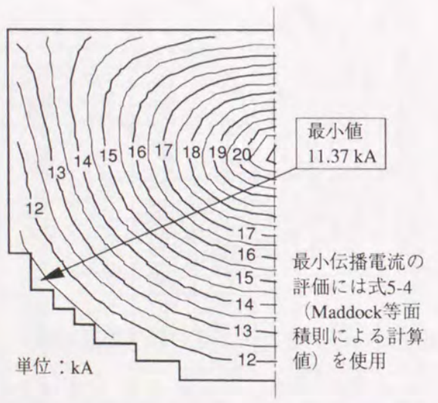


図5-8 導体露出率を0.5一定とする場合の各導体の最小伝播電流

5.3.2　導体露出率を連続的に変化させる場合

層間・ターン間スペーサの圧縮応力が，実験通電モードにおいて共に100 MPa以下になるように導体露出率を連続的に変化させた場合とヘリカルコイル単独通電モードを含めて100 MPa以下になるように変化させた場合の最小伝播電流の分布を図5-9に示す。各導体の露出率には4面の平均値を使用し，最小伝播電流の磁場依存性にはKISO32R&Dの測定結果を補正せずに使用した。ヘリカルコイル単独通電モードを含めない場合のコイルの回復電流は16.53 kAであるが，含める場合には14.94 kAとなり10%以上もの差がある。また，3.4節で検討したように，単純積算法では層間スペーサの圧縮応力を実際よりも30%以上大きく評価することになるので，単純積算法による層間スペーサの圧縮応力が130 MPa以下になる場合を同じ方法で評価した。その結果，ヘリカルコイル単独通電モードを含めない場合のコイルの回復電流は17.53 kAまで向上する結果となり，回復電流の実測値の補正を行っても，定格電流13.0 kAに対して十分な余裕が確保される。

層間の面圧は，ヘリカルコイル単独通電モードの場合でも実験通電モードと同等であるが，ターン間の面圧は分布が変化するために，場所によっては5.5倍以上になってしまう。運転モードとして，積極的には，ヘリカルコイル単独運転を行わないようにしても，コイルクエンチや制御系の故障のためにコイル電流が制御されなくなった場合には，ヘリカルコイルに転倒力が働いて，ヘリカルコイル単独運転に近い状態になることも想定する必要がある。そこで，コイルの回復電流を小さくしない範囲で，ターン間の露出率を小さくすることを検討した。層間スペーサの露出率は固定して，全ての導体の回復電流が16.53 kAになるようにターン間の導体露出率を決めると図5-10の中央に示すような分布になり，この場合のヘリカルコイル単独通電を含めたターン間スペーサに働く圧縮応力の最大値を図5-10の右側に示す。この場合には，ヘリカルコイル単独通電モードを含めてもターン間スペーサの圧縮応力の最大値は140.5 MPaに収まり，導体露出率を0.5で一定にする場合よりも小さくなる。

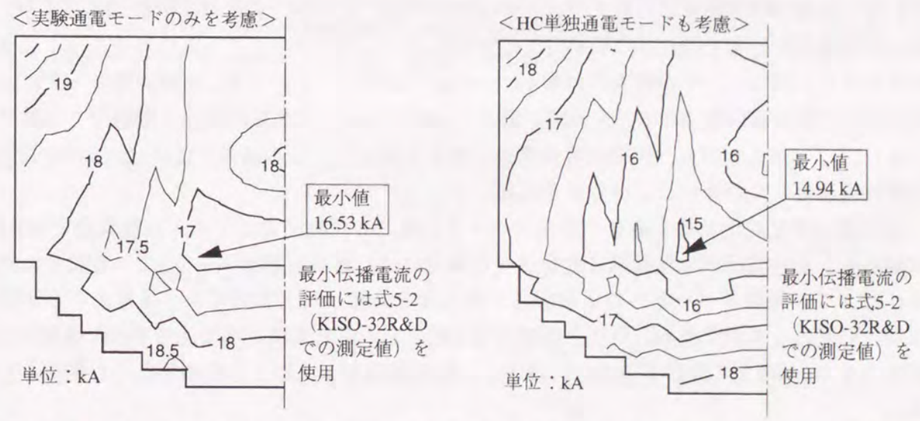


図5-9　層間スペーサとターン間スペーサの圧縮応力が100 MPa以下になるように導体露出率を連続的に変化させた場合の各導体の最小伝播電流

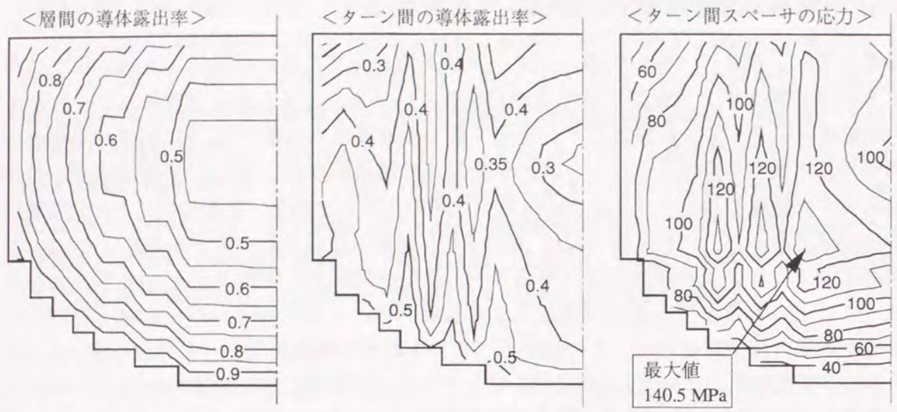


図5-10　実験通電モードにおいて層間スペーサとターン間スペーサの圧縮応力が 100 MPa 以下，且つ，全ての導体の最小伝播電流が 16.53 kAになるように導体露出率を連続的に変化させた場合の導体露出率とターン間スペーサの圧縮応力

5.3.3　露出率をブロック化する場合

露出率を無段階に変化させるには，全ての絶縁スペーサの寸法を異なるものにする必要があり，製作性の面が懸念される。そこで，ケーススタディとして，導体露出率変化を 2/3, 1/2, 3/8 の 3 段階に限定する場合の評価を行った。実験通電モードにおいてスペーサの最大圧縮応力が 100MPa 以下になる様に導体露出率の区分を行った。但し，露出率の最小値を 3/8 に制限したために，コイル中央付近では 100 MPa を超える箇所がある。ターン間の露出率は，まず，実験通電モードにおいて区分けをして回復電流を計算した後，回復電流値の低下しない範囲で小さな値になるように区分けをやり直した。その場合の導体露出率の区分と最小伝播電流の分布を図5-11に示す。この方法により，ヘリカルコイル単独通電モードの場合にもターン間スペーサの最大応力を 147.1 MPa に収めることができ，実験通電モードにおける回復電流も導体露出率が 0.5 一定の場合に比較すると，12.5 % の向上が期待できる結果となった。しかしながら，回復電流実測値の補正を行うと，この場合にはMaddockの冷却安定条件を満足していないことが予測される。

導体露出率を変化させる場合の絶縁スペーサに生じる圧縮応力とコイル回復電流を表5-3に纏める。導体露出率を無段階に変化させる場合には，導体の露出率を 0.5で一定にする場合に比べて，絶縁スペーサへの圧縮応力の最大値を低減した上でコイル回復電流を 20%以上向上させることができる。更に，導体自体の剛性を考慮して単純積算法で求めた層間の圧縮応力を130 MPaまで許容する場合にはコイル回復電流を 30%以上も高めることが可能となる。

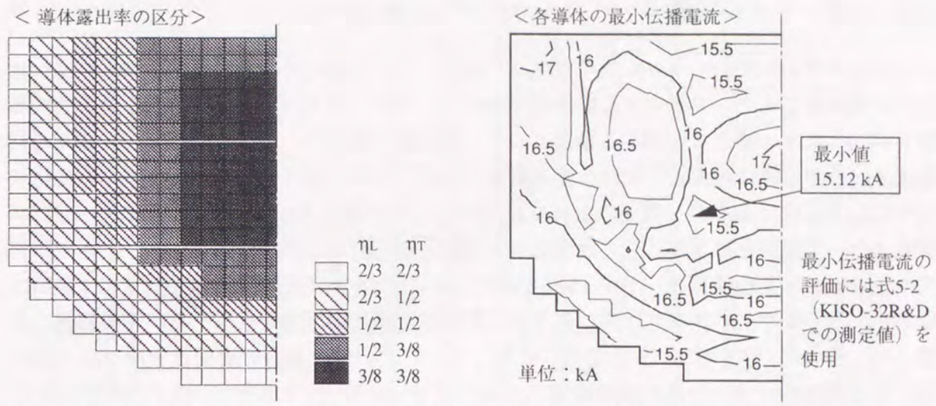


図5-11　3 段階で導体露出率を変化させる場合の露出率区分と各導体の最小伝播電流

表5-3　絶縁スペーサに生じる圧縮応力と回復電流のまとめ

導体露出率の変化方法	I_r (kA)	$I_r(BJ)$ (kA)	σ_L (MPa)	σ_T (MPa)	σ_L^* (MPa)	σ_T^* (MPa)
0.5一定	13.43	13.11	114.1	125.0	116.4	159.4
無段階変化 (σ_T< 100 MPa, σ_L < 100 MPa)	16.53	16.81	100.0	100.0	107.5	140.5
無段階変化 (σ_T< 100 MPa, σ_L < 130 MPa)	17.53	17.68	130.0	100.0	139.8	166.2
無段階変化 (σ_T^* < 100 MPa, σ_L^* < 100 MPa)	14.94	15.02	99.8	73.8	100.0	100.0
無段階変化 (σ_T^* < 100 MPa, σ_L^* < 130 MPa)	16.06	16.29	129.7	73.8	130.0	100.0
3/8, 1/2 ,2/3の 3 段階で変化	15.12	15.13	98.9	100.0	101.7	147.1

ここで I_r はKISO-32R&Dでの測定値から算出した3 T通電時のコイル回復電流値，$I_r(BJ)$ はKISO-32BJでの測定値から算出した3 T通電時のコイル回復電流値である。また，σ_L と σ_T は 4 Tでの実験通電モードにおける層間スペーサとターン間スペーサの最大圧縮応力であり，σ_L^* と σ_T^* は 4 Tでのヘリカルコイル通電モードにおける層間スペーサとターン間スペーサの最大圧縮応力である。

5.4 大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの回復電流

大型ヘリカル装置のヘリカルコイルでは，スペーサの固定のために，層間スペーサは一体物とし両側をコッターで固定する構造を採用した。ターン間スペーサは移動しないように層間スペーサにキー構造で固定する構造とした。図5-12に示すように，露出率を変えるために層間スペーサの幅は階段状に変化させる構造とした。ターン間スペーサは各々の幅を変化させることが可能であるが，簡便のために層間スペーサの幅に 8 mmを加えた値に統一した。層間スペーサの階段は 3 段以下，層間スペーサの圧縮応力は 130 MPa以下，ターン間スペーサの圧縮応力は実験通電モードで 100 MPa以下，ヘリカルコイル単独通電モードで 150 MPa以下とする条件で，できるだけ高いコイル回復電流と得る露出率を検討した。その結果，層間スペーサの幅を表5-4のように変化させることとした。その場合の層間とターン間の導体露出率を図5-13に示し，最小伝播電流の分布を図5-14に示す。KISO32R&Dでの測定結果を使用すると 15.46 kA，KISO32BJの結果を使用すると 15.04 kAの値が得られた。第 4 章で述べたように，短尺導体試験での回復電流の測定値は，磁場分布の影響で一様磁場中と比較すると15～20%高くなっていると考えられるので，回復電流が運転電流を上回るかどうかは微妙である。Maddock等面積則を用いて求めた代表的な最小伝播電流を使用すると，コイル回復電流は，図5-14の右側に示すように 13.09 kAとなり，運転電流とほとんど同じである。コイルでは導体の傾きが変わることや周囲に隣の導体が配置されることによる冷却の低下，あるいは，導体自体の抵抗値や熱伝達係数の変化を考慮すると，最小伝播電流が運転電流を下回る部分が存在すると考えるべきである。しかしながら，図5-14から分かるように，最小伝播電流が運転電流を下回る可能性がある領域はコイル底の範囲に限定されており，大半の領域では運転電流に対して十分に大きな値になっていることから，大型ヘリカル装置のヘリカルコイルは安定な通電が可能であると考えられる。

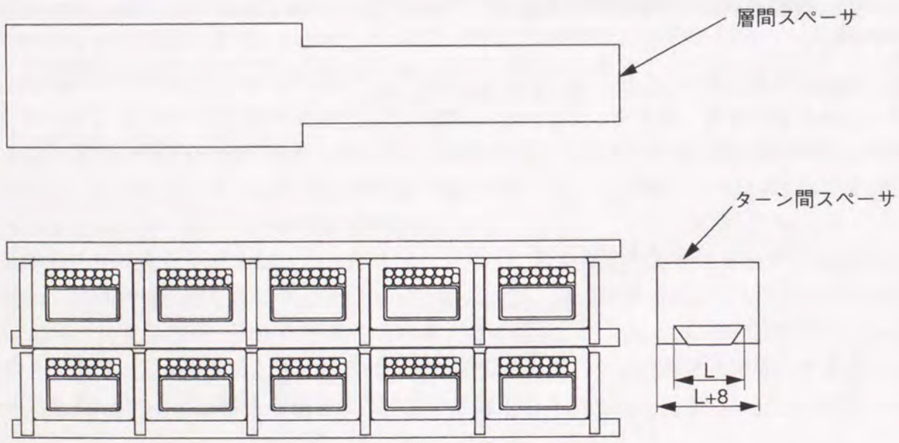


図5-12 大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの層間スペーサとターン間スペーサ形状

表5-4 実機ヘリカルコイルの層間スペーサの幅 (mm)

ﾋﾟｯﾁ長		1ﾀｰﾝ	2ﾀｰﾝ	3ﾀｰﾝ	4ﾀｰﾝ	5ﾀｰﾝ	6ﾀｰﾝ	7ﾀｰﾝ	8ﾀｰﾝ	9ﾀｰﾝ	10ﾀｰﾝ	11ﾀｰﾝ	12ﾀｰﾝ	13ﾀｰﾝ
(mm)	対地	18	18	18	26	26	26	31	31	31	31	31	31	31
61.49	20層	18	18	18	26	26	26	31	31	31	31	31	31	31
60.90	19層	18	18	18	26	26	26	31	31	31	31	31	31	31
60.32	18層	20	20	20	26	26	26	33	33	33	33	33	33	33
59.74	17層	20	20	20	26	26	26	33	33	33	33	33	33	33
59.16	16層	20	20	20	26	26	26	33	33	33	33	33	33	33
58.59	15層	20	20	20	26	26	26	33	33	33	33	33	33	33
57.93	14層	20	20	20	26	26	26	33	33	33	33	33	33	33
57.36	13層	20	20	20	26	26	26	33	33	33	33	33	33	33
56.80	12層	18	18	18	26	26	26	31	31	31	31	31	31	31
56.23	11層	18	18	18	26	26	26	31	31	31	31	31	31	31
55.68	10層	17	17	17	22	22	22	29	29	29	29	29	29	29
55.12	9層	17	17	17	22	22	22	29	29	29	29	29	29	29
54.49	8層	17	17	17	20	20	20	28	28	28	28	28	28	28
53.88	7層		17	17	17	17	17	23	23	23	23	23	23	23
53.34	6層		17	17	17	17	17	23	23	23	23	23	23	23
52.74	5層			16	16	16	16	20	20	20	20	20	20	20
52.14	4層				16	16	16	16	16	16	16	16	16	16
51.56	3層					16	16	16	16	16	16	16	16	16
50.95	2層							16	16	16	16	16	16	16
50.36	1層									16	16	16	16	16

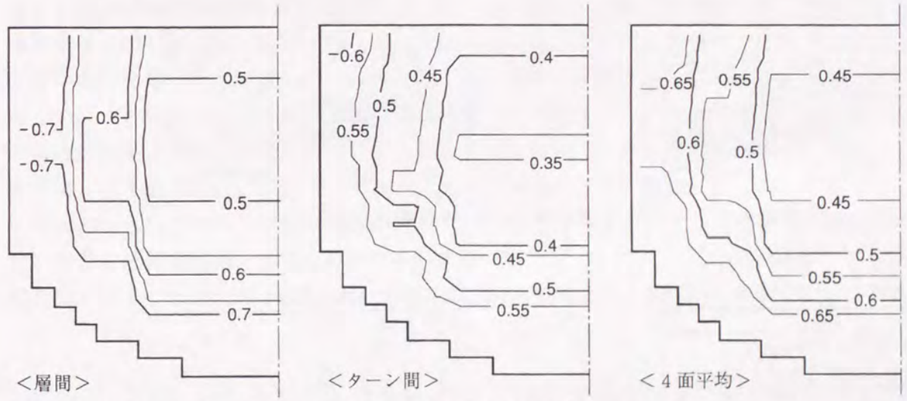


図5-13 大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの導体露出率

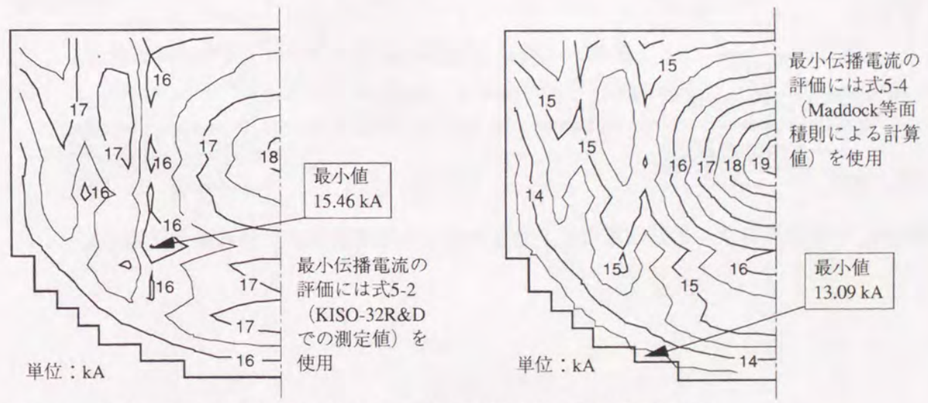


図5-14 大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの各導体の最小伝播電流

層間とターン間の絶縁スペーサに働く圧縮荷重について，4 T通電時の実験通電モードの場合の最大値を図5-15に，ヘリカルコイル単独通電モードを含む場合の最大値を図5-16に示す。層間スペーサについては，単純積算法で評価した荷重に対して 122.0 MPa以下に収まるので，実際のコイルでは 100 MPa以下に収まることになる。ターン間スペーサについては，実験通電モードでは，ほぼ 100 MPa以下に収まるが，ヘリカルコイル単独通電モード 150 MPa近くに到達することになり，厳しい使用条件となる。長時間にわたってヘリカルコイル単独通電モードに近い状態にならないように運転上の注意が必要である。

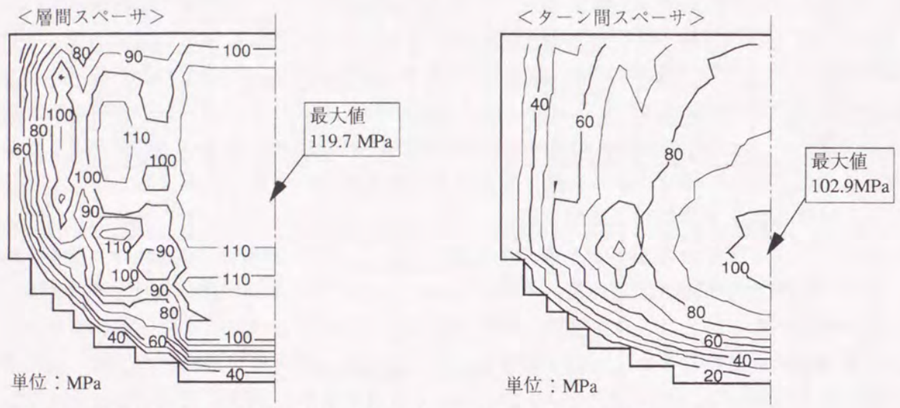


図5-15　実験通電モードにおける導体間スペーサの最大圧縮応力

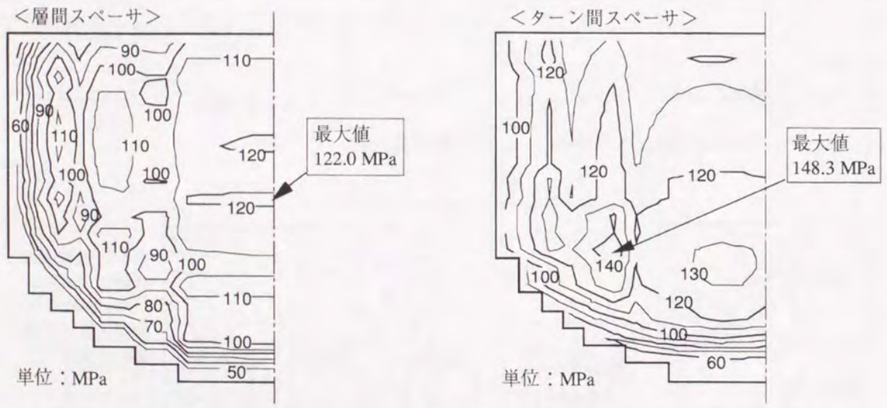


図5-16　ヘリカルコイル単独通電モードを含む場合の導体間スペーサの最大圧縮応力

5.5　結言

浸漬冷却方式の超伝導ヘリカルコイルの場合には，ヘリカルコイル内部の磁場分布と導体間の荷重分布が正反対の傾向を持つので，両方を考慮して導体露出率を変化させることによって，導体間の絶縁物の圧縮荷重の低減とコイルとしての超伝導安定性の向上を両立させることが可能である。大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの内部の磁場分布において，導体露出率を無段階に変化させる場合には，導体の露出率を 0.5で一定にする場合に比べて，絶縁スペーサへの圧縮応力の最大値を低減した上で回復電流を 20%以上向上させることができることを示した。

大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの設計にも，この考え方が採用されて製作性も考慮した露出率の分布が決定された。短尺導体試験での回復電流測定値を用いて算出したコイルの回復電流は15.46 kAとなり，定格電流 13 kAに対して 18.9%高い値となった。しかしながら，短尺導体試験での測定値は一様磁場空間中よりも 15～20%高くなっていると考えられることから，完全安定条件を満足しているか否かは微妙である。代表的な導体抵抗値と熱伝達係数からMaddock等面積則を用いて計算した最小伝播電流を使用して評価すると，コイルの回復電流は 13.09 kAという結果が得られ，運転電流とほとんど同じとなった。実際のヘリカルコイルでは導体の傾きが変わることや周囲に隣の導体が配置されることによる冷却の低下，あるいは，導体自体の抵抗値や熱伝達係数の変化を考慮すると，最小伝播電流が運転電流を下回る部分が存在すると考えるべきである。しかしながら，最小伝播電流が運転電流と近い領域はコイル底の範囲に限定されており，大半の領域では運転電流に対して十分に大きな値になっていることから，安定な通電が可能であると考えられる。また，導体間の絶縁スペーサに生じる圧縮荷重は，4 T通電時の実験通電モードにおいて，ほぼ 100 MPa以下の設計条件を満足することができ，機械強度と超伝導安定性を両立させる設計を実現した。

参考文献

[1]　「低温工学ハンドブック」内田老鶴圃新社 (1982) , 第9章.

[2]　H. Iwamoto, T. Mito, K. Takahata, N. Yanagi and J. Yamamoto ; *"Heat transfer from an oxidized large copper surface to liquid helium : dependance on surface orientation and treatment"*, ICEC (1995).

第6章　総括

6.1　本研究のまとめ

本研究は，冷却安定性と機械剛性に着目して，ヘリカル型核融合装置に使用される超伝導ヘリカルコイルを高性能化することを目的に実施した。浸漬冷却コイルの場合，回復電流が超伝導安定性の指標となるので，回復電流の向上を目指した研究を行い，大型複合導体の回復電流を決定する現象と特徴を明らかにすると共に，コイルとしての回復電流を向上させる手法を確立した。また，プラズマ閉じ込め性能の向上のためには高いコイル位置精度が要求されるので，高い回復電流を維持したまま電磁力による変形・変位を最小化するための研究を行った。本研究の成果を大型ヘリカル装置に適用することにより，Maddockの冷却安定条件を満足し，且つ，電磁力変形の小さいヘリカルコイルの設計が実現できた。本研究の成果を章毎に総括する。

第2章では，ヘリカル型核融合装置のヘリカルコイルとポロイダルコイルに働く電磁力の特徴を調べ，電磁力によるコイル変位と応力を最小化するコイル支持方法を明らかにした。まず，体積電流要素に分割する手法を用いてヘリカルコイル内部の磁場と電磁力を計算するプログラムを新たに開発した。このプログラムを使用してヘリカルコイルに働く電磁力の特徴を明らかにした。ヘリカルコイル単独で通電する場合には，トーラス効果によってトーラス中心近傍に垂直磁場成分が生じるためにヘリカルコイルを倒す力（転倒力）が発生するが，プラズマ実験を行う通電モードでは，プラズマ中心において垂直磁場が0になるようにポロイダルコイルの磁場を調整するので大きな転倒力は生じない。小半径方向の電磁力は，ヘリカルコイル単独通電の場合には外周側で大きくなり，全体を積分した場合にもトーラス外側に拡がる力が生じているが，実験通電モードでは内周側で大きくなり，全体を積分した場合の電磁力はむしろトーラスが小さくなる方向の電磁力になる。ポロイダルコイルも含めたコイルの支持方法を比較した結果，全コイルを積分した電磁力は，ヘリカルコイル単独通電時と各種実験通電時とで同等の値になっており，コイルの変形抑制のための支持構造物を軽量化するためには，全コイルを1つの支持構造物で完全に拘束する方法が最適であるとの結論を導いた。また，大型ヘリカル装置の電磁力支持構造物に関して有限要素法を用いた構造解析を実施し，全コイルを電磁力支持構造物に完全に拘束することによってコイルの変形量と支持構造物の応力を許容値に収めることができることを明らかにした。

第3章では，ヘリカルコイル内部の磁場分布の特徴を明らかにし，個々の導体と絶縁物に働く電磁力を評価することによって，導体露出率の上限と必要なコイル断面剛性を導き出した。ヘリカルコイル内部磁場は外部磁場よりもコイル自己磁場が支配的であるために，各導体にはコイル内部に向かう電磁力が働き，導体間の面圧はコイル内部で最大となる。導体の引張剛性の評価とコイル内部の応力評価を行う手法として，ヘリカルコイルを円形コイルに近似して有限要素法を用いた構造解析を行う方法を提案し，コイル内部の応力分布と変位，及び，絶縁スペーサの剛性の影響を明らかにした。導体の長手方向引張応力は最下層で最大となり，断面内の圧縮応力はコイル中央付近で最大となる。絶縁スペーサの剛性が小さくなると，導体の変位と引張応力が大きくなり，導体に降伏応力を超える力が働くようになる。

導体の塑性変形による導体発熱を回避することを判定条件とすることにより，必要なコイル断面剛性を定めることができ，更に，製作時の導体間の隙間が電磁力によって潰されることを仮定することにより，この隙間の管理値を定めることができることを示した。また，導体の引張剛性を考慮することにより，コイルの層間に働く面圧が個々の電磁力を単純に積算した値に比較して30%小さくなることも明らかにした。これらに加えて，降伏応力の小さい高純度アルミニウムを使用した複合導体の許容荷重を算定するために，有限要素法を用いて高純度アルミニウムと超伝導撚線の静水圧成分のみを評価する手法を検討した。強度的には安全側の評価であるが，無酸素銅の構造部材だけで評価する場合に比較して，合理的な評価が可能であることを示した。

第4章では，浸漬冷却方式の複合導体の回復電流を決定する現象を明らかにし，評価と予測を可能とした。まず，導体を等価な集中定数回路に置き換える方法でアルミニウム複合導体の異常磁気抵抗を定量的に評価する手法を確立した。導体内部の接触抵抗に着目した評価を行い，接触抵抗が，同一導体の異常磁気抵抗に有為な差を生じさせる原因である結論を導き出した。このホール効果による異常磁気抵抗を抑制するためにアルミニウムを高抵抗層で囲むことが有効であるが，その抵抗が大きくなると超伝導線からアルミニウム安定化材に分流する際の発熱と断面内の温度分布が無視できなくなり，1次元のMaddockの等面積則が適用できなくなる。そこで，有限要素法を適用することによって導体内部の温度分布と電流分流時の発熱が導体の回復電流に与える影響を評価することを可能とし，複合導体の設計指針を定めることができた。この結果から，大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体の場合には断面内の温度分布や分流時に発熱の影響が小さく，1次元解析が適用できることが判明したので，短尺導体試験結果の評価のために，Maddock等面積則において磁場分布を考慮する手法を研究した。温度分布と磁場分布が相似形である場合には，それが可能となることを示し，短尺導体試験における回復電流値が，実測された抵抗値と熱伝達率からMaddockの等面積則によって求められる最小伝播電流よりも15～20%も高くなる原因を解明することができた。また，Maddockの等面積則における熱伝導率の温度依存性の効果を定量的に評価し，磁場空間が有限となるとその効果が大きくなることを明らかにした。これらの結果から，大型ヘリカル装置のヘリカルコイル導体にもMaddockの等面積則が適用できることが明らかとなり，コイルとしての冷却安定性の評価が可能となった。

第5章では，浸漬冷却方式の超伝導ヘリカルコイルの場合には，ヘリカルコイル内部の磁場分布と導体間の荷重分布の両方を考慮して導体露出率を変化させることによって，導体間の絶縁物の圧縮荷重の低減とコイルとしての超伝導安定性の向上を両立させることが可能であることを提案し，その手法を確立した。まず，各導体位置での横磁場と電磁力による導体間面圧の一覧を作成する。次に，絶縁スペーサの圧縮応力の上限を決め，導体間面圧から導体露出率の上限を算出する。この導体露出率と横磁場から各導体の回復電流を算出し，それらの最小値がコイルとしての回復電流となる。この手法を用いることにより，導体の露出率を0.5で一定にする場合に比べて，絶縁スペーサへの圧縮応力の最大値を低減した上で，回復電流を20%以上向上させることができることを示した。大型ヘリカル装置のヘリカルコイルの設計にも，この考え方が採用され，製作性も考慮した露出率の分布が決定された。短尺導体試験での回復電流測定値を用いて算出したコイルの回復電流は15 kA以上となり，定

格電流 13 kAに対して 15%以上高い値となった。短尺導体試験での測定値が一様磁場空間中よりも 15～20%高くなっていると考えられるが，導体露出率を最適化したことにより，ほぼMaddockの冷却安定条件を満足する設計が実現できた。

6.2 今後の展望

磁場閉じ込め方式の核融合炉には，運転コストの抑制とコイル平均電流密度の向上のために，超伝導コイルを使用することになると考えられている。臨界条件を達成するためには，一層の高磁場化と大型化が要求されており，大型超伝導コイルの技術開発が益々重要となってきている。特にヘリカル型の核融合炉では，ヘリカルコイルは，大きな電磁力だけでなくプラズマと近いことが原因で，熱的にも中性子照射の面でも厳しい環境に置かれることになる。核融合反応で生じるエネルギーの大半は中性子の運動エネルギーとしてプラズマから出てくるために，この運動エネルギーを別の形で取り出すための装置（ブランケット）をプラズマの周囲に取り付ける必要がある。ブランケット内では高速の中性子を冷媒に衝突させて，中性子の運動エネルギーを冷媒の熱運動エネルギーに変える方法が考案されている。中性子の漏洩を少なくするには，ブランケットを厚くする必要があり，そのための空間をプラズマの周囲に確保しなければならない。ヘリカル型核融合炉では，ヘリカルコイルによって磁気面が形成されるので，プラズマとの距離を確保するためには，プラズマ自体の形状を変えて小さくしてしまうか，装置を大型化して距離を確保するかの選択となる。前者の場合には，一般にはプラズマの性能の低下が懸念される。後者の場合には，建設コストの増大だけでなく，装置の大きさに比例して電磁力も大きくなるために工学的な困難さも増してしまう。このようにヘリカル型核融合炉において，ヘリカルコイルの構造を最適化する意義は非常に大きい。装置が大きくなるほど，その重要性が増してくるので，本研究の成果を充分活用できると考えている。

本研究では，浸漬冷却方式の超伝導コイルにヘリカルコイルを対象として，コイル内部構造の最適化を行ったが，将来のヘリカル型核融合炉では，耐電圧と機械強度の観点からヘリカルコイルにもケーブル・イン・コンジット導体が使用される可能性が高い。その場合には，導体露出率を最適化する手法の代わりに，類似の方法で，導体寸法の最適化や電流値の最適化を行うことが可能である。磁場の高いコイル断面周辺では，超伝導線の電流密度を下げ，断面内の圧縮応力の高いコイル断面中央では，構造材を厚くするといった最適化が考えられる。大型のコイルになれば，コイル保護時の電圧の都合で，複数の電源を使用することになるので，各ブロックの分割を考える際にも，本研究の手法が応用できる。

謝辞

本研究の纏めと本論文の執筆に当たり，終始御指導と御鞭撻を賜りました大阪大学産業科学研究所教授　岡田東一博士に謹んで感謝いたします。

また，大阪大学大学院工学研究科教授　宮﨑慶次博士，ならびに同教授　岸田敬三博士には，有益な御助言，御討論を頂きましたことに深く感謝いたします。

本研究を遂行するに当たり，常に貴重な御助言，御討論を頂きました文部省核融合科学研究所大型ヘリカル研究部プラズマ制御研究系研究主幹　本島 修博士，ならびに元装置技術研究系研究主幹　故 山本純也博士に心より感謝いたします。

本研究を纏めるに当たり，御指導とご支援を頂きました文部省核融合科学研究所大型ヘリカル研究部装置技術研究系研究主幹　佐藤定男博士，同教授　佐藤 隆博士，ならびに大阪大学 産業科学研究所助教授　西嶋茂宏博士に深く感謝いたします。

第 2 章の研究において有限要素法による構造解析を実行するに当たり，様々な御討論と御協力を頂きました文部省核融合科学研究所大型ヘリカル研究部装置技術研究系助教授　西村 新博士，同助手　田村 仁博士，ならびに同研究所技官　林 浩己氏に深く感謝いたします。

第 3 章の研究においてヘリカルコイルの巻線方法を検討するに当たり，様々な御討論を頂きました株式会社日立製作所日立工場　浅野克彦氏，ならびに山際 威氏に深く感謝いたします。

第 4 章の研究において複合導体の回復電流の評価に当たり，貴重な御助言と御討論を頂きました文部省核融合科学研究所大型ヘリカル研究部装置技術研究系助教授　三戸利行博士，ならびに同助手　柳 長門博士に深く感謝いたします。

大型ヘリカル装置のヘリカルコイルに本研究の成果を反映する機会を与えて頂きました文部省核融合科学研究所所長　飯吉厚夫博士，ならびに同研究所大型ヘリカル研究部研究総主幹　藤原正巳博士に厚く感謝の意を表します。