

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	MHD発電機超電導磁石および超流動ヘリウム熱伝達に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	岡村哲至
Author(English)	TETSUJI OKAMURA
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第1858号, 授与年月日:1987年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第1858号, Conferred date:1987/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

M H D 発電機超電導磁石および
超流動ヘリウム熱伝達に関する研究

昭和62年3月

指導教官 塩田 進 教授
椋島成治 助教授

東京工業大学大学院総合理工学研究科
エネルギー科学専攻 4527

岡村 哲至

目次

第1章 序論

1-1

第2章 MHD実験装置"FUJI-1"のディスク型発電機用超電導磁石

2-1 設計の基本条件

2-1

2-2 コイルの構造

2-2

2-3 磁界解析

2-4

2-4 電流安定性解析

2-7

2-5 強度解析

2-11

2-6 熱設計

2-13

2-7 ヘリウム冷凍液化システムと初期冷却解析

2-18

2-8 コイル保護とクエンチの検出

2-20

2-9 磁石の構造概略

2-22

2-10 東芝での性能試験

2-25

2-11 東工大での性能試験

2-26

2-12 まとめ

2-29

第3章 実用規模ディスク型MHD発電機の超電導磁石

3-1

3-1 実用規模ディスク型MHD発電機

3-3

3-2 実用規模ヘルムホルツ型超電導磁石

3-9

3-3 電磁力支持

3-14

3-4 実用規模単一コイル型超電導磁石

3-17

3-5 まとめ

3-20

補遺

3-22

第4章 加圧超流動ヘリウム中の熱伝達

4-1

4-1 加圧超流動ヘリウム発生装置

4-2

4-2 熱伝達測定用試料

4-5

4-3 定常熱伝達の測定結果

4-7

4-4 非定常熱伝達の測定結果

4-10

4-5 非定常一次元熱伝導モデル

4-16

4-6 まとめ

4-22

補遺

4-24

第5章 結論

5-1

謝辞

第1章 序論

高効率化と高密度化は、電力およびその利用分野において技術者が常に追求しなければならない課題である。そこで超電導化による機器の飛躍的な高効率化と高密度化に大きな期待がかけられている。このような機器は、発電、エネルギー貯蔵、送電および電力応用の各分野に及んでいる。発電分野ではMHD発電、核融合発電、エネルギー貯蔵分野では超電導電力貯蔵システム、超電導パルス電源、電力応用分野では超電導発電機、超電導磁気浮上列車、超電導電磁推進船などが考えられている。

わが国における本格的な超電導技術の研究開発は、1966年に発足した通商産業省工業技術院大型プロジェクト”MHD発電”によって初めてスタートしたと言ってよい。この1960年代は、1957年のBCS理論の完成をきっかけに、超電導物質が次々に発見され、数テスラに及ぶ高磁界超電導磁石が実現し、世界的に超電導の工学的発展が著しく、超電導工学が大きく成長した時代である。MHD発電は、高温、高速の電気伝導性流体を、磁界中を通過させることによって生じる起電力により発電を行うもので、発電機内に可動部分がないため、ガスタービン発電機に比べてより高温領域での動作が可能となる。そこで、燃焼ガスを直接、あるいは熱交換器を介して、高温の作動流体を得て、これをMHD発電機に導き、ここで作動流体のもつエンタルピーの一部を電力に変換し、依然として高温であるそこからの排ガスによって、ボイラーで蒸気を発生させ蒸気タービンを駆動する複合サイクル発電システムが考えられている。このシステムでは、熱効率が在来火力発電での40%止まりから50%以上にもなると期待されている¹⁾。

MHD発電にとって必要な磁界の要件は、(1)強い磁界であること、(2)大きな空間に磁界を発生すること、(3)一様であること、である。特に磁界強度 B は起電力 uBL (u :作動流体の流速、 L :電極間距離)と発電電流 σuBL (σ :作動流体の導電率)に係わってくるため出力 $(\sigma u^2 B^2 L^2)$ には二乗できく重要な量である。これらの要件のうち(1)(2)を満たすためには、水冷銅線を使った常電導磁石ではジュール損失が大きくMHD発電出力を全て食いつくしても不足、したがって超電導磁石が不可欠となる。

わが国では先に述べた国家プロジェクトにおいて、1000kW電気出力MHD発電機ETL-Mark Vが1973年に製作された。この発電機には約2.77m x 1.82m、蓄積エネ

ルギ-60MJの4.75Tレーストラック型スプリット超電導磁石²⁾が組み込まれている。米国では、ソ連との共同研究のためU-25B用鞍型超電導磁石³⁾が1977年に製作され、ソ連に輸送し発電実験が行われた。この磁石の蓄積エネルギーはMark Vの2分の1程度である。U-25Bの製作の後米国ではCFFF機用の超電導磁石⁴⁾が1981年に完成した。それは積層円筒形鞍型構造で、最大経験磁界6.9T、蓄積エネルギー210MJである。

このように今まで超電導磁石が組み込まれたMHD発電機は、全てオープンサイクルファラデー型発電機である。これは世界におけるMHD発電の研究開発の中心がオープンサイクルMHD発電であったためである。しかし約3000Kという燃焼ガス温度が必要とされるこの発電機には、高温材料、高温空気加熱機に関する開発や、大容量の発電所でなければ熱損失が大きくなって発電効率が上がらないという問題が残されている。

一方、クローズドサイクルMHD発電は、作動流体の温度が約2000Kでよく、オープンサイクルMHD発電に比べて材料の耐熱条件が緩くなり、また比較的小容量の発電所でも高い発電効率が期待できる。さらに高温熱炉の開発によって、熱源として必ずしも化石燃料を必要とせず、将来的には核融合と組み合わせられる可能性もあり、熱源に対する汎用性に優れている。ところがクローズドサイクルMHD発電では、発電機内でプラズマが空間的に非一様に成長し、電離不安定と呼ばれる高い発電性能を得るためには好ましくない現象が起こるなどのプラズマの問題があり^{5), 6)}、また大流量の作動流体を実際に循環させながら、長時間連続的に発電を行った例は未だなく、オープンサイクルMHD発電に比べまだ基礎的実験段階にあると言える。

クローズドサイクルMHD発電実験装置としては、わが国では1984年に"FUJI-1"⁷⁾が東京工業大学に設置された。この装置のMHD発電機はディスク型である。またこのディスク型発電機に組み込まれた超電導磁石は、円筒形のコイルを一对、発電流路を挟んで使うヘルムホルツ型である。大型の円筒形超電導コイルとしては、日本原子力研究所で1977年に開始されたトカマク核融合炉の研究開発におけるクラスター・テスト計画で、クラスター・テスト・コイル⁸⁾がすでに製作された前例がある。しかしFUJI-1の超電導磁石では、2個の向い合う円筒形コイルの間にディスク型発電機を挟みながら、コイル間に誘起される吸引力を支持しなければならず、そのための支持構造に工夫を要する。

この問題はFUJI-1のような実験装置規模のみならず、実用規模においても予想される。すなわち実験装置あるいは実用規模でこの問題を克服し、さらにそれらの規模でディスク型発電機に超電導磁石を組み込むことは、MHD発電の超電導磁石の製作における重要な課題である。そこで本論文の第2章、第3章では、このような課題をかかえたMHD発電用の超電導磁石の設計、製作に関する研究を行い、その磁石特有の問題点およびその対策について考察を加えながらその問題点を克服する磁石の様相を明らかにする。

まず第2章においては、FUJI-1の超電導磁石の設計思想を含めて設計において行った電磁解析、強度解析、熱解析などについて述べ、製作後その性能およびFUJI-1内の装置に及ぼす漏洩磁界の影響などを調べるために行った性能試験の結果について、解析結果との比較、検討する。

そして第3章では、実用規模のディスク型MHD発電機に組み込まれる超電導磁石のフィージビリティについて着目し、その磁石が電磁力支持構造を含めてどのようなものになるかを検討するために行った概念設計について述べる。

本論文の第4章では、MHD発電用の超電導磁石からさらに視野を広げて、核融合や高エネルギー物理実験などの、MHD発電に比べより高い磁界、したがってより高い密度が要求される超電導磁石に目を向ける。

高磁界発生用の磁石の巨大化を抑えるためには、コイルの平均電流密度 (overall current density) を大きくする必要がある。その一つの有効な方法として超流動ヘリウムを冷媒として使うことが考えられている。

2.2K近傍で液体ヘリウムに何か変わったことが起こるとKamerlingh Onnes⁹⁾が1911年に指摘し、1928年にKeesomとWolfke¹⁰⁾が初めて”ヘリウムII”という言葉を使って以来、超流動ヘリウムの熱的性質が常流動ヘリウムに比べ極めて優れていることが明らかにされ、古くから超電導磁石の冷媒として用いることが考えられてきた。しかし低温環境の保持やスーパーリーク防止など主に冷凍技術面から、超流動ヘリウム冷却超電導磁石は実験室規模に限られていた。ところが最近冷凍技術や超電導磁石に関する技術が急激に進歩し、大型磁石の冷媒としての超流動ヘリウムの評価が俄かに高まっている。例えばフランスのトカマク核融合実験炉 (TORUS II SUPRA)¹¹⁾や米国のNUWMAK¹²⁾のトロイダル・コイルは1.8K程度の加圧 (大気圧) 超流動ヘリウムに

よる冷却が考えられている。

超流動ヘリウムは、通常真空ポンプによって常流動ヘリウムを減圧して得られるが、実際に大型磁石の冷媒として魅力があるのは、こうして得られた飽和超流動ヘリウムではなく、大気圧下にある加圧超流動ヘリウムである。これは減圧下にある飽和超流動ヘリウム中では、磁石にクエンチが生じたとき、瞬時に導線の回りがヘリウムの希薄ガスで覆われるため、4.2Kの常流動ヘリウム冷却の場合よりもむしろ高い温度上昇が起こり、ポスト・クエンチの問題から適当でないという理由があるためである。

加圧超流動ヘリウム冷却超電導磁石の信頼性（安定性）の向上を目指すためには、導線と加圧超流動ヘリウムとの間の熱伝達や、そのヘリウム中での熱輸送に関する研究は不可欠である。このような大気圧超流動ヘリウム中で超電導磁石の冷却を意識した伝熱実験は、1.8K以下の温度を比較的簡単に得ることができる加圧超流動ヘリウム発生装置がClaudetら¹³⁾によって1974年に考案されてから、盛んに行われるようになった。しかし実際に超電導磁石の設計に使えるような纏まったデータはまだ得られておらず、この方面の研究はむしろ始まったばかりと言える。

ここでは加圧超流動ヘリウムによる浸漬冷却を仮定し、まず磁石の設計のための基礎的な資料となる、導線と超流動ヘリウムとの間の定常熱伝達特性に関する信頼性のあるデータを得ることを目的として、銅と超流動ヘリウムとの間の定常熱伝達の実験を行った。さらに、クエンチやACロスを考慮すると、非定常熱伝達特性に関する考察は不可欠である。そこでそれに関する実験を行い、非定常次元モデルを仮定して解析的に得られた結果と実験から得られた結果について比較、考察を行う。

最後に第5章において、第2章と第3章で行った実験装置規模と実用規模のクローズドサイクルディスク型MHD発電機に組み込まれる超電導磁石についての考察から得られた結果、ならびに第4章において得られた超流動ヘリウム冷却に関する熱特性についての結果を纏める。

参考文献

- (1) K.Yoshikawa and S.Shioda, "Closed Cycle MHD Power Generation System Combined with Gas and Steam Turbines", Proceedings of the Second Workshop of the Japan-United States Cooperative Program, Vol.2, 2-1, October 1984.
- (2) Y.Kusaka et al, "Experiment of MHD Generator with a Large Superconducting Magnet", Proceedings of 16th Symposium on Engineering Aspects of MHD, 1977.
- (3) R.C.Niemann et al, "Cryogenic Aspects of the Experience in Operating the U-25 Superconducting MHD Magnet in conjunction with the MHD Generator", MIT/FBNML 1978 Superconducting MHD Magnet Design Conference, May 1979, p.103.
- (4) Argonne National Laboratory, "Design, Construction, and Performance Test of a Six-Tesla Superconducting Dipole Magnet System for Magnetohydrodynamic Energy Conversion Research", ANL/MHD-84-2, June 1984.
- (5) J.L.Kerrebrock, "Experimental Investigation of Fluctuations in a Nonequilibrium MHD Plasma", AIAA Journal, Vol.6, No.11, 1968, pp.2115-2121.
- (6) G.Brederlow and R.T.Hodgson, "Electrical Conductivity in Seed Noble Gas Plasma in Crossed Electric and Magnetic Fields", AIAA Journal, Vol.6, No.7, 1968, pp.1277-1284.
- (7) S.Shioda et al, "The FUJI-1 Facility for Closed Cycle MHD Power Generation", Proceedings of 20th Symposium on Engineering Aspects of MHD, 1982, p.6.5.1.
- (8) T.Ando et al, "Experiment of 10-T, 60-cm-Bore Nb3Sn Test Module Coil (TMC-1) for the Cluster Test Program", IEEE Transactions on Magnetics, Vol.MAG-19, No.3, May 1983.
- (9) H.Kamerlingh onnes, Proc. Roy. Acad. Amsterdam, 13,1911, p.1903.
- (10) W.H.Keesom and M.Wolfke, Proc. Roy. Acad. Amsterdam, 31,1928, p.90.;

Leiden Commun, 190b.

- (11) R.Aymar et al, "Conceptual Design of a Superconducting Tokamak : Torus II Supra", IEEE Transactions on Magnetism, Vol.MAG-15, No.1, January 1979.
- (12) S.O.Hong et al, "A Toroidal Field Magnet System for NUWMAK", IEEE Transactions on Magnetism, Vol.MAG-15, No.1, January 1979. p.756.
- (13) G.Claudet et al, "Procede Pour la Production d'Helium Superfluide Sous Pression", French Patent No.74-06206, 1974.

第2章 MHD実験装置"FUJI-1"のディスク型発電機用超電導磁石

クローズドサイクルMHD発電実験装置"FUJI-1"¹⁾が、1981年4月から約3年間の建設期間を経て1984年3月に東京工業大学に設置された。ブローダウン実験用のこの装置は、カリウムをシードしたアルゴンを作動流体とし、熱入力は6MW、実験時間は約1分間で、シード物質を低シード率で完全電離させたときのディスク型発電機の性能について調べることを目的としている。

FUJI-1に組み込まれた超電導磁石の設計、製作は東芝に依頼され、設計は1981年4月から開始された。筆者はその設計に加わり、そこで諸量が決められる磁石が、信頼性があり電気安定性に優れるものか否かを、電磁解析、強度解析、熱解析などを行うことにより検討した。設計終了後、その磁石は1983年4月から同年12月にかけて製作され、翌年2月に東芝鶴見工場において第1回目の性能試験が行われた。その試験では、設計通りの性能が得られることを確かめるために、筆者らによって主に初期冷却特性、MHD発電流路内の磁界分布、熱侵入量、電磁力について調べられた。そして磁石は東京工業大学に輸送されてFUJI-1に組み込まれ、1984年8月に再び筆者が中心の一人となり性能試験が行われた。そこでは特に漏洩磁界によるFUJI-1実験装置内の各機器や電気制御系等への影響が調べられた。その後3回の実験を経て、現在安定した冷却、励磁ができる状態に到達している。

2個の円筒形コイルがディスク型MHD発電機を挟んで向い合うヘルムホルツ型のこの磁石には、励磁中にコイルの間に吸引力が誘起されるため、コイルをこの電磁力に対して引き離しさらにそこからの侵入熱が少ない支持構造が必要となる。そこで本磁石では新たに考案された支持構造が採用されている。このような構造物が必要となることはファラデー型MHD発電機用の鞍型磁石²⁾(2個のコイルの直線部分を4.2Kの構造物で直接接触させて支持できるため、コイル間の電磁力支持構造が比較的簡素化できる)と対照的である。

この章では、FUJI-1に組み込まれた磁石の設計段階で筆者が中心となって行った電界解析、電磁力支持構造部の構造解析、液体ヘリウム系への熱負荷の解析、初期冷却解析および電流安定性に関する解析について述べ、さらにその後の性能試験での測定結果が解析結果と比較検討される。

2-1 設計の基本条件

信頼性があり操作しやすい磁石という観点から、本磁石の設計は実績をベースにした保守的なものとし、コイルはダブルパンケーキ巻き、冷却方式は4.2K液体ヘリウム浸漬冷却とした。

本磁石の設計に際し、次の条件が要求された。

- (1) 磁界の強さおよび方向は、図2-1-1に示す本ディスク型MHD発電機のアノード部（半径180mm）と第1カソード部（半径300mm）にそれぞれ4.3T、3.4T以上で軸方向成分のみを持つこと。
- (2) コイルの内径、2個のコイル間の距離は、それぞれ500mm、400mm以上とすること。
(これらは作動流体を発電流路に導く導入管の径、発電流路の高さ、断熱構造物の厚さなどを考慮して決められた値である。)

これらの条件を略図で示すと図2-1-2のようになる。

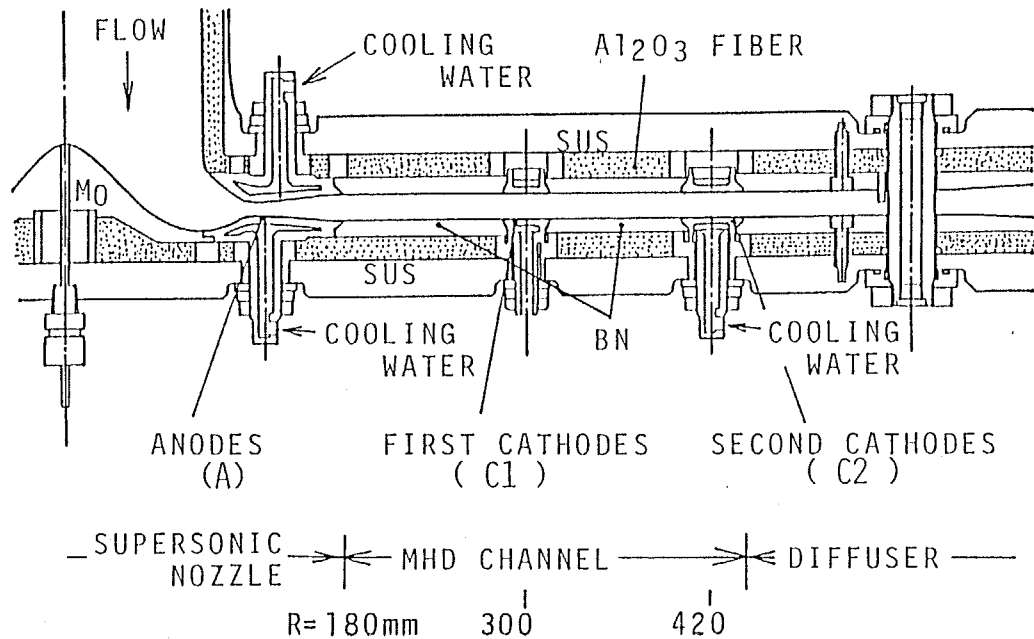


図2-1-1 F U J I - 1 のディスク型MHD発電機の断面図

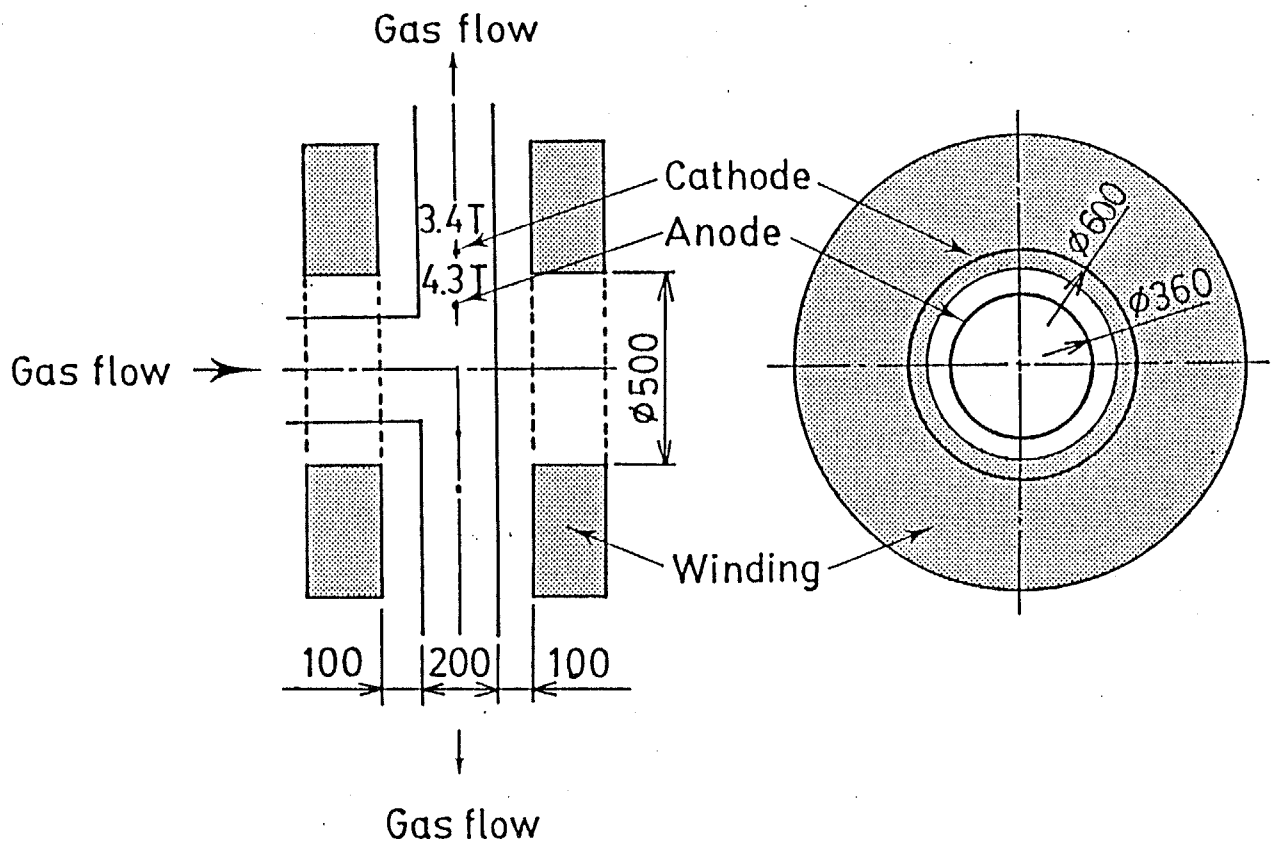


図2-1-2 FUJI-1の超電導磁石の設計のための基本条件

2-2 コイルの構造

上記の基本条件を満足するように設計された本磁石の、超電導線も含めたコイルの大きさや構造についてまず述べておくために、本磁石および超電導線の諸元を表2-2-1に示す。コイル長さ、外径、内径はそれぞれ200.0mm、1288.8mm、500.0mmであり、コイルに通電する定格電流は2550Aである。また、コイル間に誘起される吸引力は336トン、蓄積エネルギーは8MJである。

使用する超電導線は図2-2-1に示すような無酸素銅安定化NbTi極細多芯線の8.0mm x 6.6mmフラットワイズ型で、安定性の良いコイルとするために比較的高い銅比9となっている。さらにその両側面には冷却のための幅約1.6mm、深さ0.7mmの溝が2本ずつ掘ってある。この溝加工をすることにより、冷却面積が溝なしの場合と比べて約2倍となる。

図2-2-2、図2-2-3には、それぞれコイルの断面およびパンケーキ間のFRP板の配置の様子を示す。巻き線部は10個のダブルパンケーキからなり、パンケーキ当りのターン数は58ターンである。ターン間には0.2mm厚のエポキシガラステープが電気絶縁物として巻き込まれ、パンケーキ間には2.0mm厚のFRP板が電気絶縁と冷却流路を作ることとを目的として放射状に置かれている。このFRP板によるパンケーキ面のカバー率は約30%である。各ダブルパンケーキは積層され、その両面に12mm厚SUS304L側板を用意し通しボルトにて締付け一体化した後、ヘリウム容器に収納されている。

このヘリウム容器はSUS304L製で、図2-2-4に示すようにコイルを収納する円筒部の他、液体ヘリウム貯槽部、安全弁、電流リード、予冷ヘリウム注入口、液体ヘリウム注液口、ヘリウム回収口と計測線取合口を備えている。この容器の液体ヘリウム貯液量はコイルを収納した状態で82ℓであり、そのうちコイルより上部の液体ヘリウム貯槽部の貯液量は26.8ℓである。この量は、後で詳しく述べるがヘリウム系への熱負荷と冷凍システムの能力から決められた。

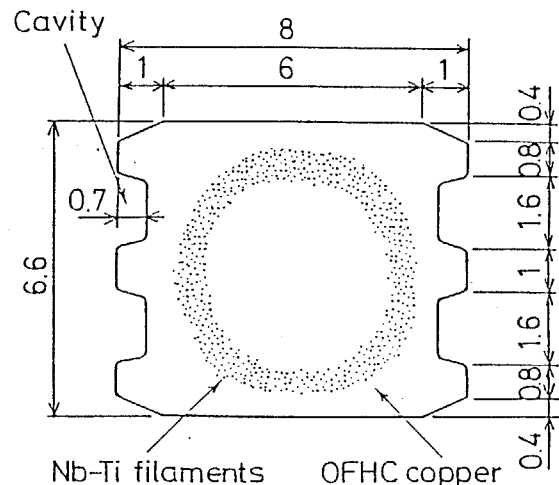


図2-2-1 本超電導線の断面図

Winding shape	Circular
Winding concept	Double pancakes
Cooling concept	Pool cooling at 4.2 K
Rated current	2550 A
Average current density	37.5 A/mm ²
Winding inner diameter	500.0 mm
Winding outer diameter	1288.8 mm
Winding length	200.0 mm
Magnetic field at the central axis of the disk	4.7 T
Magnetic field at the anode	4.3 T
Magnetic field at the cathode	3.4 T
Maximum magnetic field	7.0 T
Number of turns	1160
Electromagnetic attractive body force	336 tons
Self inductance	1.0 H
Mutual inductance	0.19 H
Stored energy	8 MJ
Superconductor	
Material	NbTi monolith
Conductor size	6.6 x 8.0 mm ²
Critical current	3300 A (at 7 T)
Diameter of filament	70 μm
Copper - non copper ratio	9

表2-2-1 F U J I - 1 の超電導磁石および超電導線の諸元

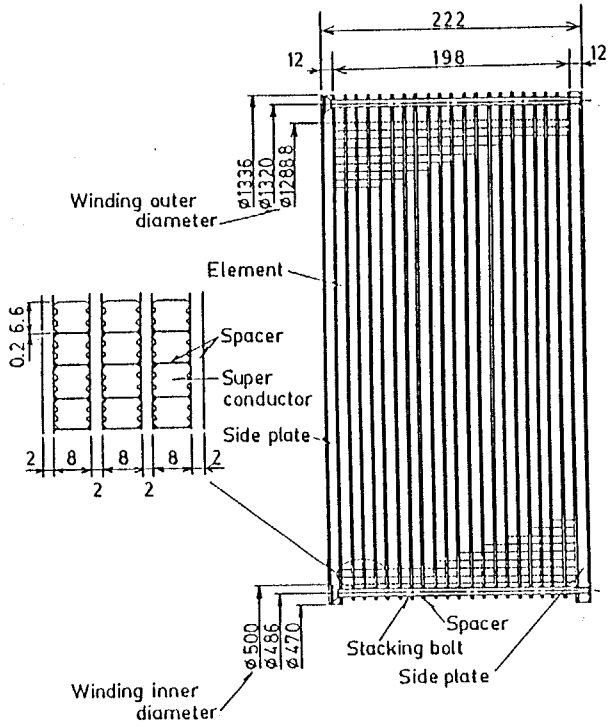


図2-2-2 本コイルの断面図

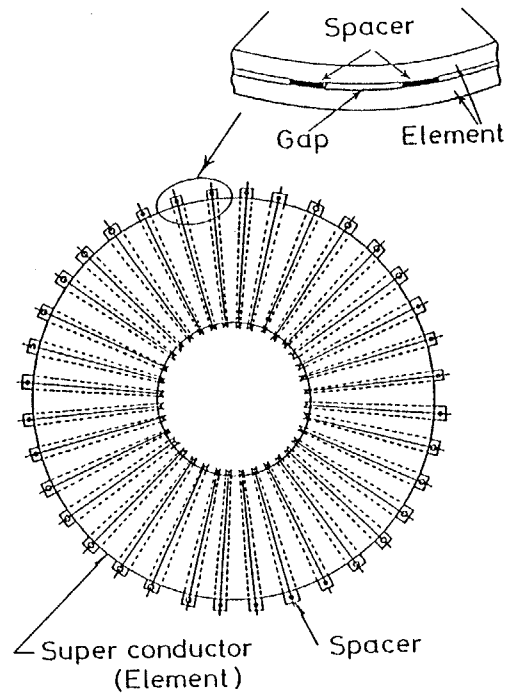


図2-2-3 パンケーキ間のFRP板の配置の様子

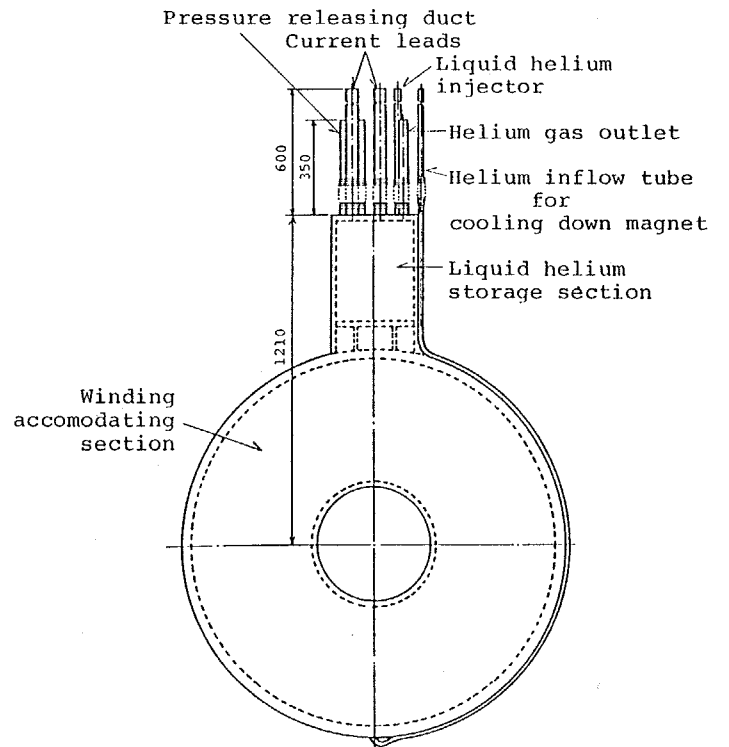
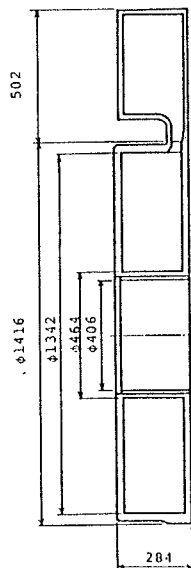


図2-2-4 ヘリウム容器の概略図

2-3 磁界解析

本磁石の設計はコイルの寸法を決めることから始った。その決定基準として、要求される磁界強度を満足するコイルの中で、その体積が最小であるものということの本設計では選んだ。コイルの寸法を決めるためには、そのコイルがMHD発電流路内に要求磁界を発生するか否かを確かめなければならない。そのためにはコイルに通電する定格電流を決めておく必要がある。すなわちコイルの電流安定性について考察をしておかなければならず、超電導線の電流特性やコイルの寸法などが必要になる。したがってコイル寸法を決めるためには、磁界解析と電流安定性解析を同時に行うことが必要で、コイル寸法と定格電流は同時に求められるものである。

そこでこの節では、本設計の第一段階である磁界解析について述べる。この解析と次節で述べる電流安定性解析により本コイルの形状を決定し、MHD発電流路内、コイル近辺の磁界さらにFUJI-1実験棟内の漏洩磁界を求める。

本解析では超電導線の中心に線状円電流が流れると仮定し、各ターンの電流が作る磁界を重ね合わせて各々の場所の磁界を求めている。つまり図2-3-1に示すように円筒座標 r, ψ, z の原点を線状円電流の中心に選び、角度 ψ は z 軸と磁界を求める点とを通る平面からはかるとすると、磁界の各成分は

$$B_{\psi} = 0$$

$$B_r = \frac{J}{C} \frac{2z}{r \sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \left[-K + \frac{a^2 + r^2 + z^2}{(a-r)^2 + z^2} E \right]$$

$$B_z = \frac{J}{C} \frac{2}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \left[K + \frac{a^2 - r^2 - z^2}{(a-r)^2 + z^2} E \right]$$

と書ける。ここで K, E は第1種、第2種の完全楕円積分であり、 $\psi = \pi + 2\theta$ によって導入される変数 θ を用いて

$$K = \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \theta)^{-1/2} d\theta$$

$$E = \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \theta)^{1/2} d\theta$$

$$k^2 = \frac{4ar}{(a+r)^2 + z^2}$$

と表わされる。この計算式を使い、コイル外径および長さを変化させて繰返し計算し、

コイル寸法を求める。

その寸法のコイルが、定格電流通電時に発電流路内およびコイル近辺に発生する磁界(軸方向成分)分布をそれぞれ図2-3-2,図2-3-3に示す。発電流路内では、アノード部と第1カソード部でそれぞれ要求磁界である4.3T、3.4Tが得られ、ディスク中心から半径方向に遠ざかるにしたがって減少する分布をしている。また最大経験磁界7.0Tはコイルの最内周に発生する。

FUJI-1実験装置内の漏洩磁界もこの計算式で求めることができ、図2-3-4に示すようになる。この図は天井から下を見た図で、床面での磁界を示している。コイルの中心は床面より上方1.8mのところにある。厳密には、実際のFUJI-1内の磁界分布は磁性体などの影響でかなり複雑で、細かな部分はこの図と多少異なる。図2-3-5にはFUJI-1の制御計測室内の磁界の様子を示す。この部屋における最大磁界は28.9ガウスであり、磁石から遠く離れるほど急激に磁界が小さくなる。

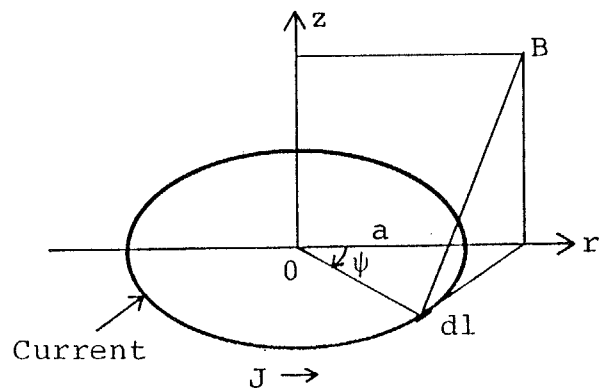


図2-3-1 磁界解析で仮定した座標系

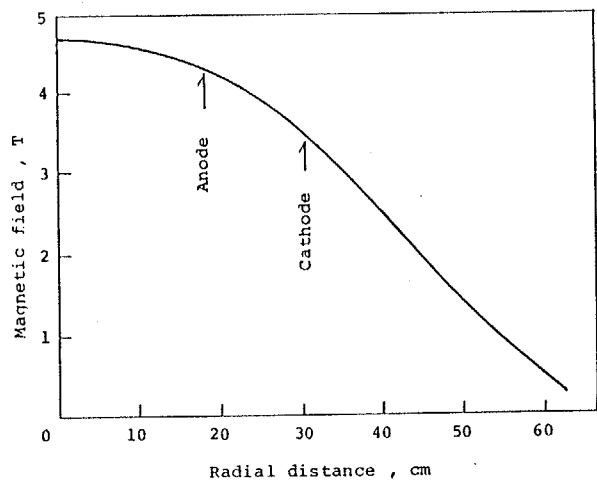


図2-3-2 発電流路内の半径方向磁界分布

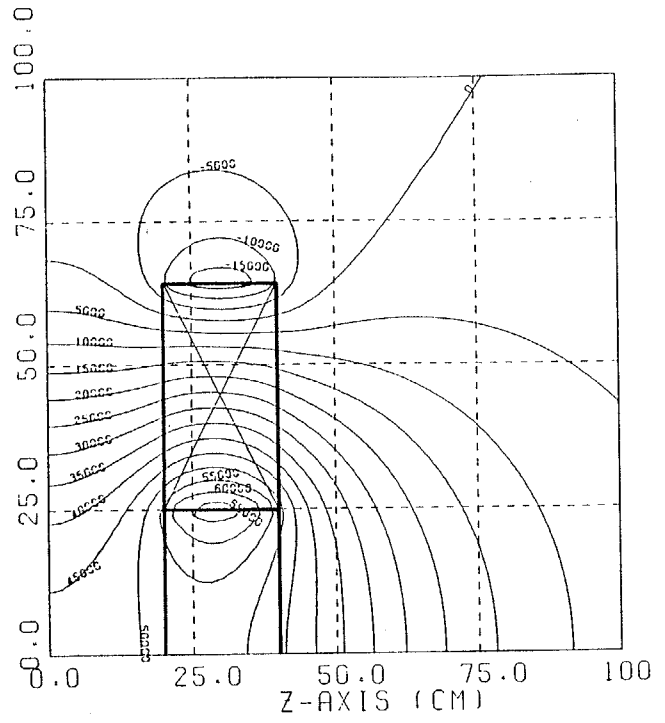


図2-3-3 コイル近辺のz方向成分磁界の分布

(等高線中の数字の単位はガウス)

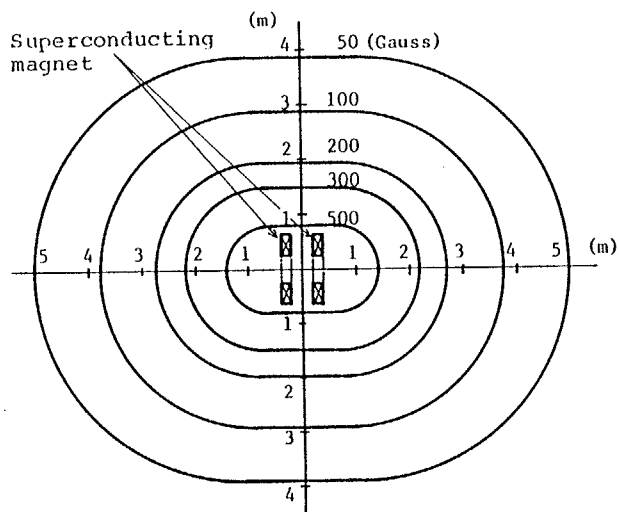


図2-3-4 FUJI-1 実験装置内の
漏洩磁界分布
(等高線中の数字の単位はガウス)

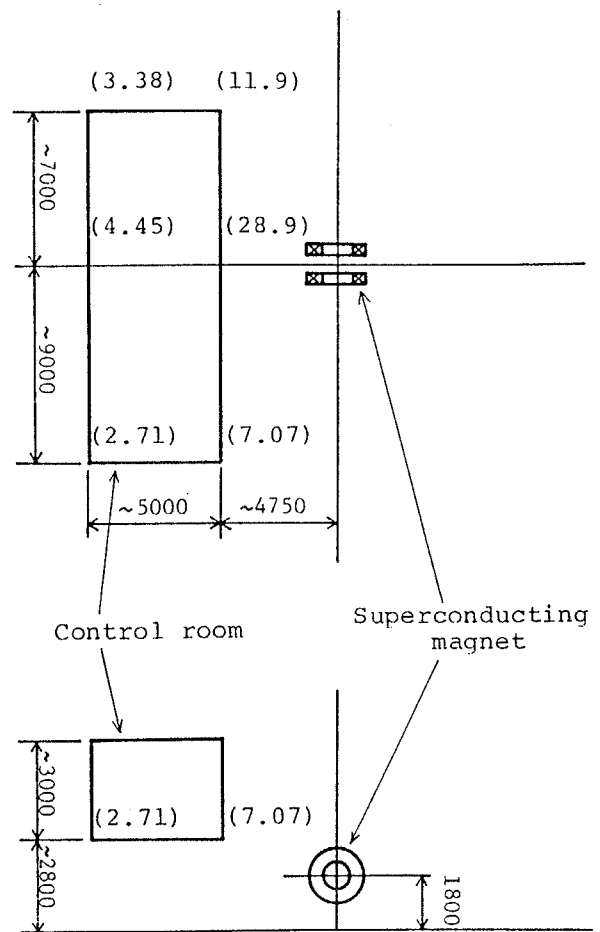


図2-3-5 FUJI-1 の制御計測室内の
磁界の様子
(括弧内の数字の単位はガウス)

2-4 電流安定性解析

本磁石の定格電流値を決めるために、コイルの電流安定性について解析を行った。ここではコイルの安定条件として、本コイルが比較的大きくなることから、Maddockの”等面積法”の低温端回復安定³⁾を選択した。

本超電導線のように、多量の安定化銅を付加した複合導線では、ある温度以上になると電流の一部がその銅に分流し、ジュール発熱が生じる。超電導体の臨界電流値 I_{sc} が温度 T に対して一次関数で減少すると仮定すると、つまり

$$I_{sc} = I (T_c - T) / (T_c - T_0)$$

であるとする、導線の温度が T のときの、単位冷却面積当りのジュール発熱量 $G(T)$ は、

$$G(T) = \frac{I^2 \rho_c}{1 - \chi} \frac{(T - T_0)}{(T_c - T_0)} \frac{1}{A_c S_c}$$

で表わすことができる。ここで、 T_0 は電流が安定化銅に分流し始める温度、 T_c は全電流が安定化銅に流れ始める温度、 χ は導線中の超電導体の体積比、 I は導線に流れる電流、 ρ_c は安定化銅の比抵抗、 A_c は導線の断面積、 S_c は導線の冷却濡れぶち長さである。一方ヘリウムによる導線の単位冷却面積当りの冷却熱量を $C(T)$ とすると、 $G(T)$ と $C(T)$ の関係は一般に図2-4-1に示すようになる。この図中において $C(T)$ はいわゆるヘリウムの定常沸騰熱伝達曲線であり、導線の電流 I により変化しないが、 $G(T)$ 、 T_0 、 T_c の値は I により変化する。そして

$$\int_{T_1}^{T_2} \{C(T) - G(T)\} dT \geq 0$$

ならば、一度発熱した導線は、やがて発熱前の温度に回復する。この式において等号が成り立つときの I の値を低温端回復電流値 I_r とよぶ。

この I_r と、短尺臨界電流値 I_c の磁界特性の試験結果および本コイルの負荷直線を図2-4-2に示す。この図から、本設計では定格電流値 I_{op} を、 I_r より少し小さな値である2550Aに決めた。実際に模擬導体を用いて実験的に得られた定格電流通電時のジュール発熱特性と導体冷却面のヘリウム定常沸騰熱伝達特性を図2-4-3に示す。定格電流値 < 低温端回復電流値であるため、この図中の面積 S_1 、 S_2 は $S_1 > S_2$ となっている。

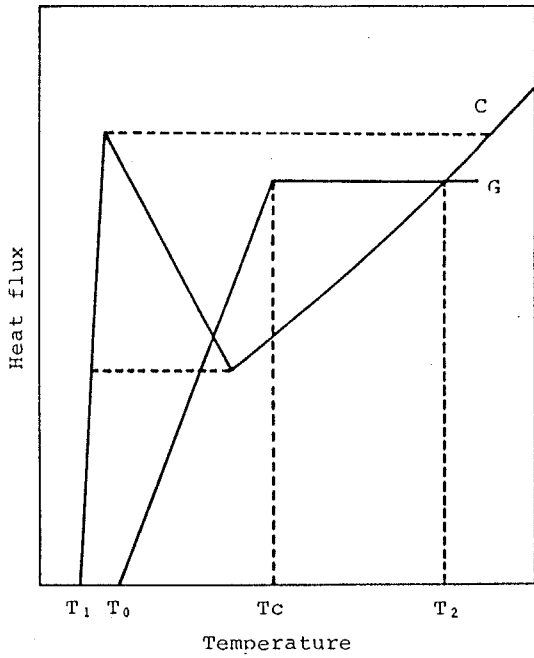


図2-4-1 導線のジュール発熱曲線Gと液体ヘリウムの冷却曲線C

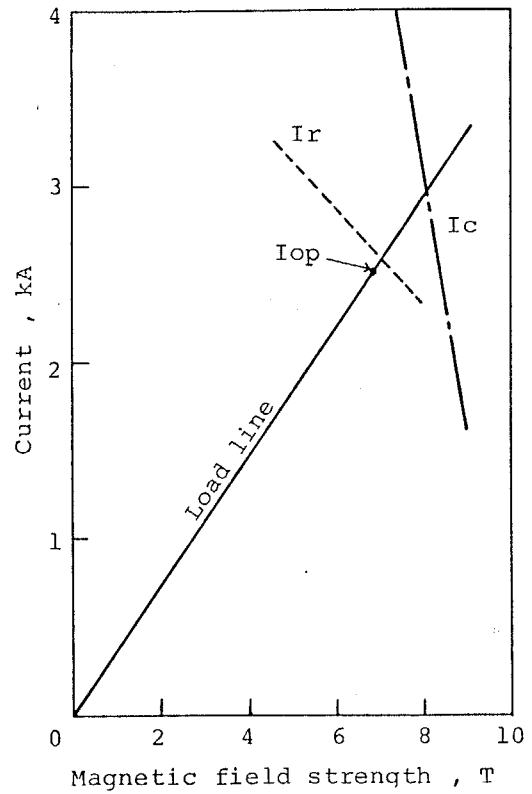


図2-4-2 低温端回復電流 I_r と短尺臨界電流特性 I_c およびコイルの負荷直線 (I_{op} は定格電流値 = 2550 A)

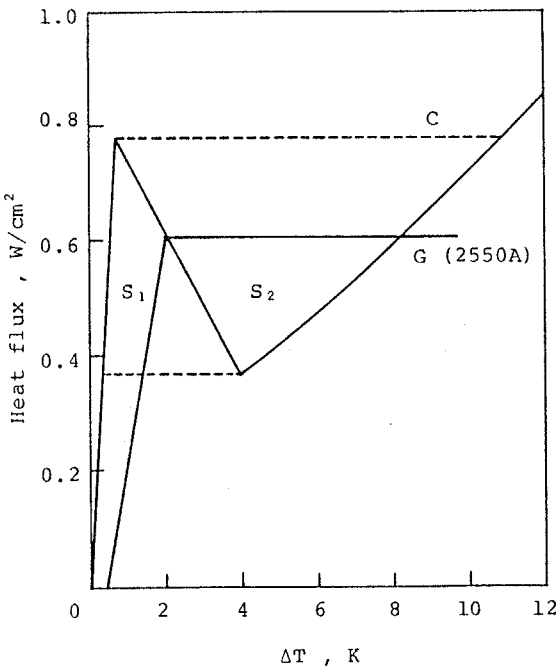


図2-4-3 模擬導体を用いて実験的に得られた定格電流通電時のジュール発熱特性Gと、ヘリウムの定常沸騰熱伝達特性C

2-5 強度解析

これまでの解析でコイルについての電氣的な量が求まる。そこで次に機械的な強度について考察を行うために、定格電流通電時におけるコイルと電磁力支持部の変位や、それらの各部に作用する応力を、東工大情報処理センター提供の有限要素法による構造解析汎用プログラムCOSMOS6を用いて計算した。

本磁石の構造は図2-5-1に示すようになっており、コイルはヘリウム容器に収められ、さらに真空容器で囲まれている。本磁石の特徴であるこの2つの容器の間の電磁力支持構造部は、コイル外周部と内周部に2箇所あり、FRPとSUS304の円筒を組み合わせることで伝熱距離を長くし、そこからの侵入熱を抑える工夫がしてある。ここで使用されているFRPの種類はG-10と同等品であり、図2-5-2に示すように厚さ0.2mmのグラスファイバークロスを15mmの厚さに積層しエポキシで固めたもので、このタイプのFRPは圧縮力に強い。

この支持構造部とコイルの断面を図2-5-3に示すように要素分割し、2次元軸対称問題として構造解析を行った。境界条件は、同図の節点1,2,3,4を固定、その他の節点は自由に動けるとした。本計算で解く釣合方程式は

$$[K] \cdot U = F$$

であり、Fは荷重ベクトルで

$$F = 2\pi R_l (I \times B)$$

によって表わされる。[K]は構造剛性行列であり、ここでは表2-5-1に示す値(4Kでの値)⁴⁾を用いた。この表中のコイルの剛性は、パンケーキ間の電気絶縁スペーサの空間占積率や銅とFRPの体積混合比を考慮した等価物性値である。

計算結果は図2-5-4に示すようになる。この図では変位を10倍に誇張してある。コイルの半径方向には膨張力が作用し最内周部で約0.084mm、最外周部で約0.063mm広がり、軸方向には圧縮力が働き約0.015mm縮む。コイル内に生じる歪は最内周部で最大となり 3.4×10^{-4} である。この値は本コイルの電流安定性を劣化させるには至らない大きさである⁵⁾。

次に本計算で得られたコイル最内周部、最外周部および電磁力支持部の各部に作用する応力を表2-5-2に纏める。ASME Codeに準拠すると、そこには許容応力値(S_m)は、常温と使用温度での0.2%耐力の2/3および引張り強さの1/2の中で最小のものとする⁶⁾ことが規定されているが、本解析では使用温度である4Kでの値を採用した。SUS304、

SUS304L、無酸素銅（OFHC）、FRP(G10)のその値（ S_m ）を表2-5-3に示す。この表と表2-5-2を比較すると各部に加わる応力はいずれも許容応力値以下となっていることがわかり、支持構造部は電磁力に対して十分な強度を有していると判断できる。

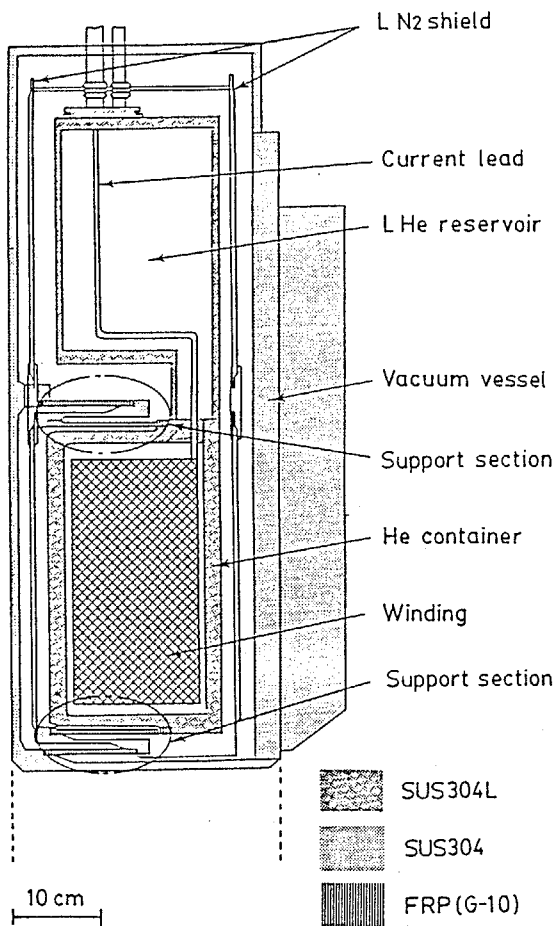


図2-5-1 本磁石の断面図

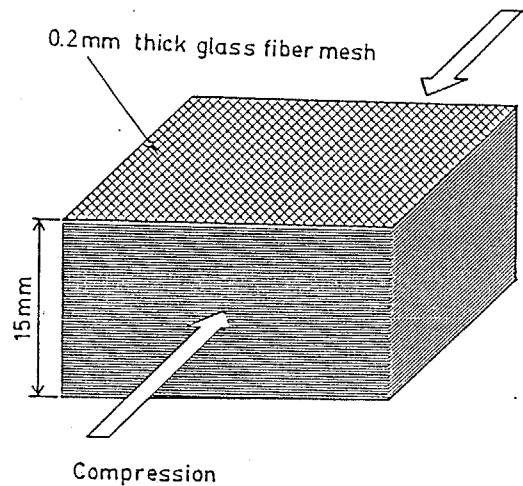


図2-5-2 電磁力支持構造部に用いられているFRP (G-10)

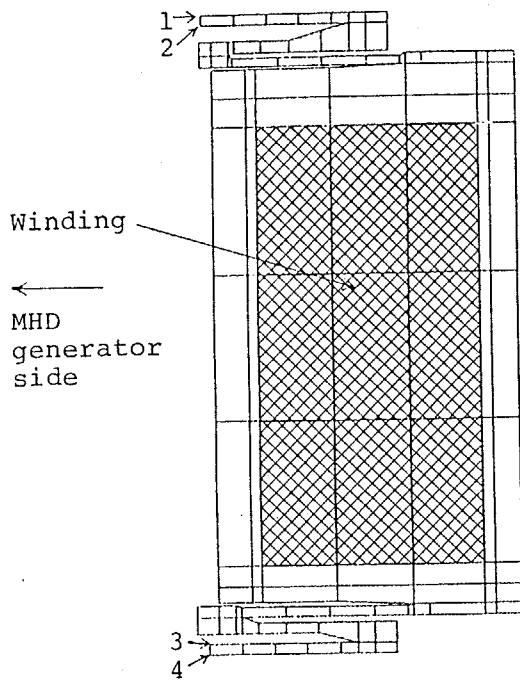


図2-5-3 電磁力支持構造部と
コイルの要素分割図

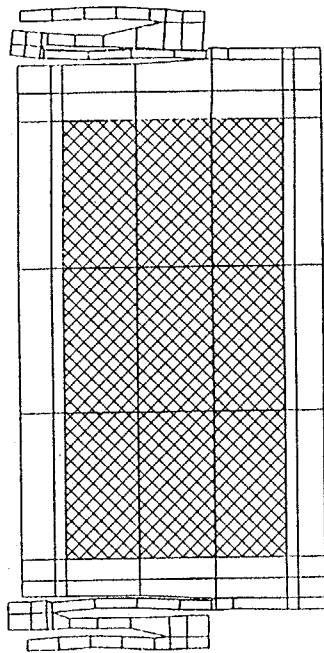


図2-5-4 定格電流通電時の電磁力支持
構造部とコイルの変形の様子
(ただし変位を100倍に誇張してある)

Material	Properties	
SUS 304L	E	2.020×10^{11}
	G	7.924×10^{10}
	N	0.275
OFHC	E	1.383×10^{11}
	G	5.198×10^{10}
	N	0.33
FRP	E	1.961×10^{10}
	G	6.865×10^9
	N	0.3
Winding	E_{θ}	9.427×10^{10}
	E_r	8.563×10^{10}
	E_z	2.417×10^{10}
	$G_{r\theta}$	3.219×10^{10}
	$G_{\theta z}$	3.545×10^{10}
	G_{zr}	3.220×10^{10}
	$N_{r\theta}$	0.328
	$N_{\theta z}$	0.251
	N_{zr}	0.242

表2-5-1 構造解析で用いた材料物性値
(4 Kでの値)

E - 縦弾性係数 ; Pa
 G - 横弾性係数 ; Pa
 N - ポアソン比
 θ - 円周方向成分
 r - 半径方向成分
 z - 軸方向成分

No.	Supporting structure components	Material	Stress (Pa)
1	Vacuum vessel outer ring	SUS 304	4.3×10^7
2	FRP outer ring (1)	FRP (G10)	-4.5×10^7
3	SUS outer ring	SUS 304	4.6×10^7
4	FRP outer ring (2)	FRP (G10)	-6.8×10^7
5	Helium vessel outer ring	SUS 304L	2.2×10^7
6	Vacuum vessel inner ring	SUS 304	8.1×10^7
7	FRP inner ring (1)	FRP (G10)	-1.1×10^8
8	SUS inner ring	SUS 304	1.1×10^8
9	FRP inner ring (2)	FRP (G10)	-1.2×10^8
10	Helium vessel inner ring	SUS 304L	6.3×10^8
11	Superconductor of outer winding	NbTi, Cu	1.1×10^7
12	Superconductor of inner winding	NbTi, Cu	4.1×10^7

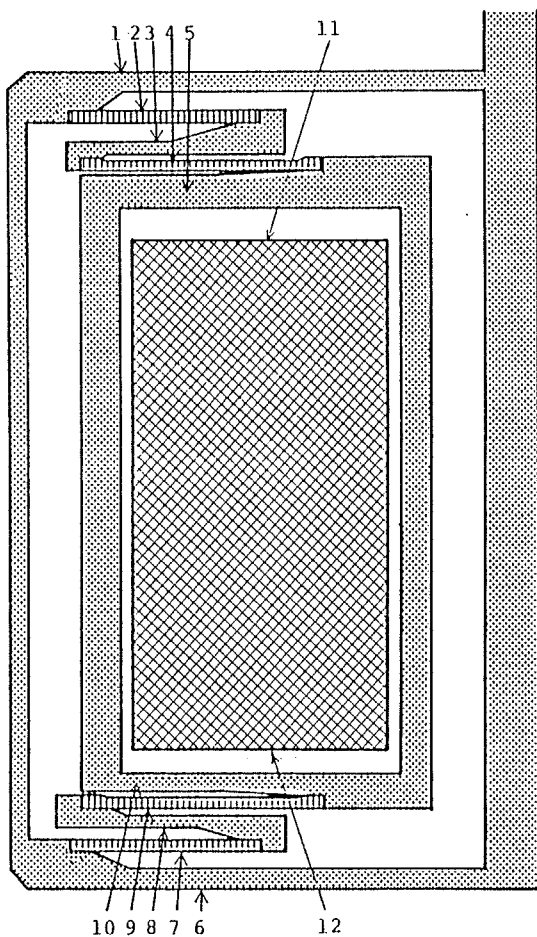


表2-5-2 定格電流通電時に各部に誘起される応力値
(-の数値は圧縮応力を示す)

Material	Sm (Pa)
SUS 304	2.65×10^8
SUS 304L	2.69×10^8
OFHC Cu	1.24×10^8
FRP (G10)	3.74×10^8

表2-5-3 各材料の4 Kでの許容応力値
 (OFHCは10%冷間引抜材)
 (FRPは圧縮強度)

2-6 熱設計

本磁石のためのヘリウム冷凍液化機的能力などを決めるために、次に示す計算式によって本コイルへの熱負荷を求めた。

・放射⁶⁾

$$Q = kEA_1(T_2^4 - T_1^4) \quad E = \frac{e_1 e_2}{e_1 + \frac{A_1}{A_2}(1 - e_2)e_1}$$

・真空容器内の残留気体による伝導⁷⁾

$$Q = 2.42 \times 10^{-4} \frac{(\gamma + 1) \xi P_g (T_2 - T_1) A_1}{(\gamma - 1) \sqrt{M(T_1 + T_2)/2}}$$

・熱伝導

$$Q = \frac{A_l}{l} \int_{T_1}^{T_2} \lambda dT$$

・ジュール発熱

$$Q = I^2 R$$

常温の真空容器から電磁力支持構造部を通してヘリウム容器に到達する侵入熱は、図2-5-1に示したようにまずFRPの円筒を通り、次いでSUS304の円筒（この円筒は液体窒素アンカーがとってある）、そして最後にFRPの円筒を経なければならない。この間の伝熱距離は約40cmであり、コイル外周部と内周部の2箇所からの侵入熱は約4.0Wと比較的小さい値となる。その他の熱負荷も纏めると表2-6-1のようになる。この表からわかるように、本コイルへの熱負荷の中で最も大きいのは電流リードからの6W（定格電流通電時）である。これは熱負荷全体の約40%を占める。

またコイル2個分の熱負荷は31Wであり、ヘリウム蒸発量に換算すると43.4ℓ/hである。つまりこれ以上の液化能力を有する液化機を備えれば定格電流通電での連続運転が可能であるが、FUJI-1での1回のブローダウン実験に要する磁界の印加時間は1分間であるため、そのように大きな能力の液化機は必ずしも必要でない。しかし、本磁石に通電可能なだけの量の液体ヘリウムをヘリウム容器内に貯液できる時間を10時間以上（この間にブローダウン発電実験が最大3回できる）とするために、本磁石の冷却用として液化能力34ℓ/h、冷凍能力92W（at 4.6K）のヘリウム冷凍液化機が選ばれ、ヘリウム容器のコイルより上部の液体ヘリウム貯槽部の容積は26.8ℓとし、さらに冷凍システムには内容積が1000ℓのヘリウムデュワーが設置された。

	Items	Heat leak (W)
Radiation	L N ₂ shield panel	0.66
Conduction	Winding supports	4.53
	Leads for measurement	0.74
	Others	2.15
Joule heat	Current lead	6
	Helium level indicator	0.81
	Others	0.6
Total		15.49

表2-6-1 コイル1個への熱負荷

2-7 ヘリウム冷凍液化システムと初期冷却解析

本磁石の冷却は、図2-7-1に示すヘリウム冷凍液化システムを使って次の手順で行われる。初期冷却を開始する前に、まずヘリウムデュワーに約1000ℓ液化しておく。そして初期冷却の第1段階は、冷凍モードの冷凍液化機により冷凍されたヘリウムガスをコイル下部から取り入れコイル上部から取り出すことにより行われる。コイルの温度が20K以下になると第2段階として液体ヘリウムをデュワーからコイルへ移送する。蒸発したヘリウムはガスバッグに一旦貯められ、回収圧縮機によって精製機を介して純カードルに圧縮充填される。

その初期冷却に要する時間や、その過程におけるコイル内の温度分布およびその経時変化を、差分法によって計算した。本コイルの冷却重量は、コイル（2個）3.2トンとヘリウム容器（2個）2.0トンの合計5.2トンである。

図2-7-2(a)と図2-7-2(b)は、それぞれこの計算に用いたモデルの、ヘリウムガスの流れ方向およびそれに垂直方向の要素分割を示す。冷媒であるヘリウムガスはコイルの最下部、つまり要素番号10と110の間から流入して、左右対称にそれぞれ9分割された要素内を通り、コイルの最上部つまり同図の要素番号90と190の間で合流し流出するとする。また冷却物はコイル（無酸素銅、FRP）とヘリウム容器（SUS304L）のみとし、その容器についてはコイル内周部、外周部、左右側面部の4つの部分に要素分割した。ヘリウムガスの流量は冷凍液化機的能力から4g/sとし、その入口での温度はステップ状に変化し、そのステップ形状は冷却による温度分布の不均一さから生ずる熱収縮応力が過大にならないように考慮して仮定した。

ヘリウムガスと、コイルおよびヘリウム容器間の熱伝達は、実際には乱流熱伝達と思われるが、ここでは計算の簡単化のために層流熱伝達を仮定して、ヌッセルト数Nuを円管内層流熱伝達のうち最も乱流熱伝達に近い値である3.65とし、熱伝達係数 α は

$$\alpha = \lambda \text{Nu} / D_e$$

とした。さらに各要素間の熱結合つまり要素 N_i と N_j の間の熱通過率は

$$U_{ij} = A_{ij} \{ (l_i / \lambda_i) + (l_j / \lambda_j) + (1 / \alpha_{ij}) \}^{-1}$$

で表わし、この U_{ij} を使うと、要素 N_i の温度の時間変化は次式で求められる。

$$\partial T_i / \partial \tau = (1 / \rho_i C_i V_i) \sum_{ij} U_{ij} (T_j - T_i)$$

このとき熱伝導率 ρ_i と比熱 C_i は極低温では温度に大きく依存するため、これらの値

はエイトキン・ラグランジュ法により温度の関数として補間近似した。上式を用いて各要素の温度の経時変化を計算した結果を図2-7-3に示す。この図から、130時間あれば十分初期冷却が可能であることがわかる。

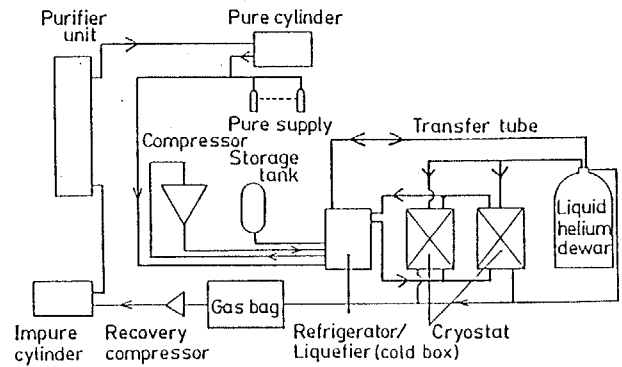


図2-7-1 冷凍液化システムのシステム図

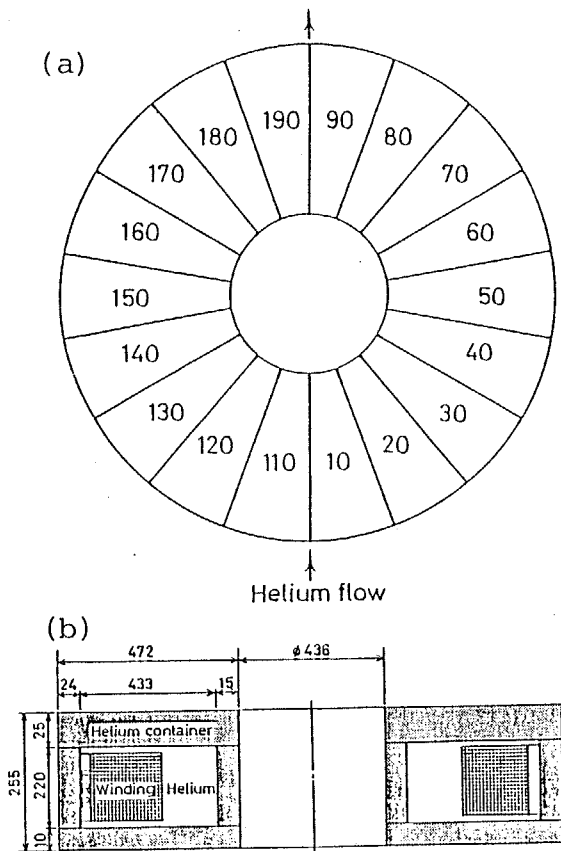


図2-7-2 初期冷却解析で仮定した冷却物の要素分割図
 (a) ヘリウムの流れ方向
 (b) ヘリウムの流れに垂直な方向

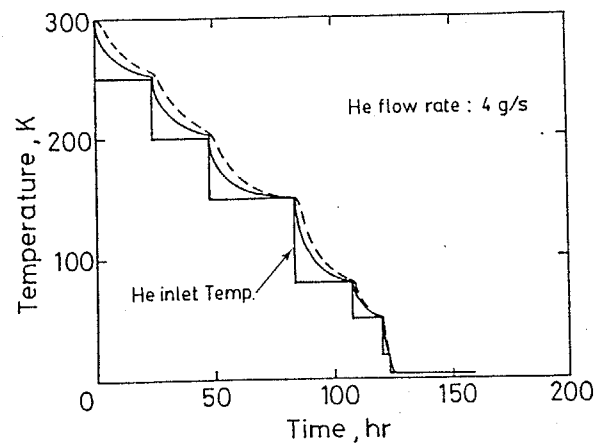


図2-7-3 初期冷却曲線の計算結果
 — はコイル最下部の温度
 ---- はコイル最上部の温度

2-8 コイル保護とクエンチの検出

本設計の最終段階として、磁石がクエンチした場合のコイル保護に関する考察を行った。本磁石では図2-8-1に示す保護回路が採用されている。この回路において、励磁中にコイルがクエンチしスイッチSが開き、保護抵抗R (0.2Ω)で放電させた場合のコイルの温度上昇を計算した。

コイルにとって最も厳しい運転条件として、定格電流値で励磁している場合を考える。また安全サイドの結果を得るために、冷却効果を無視しコイルは断熱されているとする。このとき、クエンチ後の常電導部における熱の平衡は次のように書ける。

$$J_c(\tau)^2 \rho(T) - C_c(T) \frac{dT}{d\tau} = 0$$

ここで $J_c(\tau)$ と $C_c(T)$ はそれぞれ安定化銅の電流密度と超電導線の比熱であり、電流は安定化銅だけを流れるが、ジュール熱は導線全体で吸収されると仮定している。この式を変形すると、ジュール発熱による導線の最高温度 T_m ($\tau = \infty$ における常電導部の温度) は

$$\int_0^{\infty} J_c(\tau)^2 d\tau = \int_{4.2}^{T_m} \{C_c(T)/\rho_c(T)\} dT$$

から求められる。 $J_c(0) = J_{c0}$ とし、電流の減衰波形を時定数 ϕ の指数関数と仮定すると、この式の左辺は次のように書ける。

$$\int_0^{\infty} J_c(\tau)^2 d\tau = J_{c0}^2 \int_0^{\infty} \exp(-2\tau/\phi) d\tau = J_{c0}^2 \phi / 2$$

本回路では ϕ は

$$\phi = L/R$$

であり、Lは表2-2-1から2.38H、またクエンチによってコイル内に発生する抵抗は保護抵抗に比べ十分小さいので無視し、Rを保護抵抗の0.2Ωとすると、コイルの最高温度 T_m は31Kとなる。したがって、本コイルがクエンチし放電モードになり、導体が液体ヘリウムと断熱状態になったと仮定しても、コイルが損傷する恐れはないことがわかる。

ディスク型MHD発電機と本磁石を組み合わせた場合、発電時に発電流路内に生じるファラデー電流の強さの変動と空間変動が本コイルにアンバランス電圧を誘起させる。これは大きな電磁氣的雑音を発生する発電機を2個のコイルの間に挟むMHD発電機用超電導磁石にとって、クエンチ検出の見地からも注目に値することであり定量的にその電圧がどの程度になるかを知ることは、実際にクエンチが生じた時に発生す

るアンバランス電圧と区別するために必要なことである。

その電圧 V_c はコイルとファラデー電流の相互インダクタンス L_{fc} とファラデー電流の時間変化 $di/d\tau$ を使って

$$V_c = L_{fc} \frac{di}{d\tau}$$

と書き表せる。ここで L_{fc} はファラデー電流とコイルの位置関係によって決まる。FU 11-1におけるこの電流についての測定データがないことから、 L_{fc} を求めるために、この電流はMHD発電流路内で対称性の悪い位置すなわち図2-8-2に示すように中心からCoil Bのほうに1.5cmずれた半径245mm（アノード部と第1カソード部の中央）の線状円電流とした。その円電流とコイル中の1ターンの相互インダクタンスを各ターン全てについて合計すると L_{fc} が求まり、図2-8-3に示す記号を用いるとNeumannの公式から

$$L_{fc} = \sum_i \left[\mu_0 \sqrt{a_i b} \left\{ (2/k - k)K - 2/k \cdot E \right\} \right]$$

$$k^2 = \frac{4a_i b}{(a_i + b)^2 + d_i^2}$$

$$K = \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \theta)^{-1/2} d\theta \quad E = \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \theta)^{1/2} d\theta$$

と書き表される。本仮定ではCoil AおよびCoil Bとの L_{fc} は、それぞれ $1.50 \times 10^{-4} \text{ H}$ 、 $1.67 \times 10^{-4} \text{ H}$ となる。そこで、それぞれのコイルに誘起される両端電圧の差 V_{2-1} は

$$V_{2-1} = (1.67 \times 10^{-4} - 1.50 \times 10^{-4}) \frac{di}{d\tau} = 1.7 \times 10^{-5} \frac{di}{d\tau}$$

となる。ここで $di/d\tau$ の値は、ブローダウン発電実験時に得られた電極間電圧のデータ⁸⁾を参考にすると安全サイドに見積って 10^4 (A/S) 程度、またその電流の振動の周期は数KHzから10KHz程度となる。このことから、アンバランス電圧の設定値を1V、検出時間を1秒程度とするとファラデー電流の変動によるアンバランス電圧とクエンチによるそれとを区別できることがわかる。そこで本磁石では1V以上のアンバランス電圧が1秒間続いたとき、保護回路が作動するようにした。

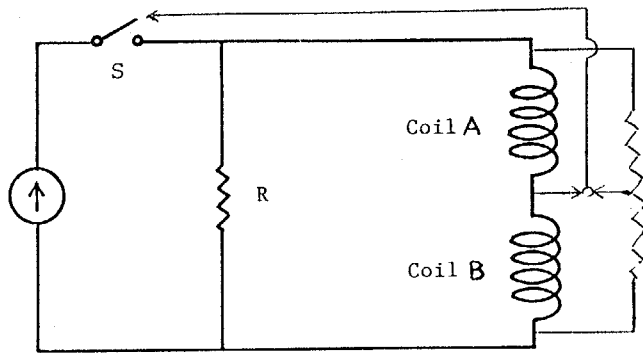


図2-8-1 磁石の保護回路

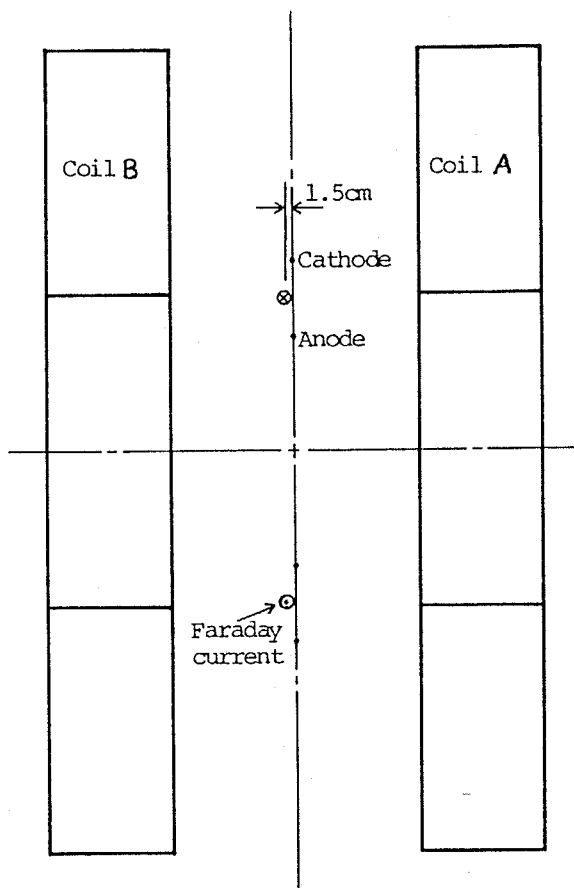


図2-8-2 コイル保護解析で仮定した
ファラデー電流

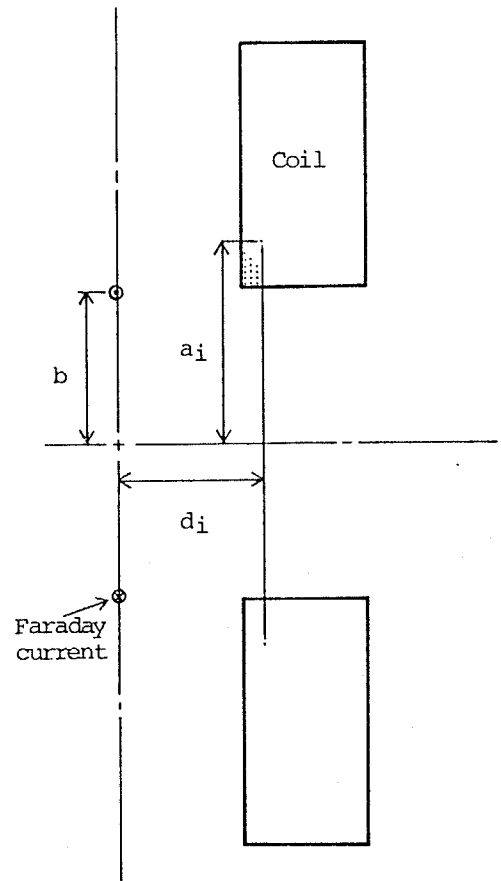


図2-8-3 コイル保護解析で仮定した記号

2-9 磁石の構造概略

以上の検討を基に設計、製作された本超電導磁石の外観概略図を図2-9-1に示す。磁石の高さは4012mmで、2個のクライオスタットの間には12本の直径100mmのSUS304電磁力支持棒が円周方向に等間隔で挟まれ、コイル間吸引力を支持する。またMHD発電流路など2個のクライオスタットに挟まれる部分の分解、組み立ての必要が生じた時のために、片側のクライオスタットはレールの上に置かれ可動式となっている。

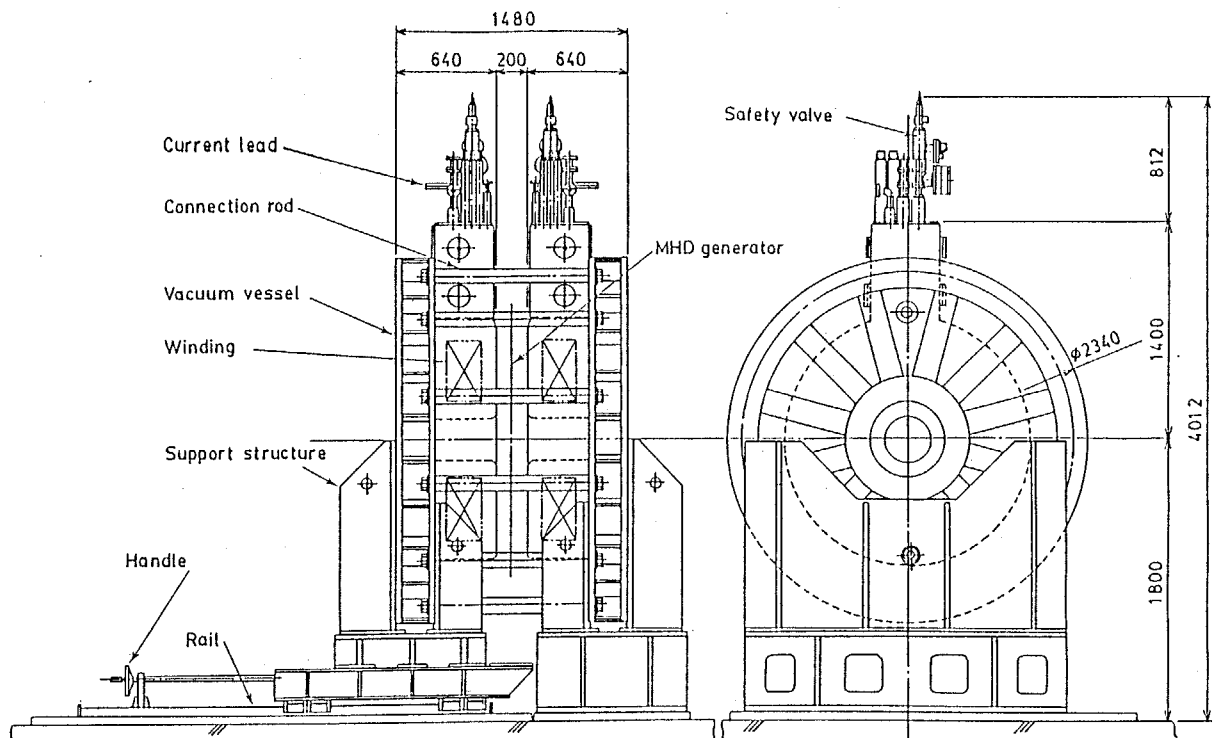


図2-9-1 F U J I - 1 に組み込まれた超電導磁石の外観概略図

2-10 東芝での性能試験

本磁石がFUJI-1に組み込まれる前の1984年2月に東芝において、FUJI-1に設置されたヘリウム冷凍液化機の約3倍の能力(100 l/h、200W at 4.6K)を有するものを使って、初期冷却と励磁試験が行われた。

この試験中には主に次の4項目について測定された。

- (1) 初期冷却中のコイルの温度分布およびその経時変化。
- (2) 発電路内の磁界分布。
- (3) クライオスタット間の電磁力支持棒の歪量。
- (4) 液体ヘリウム貯槽部内のヘリウム液面降下速度。

本磁石には、測温体とヘリウム液面計がヘリウム容器の図2-10-1に示す位置に取り付けられている。測温体としては、白金抵抗測温体、カーボンガラス抵抗測温体、銅コンスタantan熱電対が用いられている。これらの測温体はコイルに擾乱を及ぼす危険性があるため、直接コイルには貼り付けずヘリウム容器の外壁に貼り付けられている。また各測温体の測定精度を考慮して、銅コンスタantan熱電対は常温から77Kまで、白金抵抗測温体は常温から20Kまで、カーボンガラス抵抗測温体は30Kから4.2Kまでの温度範囲の測定に用いる。ヘリウムの液面計としては、ポイント式のカーボン抵抗液面計と超電導連続液面計の2種類がヘリウム貯槽部内に取り付けられている。前者はコイルに通電するための安全レベル内に液面があることを確認するためのものであり、後者は連続的に液面の位置の情報を得ることができ、液面降下速度つまりコイルへの熱負荷などを知るために用いる。またコイル間に誘起される吸引力を測定するために電気抵抗線式歪計が電磁力支持棒の表面に貼り付けられている。

初期冷却中の冷却曲線を図2-10-2に示す。この図から、約72時間で初期冷却が終了したことがわかる。両方のコイルで冷却曲線の様子が少し異なるが、これは両ヘリウム容器内でのヘリウムガスの流れ方が不均衡であったためであると考えられる。

この初期冷却に引き続いて、図2-10-3に示すような4つのモードからなる励磁試験が行われた。まず100A通電、次に100A遮断、そして1000A通電、最後に定格電流通電を30分間保持した後1000Aからの遮断試験である。モード1から3は主に測定計の較正およびコイルのトレーニングを目的としている。

100A通電時と定格電流通電時に、ホール素子によって発電路内の半径方向の磁界分布の測定を行った結果を図2-10-4に示す。定格電流通電時の測定では発電機の中

心で4.7T、アノード部で4.3T、カソード部で3.4Tが得られ、計算値と良い一致を示した。

また定格電流通電時にクライオスタット間の電磁力支持棒の歪量の測定が行われた。その値から算出されるコイル間の吸引力は330トンであり、計算値の336トンとほぼ一致する。本試験では低温支持部の歪量の測定を行っていないが、電磁力や磁界分布の測定結果が計算値と良く一致することから、解析結果と大きく異なるコイルの変形や移動は考えられず、電磁力に対する支持は解析通り行われていると言える。

液体ヘリウム貯槽部内の液面降下の様子は図2-10-5に示すようになった。点線は非通電時、実線は約1500A通電時であり、それらの傾きからコイル1個当りの熱負荷を算出すると、それぞれ8.3W、12Wとなりほぼ解析値通りであった。

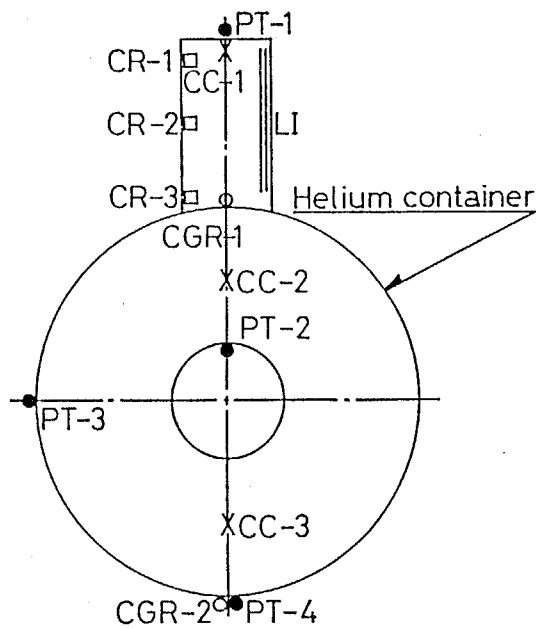


図2-10-1 ヘリウム容器に取り付けられた測温体と液面計

- - 白金抵抗測温体
- - カーボングラス抵抗測温体
- × - 銅・コンスタンタン熱電対
- - ポイント式カーボン抵抗液面計
- LI - 超電導連続液面計

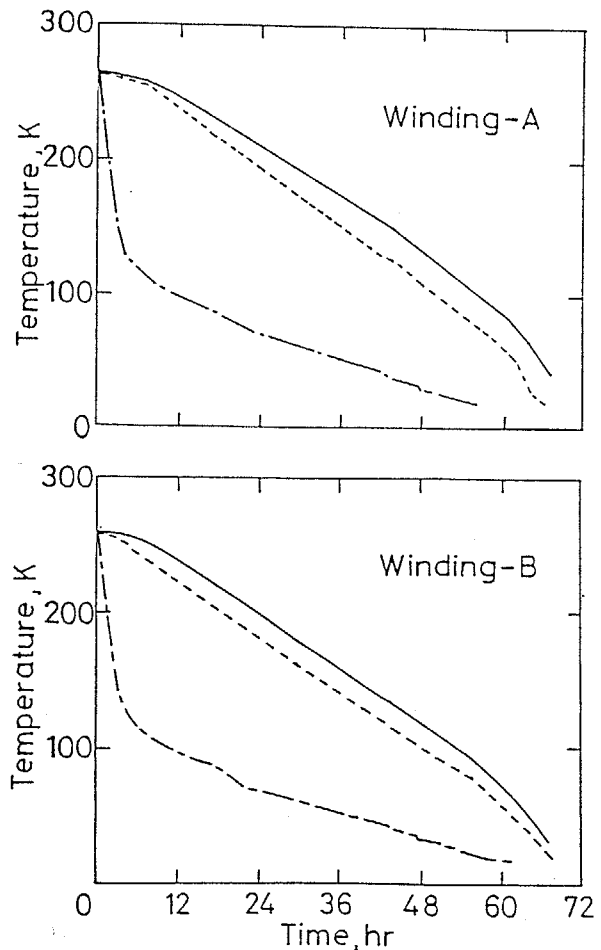


図2-10-2 東芝での初期冷却試験における冷却曲線
 — 図2-10-1中のPT-1の指示温度
 - - - 図2-10-1中のPT-3の指示温度
 - · - 図2-10-1中のPT-4の指示温度

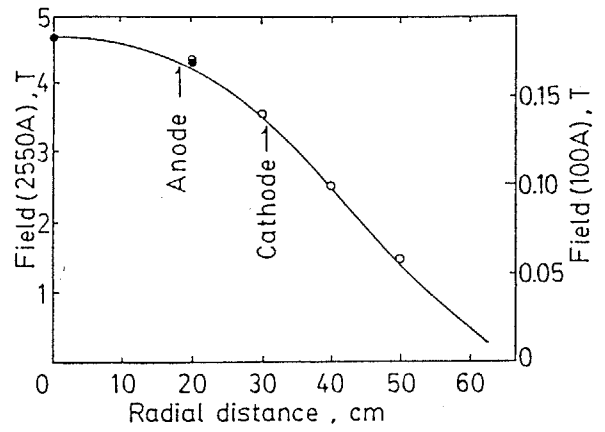


図2-10-4 発電流路内の半径方向の磁界分布測定結果
 ○ - 100A通電時,
 ● - 2550A通電時,
 — 計算値

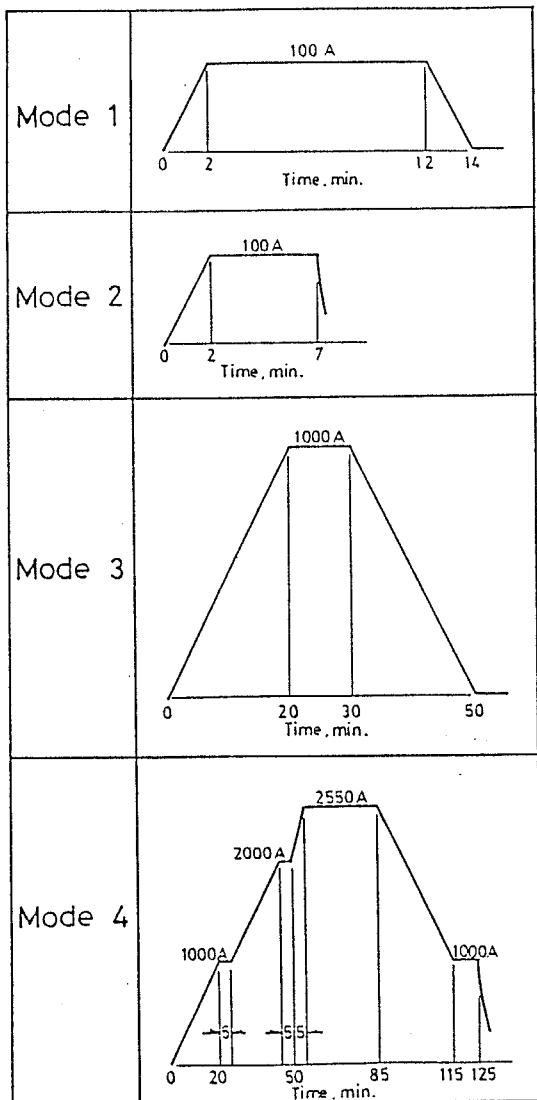


図2-10-3 東芝での励磁試験モード

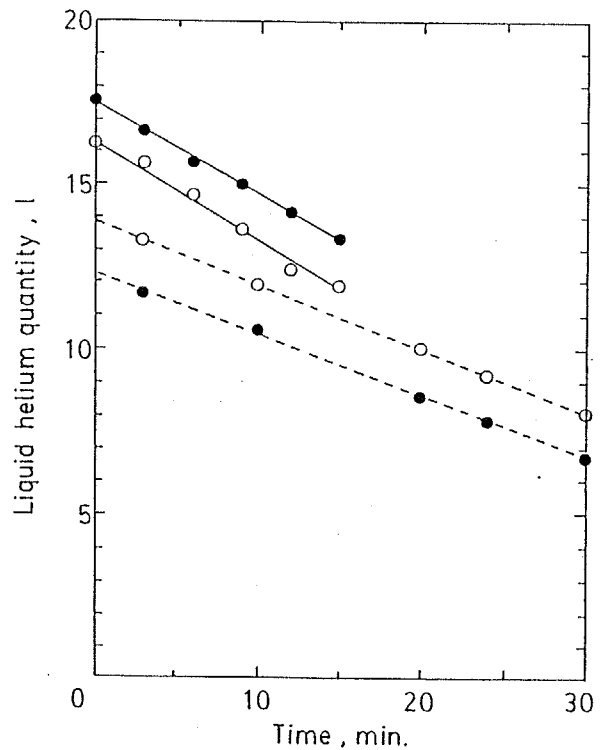


図2-10-5 東芝での励磁試験中における液体ヘリウム貯槽部内の液量の減少の様子
 — 1500A通電時
 - - - 非通電時
 ○-コイルA, ●-コイルB

2-11 東工大での性能試験

東芝で性能試験を終えた後、磁石は東工大に輸送され1984年3月にFUJI-1に組み込まれた。東工大での励磁試験では、特に漏洩磁界によるFUJI-1実験装置内の各機器（熱交換器、MHD発電機、シード注入装置など）、電気制御系、電磁弁への影響が調べられ、漏洩磁界に対する対策が取られた。

FUJI-1のヘリウム冷凍液化機および液体ヘリウム輸送管（トランスファーチューブ）は東芝で使用されたものとは異なるが、測温体や液面計の取り付け位置および初期冷却方法は、東芝での試験と全く同じである。

東工大における初期冷却曲線を図2-11-1に示す。この初期冷却に要した時間は約96時間で、解析で得られた値（130時間）の約75%である。この時間の短縮の原因として、この初期冷却過程ではヘリウムの入口温度が解析で仮定した値より低かったことが挙げられる。つまり解析では安全サイドの結果を得るためにヘリウム入口温度を50K程度の階段状に変化させているが、実際は冷却開始直後すでに、仮定した温度より遙かに低い100K近いヘリウムが注入されている。またコイル最上部と最下部の温度差が、解析結果に比べて大きくなっていることから、ヘリウム流量の見積りが実際より大きかったことも考えられる。

励磁試験は図2-11-2に示すように4つのモードで行われた。モード1と2は東芝での試験とほとんど同じであるが、モード3では1000A通電から定格電流通電までコイルの電流を50Aずつ増しては数分間保持し、その各段階でFUJI-1実験装置内の各機器および測定系への漏洩磁界の影響が調べられた。モード4では定格電流まで45分間かけて連続的に掃引され、定格電流通電状態を90分間保持し、その間に電気制御系や電磁弁などの作動の確認が行われた。制御計測室内にあるCRT画面には約10~20ガウスの磁界がかかり、画面の映像がゆがんだが電気制御系や電気機器の誤動作は確認されなかった。しかしFUJI-1実験装置内にある電磁弁などの電気機器には全て磁気シールドが施された。

図2-11-3は非通電時のヘリウム貯槽部内液体ヘリウムの減少の様子を示す。これからコイルへの熱負荷は9.0Wとなり、この値は東芝において得られた結果とほぼ等しい。東芝と東工大における性能試験中に測定されたコイルへの熱負荷、およびその解析値を纏めると表2-11-1のようになる。

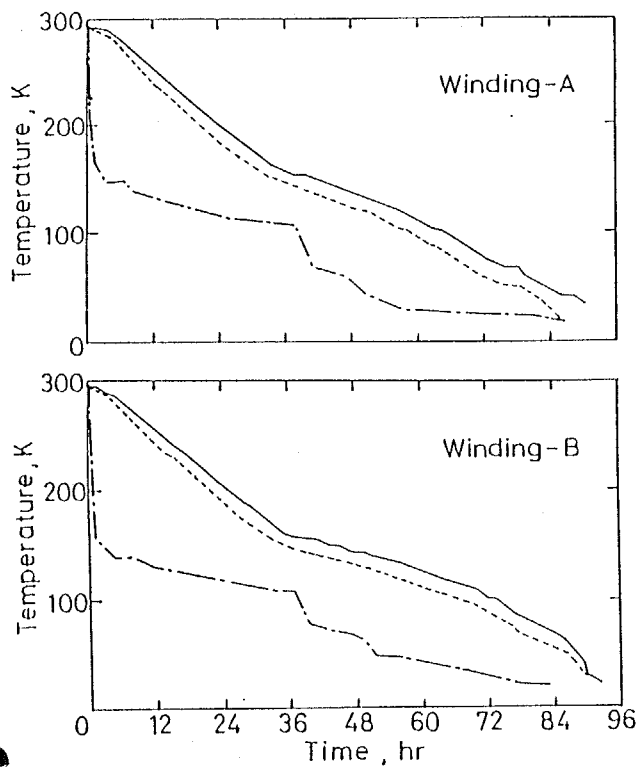


図2-11-1 東工大での初期冷却試験における冷却曲線
 — 図2-10-1中のPT-1の指示温度
 - - - 図2-10-1中のPT-3の指示温度
 - · - 図2-10-1中のPT-4の指示温度

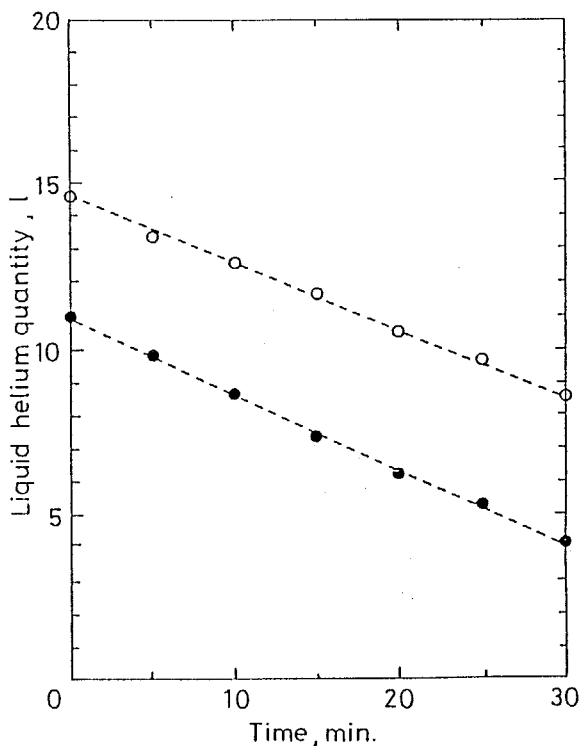


図2-11-3 東工大での非通電時における液体ヘリウム貯槽部内の液量の減少の様子
 ○-コイルA, ●-コイルB

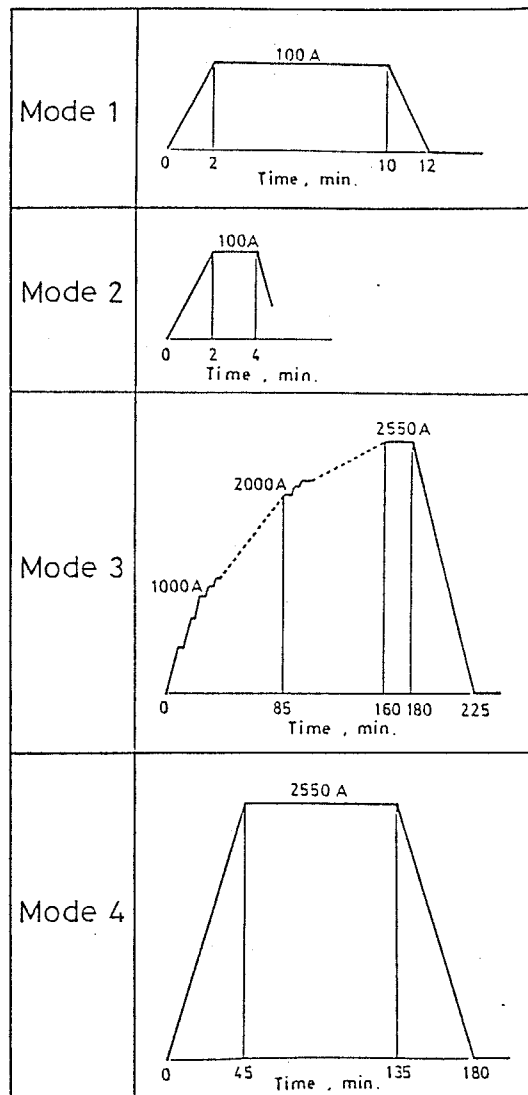


図2-11-2 東工大での励磁試験モード

		Heat leakage per cryostat	
		Windings are charged	Windings are not charged
Designed		15.5 W (2550 A)	8.1 W
Measured	Toshiba	12 W (1500 A)	8.3 W
	T.I.T.	----	9.0 W

表2-11-1 東芝と東工大での性能試験において測定された
コイルへの熱負荷およびその設計値

2-12 まとめ

クローズドサイクルMHD発電実験装置”FUJI-1”に組み込まれたディスク型発電機の超電導磁石について、解析および性能試験を行った。

本磁石はヘルムホルツ型であり、このタイプの磁石では2個のコイルの間に誘起される吸引力を支持し、かつ熱負荷の小さい電磁力支持部が必要となる。このような要求を満たすため、SUS304とFRPを組み合わせた伝熱距離の長い支持部が新しく考案され、その方法で支持が可能なが励磁試験によって確認された。

定格電流励磁ではクエンチを起こすこともなく、また発電流路内の磁界分布、コイルへの熱負荷、電磁力についての試験結果はほぼ解析値通りとなった。東工大での励磁試験中には漏洩磁界によるFUJI-1内の各機器、電気制御系、電磁弁への影響がチェックされ、全ての機器が支障なく正常に作動することが確かめられた。

参考文献

- (1) S.Shioda et al, "The FUJI-1 Facility for Closed Cycle MHD Power Generation", Proceedings of 20th Symposium on Engineering Aspects of MHD, 1982, pp.6.5.1.
- (2) A.M.Hatch, J.Zar and F.E.Becker, "Design of Superconducting Magnets for Full Scale MHD Generators", Cryogenics Vol.18, 1978, pp.67-72.
- (3) B.J.Maddock, G.B.James and W.T.Norris, "Superconductive Composites: Heat Transfer and Steady State Stabilization", Cryogenics Vol.9, 1969, pp.261-273.
- (4) "Handbook on Materials for Superconducting Machinery", National Bureau of Standard, Boulder, Colorado, 1977.
- (5) J.W.Ekin, "Mechanisms for Critical-Current Degradation in NbTi and Nb₃Sn Multifilamentary Wires", IEEE Transactions on Magnetics, Vol.MAG-13, Jan. 1977, pp.127-130.
- (6) "Radiation Heat Transfer", E.M.Sparrow and R.D.Cess, Books/Cole, Belmont, 1970.
- (7) "低温工学", 神田英蔵, コロナ社, 1981.
- (8) H.Yamasaki et al, "Experimental Studies of Closed Cycle Disk Generator in the FUJI-1 Facility", Proceedings of 9th International Conference on MHD Electrical Power Generation, 1986, pp.341-350.

第3章 実用規模ディスク型MHD発電機の超電導磁石

実験装置規模のディスク型MHD発電機の超電導磁石に関する技術は、前章で述べたように既に確立されたと言ってよい。さて次の段階として、このディスク型発電機が実用規模の発電プラントに組み込まれた場合、それ用の超電導磁石のフィージビリティについて考える必要がある。

本章では、クローズドサイクルMHD、ガスタービン、蒸気タービンを組み合わせた複合サイクル発電システム¹⁾を取り上げる。ディスク型MHD発電機をこのシステムに適用するためには、発電機に組み込まれる安定性の良い超電導磁石が低コストで製作可能であるかが一つの鍵となる。そこで前章で述べたFUJI-1の超電導磁石の設計技術を生かして、経済性および実現性を重視し実用規模のディスク型MHD発電機（熱入力1000MW）に適合する超電導磁石の概念設計を行い、その代表的な形状寸法、規模、発電機との構成等について検討する。

この磁石の設計を行うためには、発電機の寸法や要求磁界強度等の基本条件が必要である。発電機の寸法を決めるためには、発電機内の磁界分布が必要であり、その磁界分布は超電導磁石のコイルの形状寸法に依存し、コイル寸法は発電機の大きさに制約を受ける。したがって発電機の大きさとコイルの寸法は相互に関係し同時に決まるものである。

コイル寸法が発電機の大きさによって受ける制約は、発電機とコイルの組み合わせ方、つまりそれらの配置のしかたに依るところが大きい。本磁石の構成としてまず考えられるのは、FUJI-1用超電導磁石と同様なもの、つまり2個の円筒形コイルがディスク型発電機を挟むヘルムホルツ型である。前章でも述べたようにこの型の磁石には、通電時に2個のコイルが互いに引き合う力とコイル自身が半径方向に広がろうとする力が誘起される。FUJI-1ではMHD発電機への熱入力が6MWであるのに対し、ここで考える発電機へのそれは1000MWであるため、当然超電導磁石の規模はFUJI-1のそれに比べかなり大きくなる。したがってこれらの電磁力もFUJI-1の超電導磁石のそれに比べ1桁以上大きくなり、その磁石において採用されている支持方法ではヘリウム容器と真空容器間の支持部が巨大になり、そこからの伝導による侵入熱が非常に大きくなる。よって本設計では新しい電磁力支持方法を提案して、その方法でコイルの電流安定性を低下させることなく支持が可能であることを構造解析によって確めた。

さらに、ヘルムホルツ型磁石に不可欠な電磁力支持構造を必要としない単一コイル磁石の、MHD発電機への適応性についても検討を行った。

3-1 実用規模ディスク型MHD発電機

本設計で考える代表的なディスク型MHD発電機とヘルムホルツ型超電導磁石の構成の概略を図3-1-1に示す。カリウムがシードされたヘリウムガスはディスクの両側の導入管からノズルに流入し、発電流路内を放射状に流れる。作動流体としてヘリウムガスを選んだ理由はアルゴンガスに比べ次のような利点があるからである。

- (1) 流速が大きいため出力密度が大きくMHD発電機が小型化でき、したがって超電導磁石も小型化できる。
- (2) イオン化ポテンシャルが大きいため、非平衡プラズマがイオン化不安定性に対して、より広い範囲の電子温度領域で安定となる。
- (3) 大きな熱伝導性のために、複合サイクル発電システムにおける隔壁型熱交換器やボイラーが小型化できる。

実用規模ディスク型MHD発電機の発電流路の寸法や電気特性を決めるために、本設計では、MHD発電機への熱入力は1000MW、MHD発電機でのエンタルピー抽出率、断熱効率はいずれも理想的な場合を考えて35%、75%と仮定した。また発電流路出口の作動気体のマッハ数は、ディフューザーの効率を考慮して約1になるようにした。これらの条件を含め、本設計で仮定した基本条件を表3-1-1に示す。

この基本条件の下で、発電流路の寸法を次の手順で求めた。まず、ディスク中心での現実的におかしくないある磁界強度 B_0 (3 T ~ 6 T) に対して発電流路の寸法を適当に与える。次にその寸法に対して、コイルの内径およびコイル間の距離を、MHD発電流路部、断熱部、電磁力支持部に必要な空間を考慮して決めそれらの値を固定し、コイル外径と長さを変化させて B_0 を満足する様々なコイル形状を算出する。そしてその中でコイルの体積が最小なものを選ぶ(この選択の根拠等についての詳細は次節で述べる)。ここではコイルの断面形状は矩形に限定した。このようにして求められた形状のコイルによって得られる発電流路内の磁界分布を、シード完全電離を仮定した1次元定常計算²⁾(詳細は補遺3-1)中で考慮して再び発電流路の寸法を求める。以上の手続きを発電流路の寸法とコイルの寸法が変化しなくなるまで繰返す。この手順により、ある B_0 に対して、基本条件を満たしかつコイルの体積が最小となるような、発電流路の寸法とコイルの寸法がそれぞれ1つだけ求まる。

このようにして求められたコイル寸法およびその体積を、 B_0 の関数として示したのが図3-1-2である。この図から、 B_0 が減少するにしたがってコイル内径とコイル間

距離が大きくなることがわかる。これは、磁界強度が減少するとMHD発電での出力密度が低下するため、発電機の寸法が大きくなることに起因している。しかし、 B_0 が減少するにつれコイルは薄く、短くなるため、結果としてその体積は小さくなる。磁石の蓄積エネルギーやコイル間に誘起される吸引力も、体積と同様に B_0 の減少にしたがって小さくなることがそれぞれ図3-1-3と図3-1-4からわかる。つまり磁石の製作に関してのみ述べるならば、コイルの材料費だけでなく電磁力支持構造部も含めて低磁界の方が望ましい。

また発電流路内の平均ホール電界と B_0 の間には図3-1-5に示すような関係がある。現在ヘリウムブローダウンの場合の絶縁破壊に関する実験データがないため、本発電機での平均ホール電界の許容上限値について定量的には言及できないが、限界が存在することは確かである。したがって、本発電機で使用可能な磁界強度にも上限が存在することがこの図から示唆される。

ところが一方、低磁界の場合には作動流体の澱み点圧力を低くする必要がある。つまりMHD発電流路入り口での澱み点圧力と B_0 の関係は、エンタルピー抽出率35%、断熱効率75%の条件下で図3-1-6のようになり、澱み点圧力は B_0 の減少にしたがって小さくなる。この関係は、発電流路入り口でスワールがなく断熱効率75%の高効率ディスク型MHD発電機では、ホール係数約10が要求されることから導かれる（詳細は補遺3-2）。そしてその澱み点圧力が約200kPa以下では、ペブルベッド型再生熱交換器内での圧力損失が、急激に増加することが補遺3-3に示すモデル計算³⁾からわかる。その様子を図3-1-7に示す。

これまでの考察から発電流路入り口におけるヘリウムの澱み点圧力は、約200kPaから300kPaあたりが妥当であると考えることができ、ここではその値として210kPaを選んだ。この澱み点圧力に対応して、本発電機のディスク中心磁界 B_0 は、図3-1-6から4.0Tに決まる。

以上の考察から求められたディスク型MHD発電機の諸元を表3-1-2に示す。作動気体導入管、アノード、カソードの半径はそれぞれ0.51m、0.87m、1.83m、またカソード部での発電流路高さは0.45mであり、熱入力が1000MWの発電機としては比較的小型なものとなる。

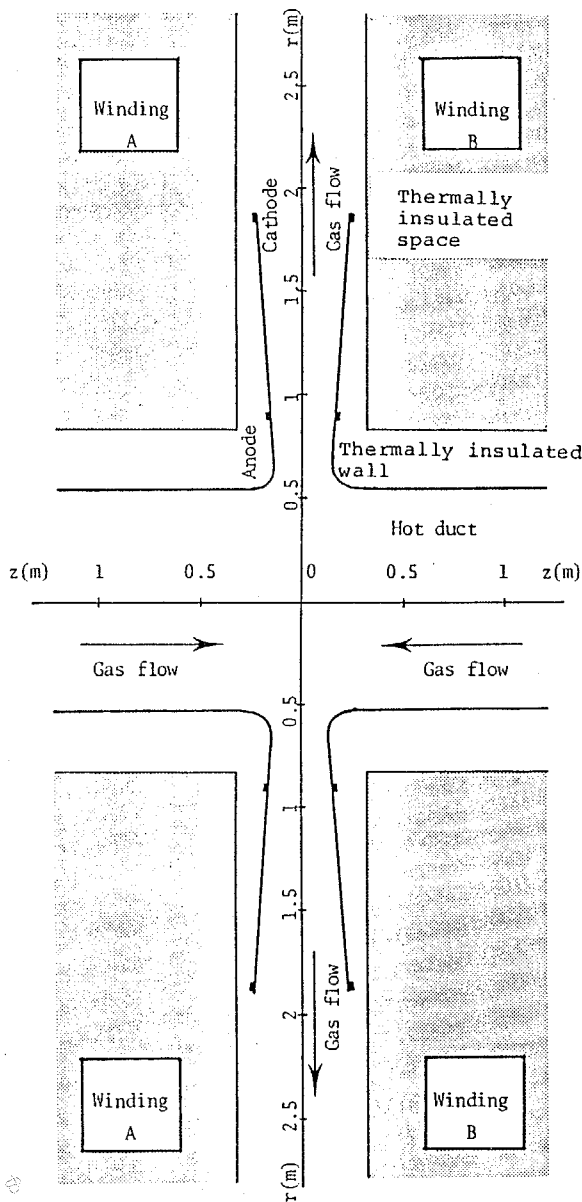


図3-1-1 代表的な実用規模ディスク型 MHD 発電機とヘルムホルツ型超電導磁石の概略

Thermal input	1000 MW
Working fluid	He + K
Enthalpy extraction	35 %
Isentropic efficiency	75 %
Seed fraction	1×10^{-5}
Gas temperature	2000 K
Wall temperature	600 K
Electron temperature	6000 K
Outlet mach number	1.2
Loading factor	0.13

表3-1-1 実用規模ディスク型MHD 発電機の発電流路を設計するために仮定した基本条件

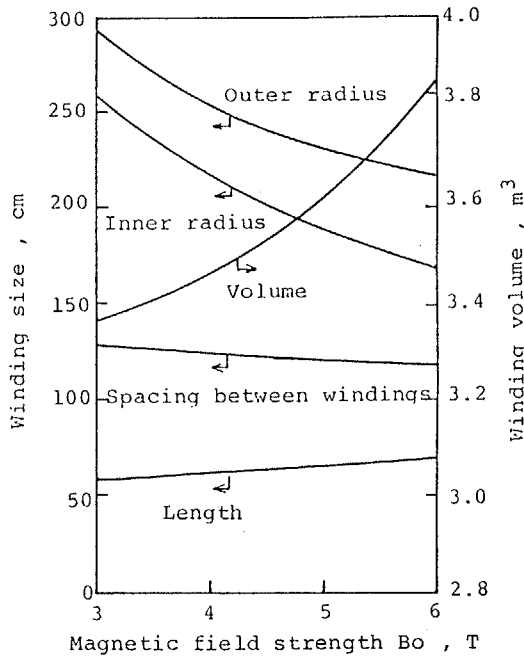
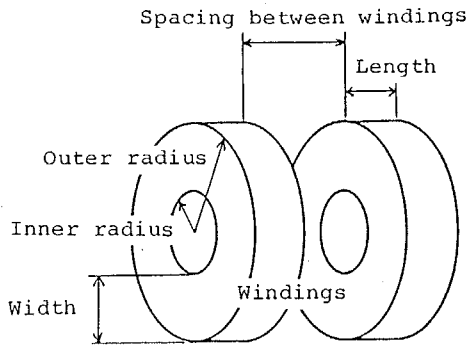


図3-1-2 ディスク中心磁界 B_0 を発生する磁石のコイルの寸法と体積

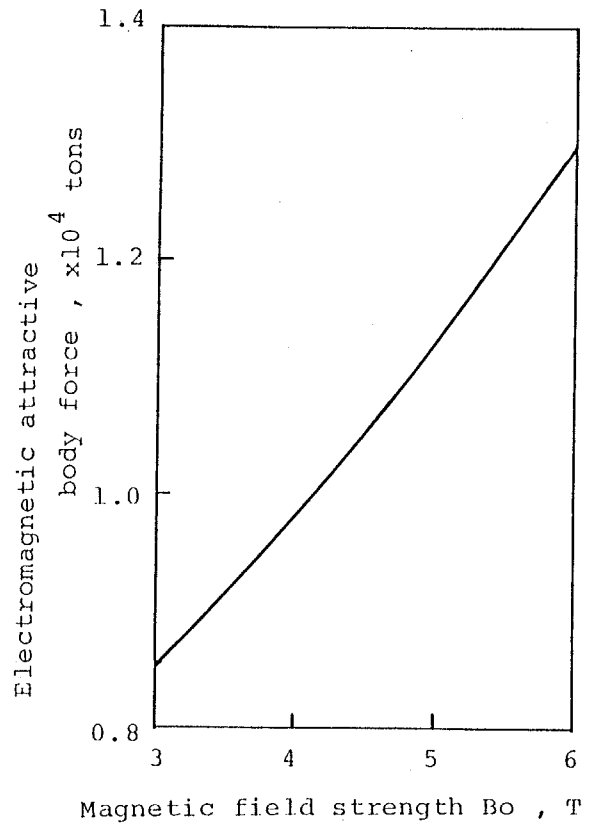


図3-1-4 ディスク中心磁界 B_0 を発生する磁石の2個のコイルの間に誘起される吸引力

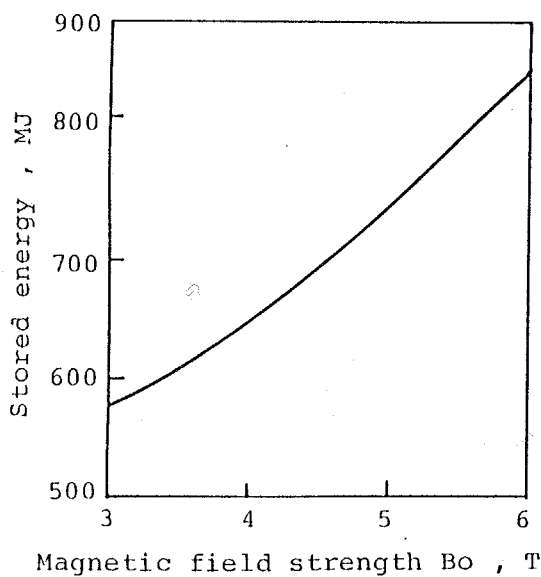


図3-1-3 ディスク中心磁界 B_0 を発生する磁石の蓄積エネルギー

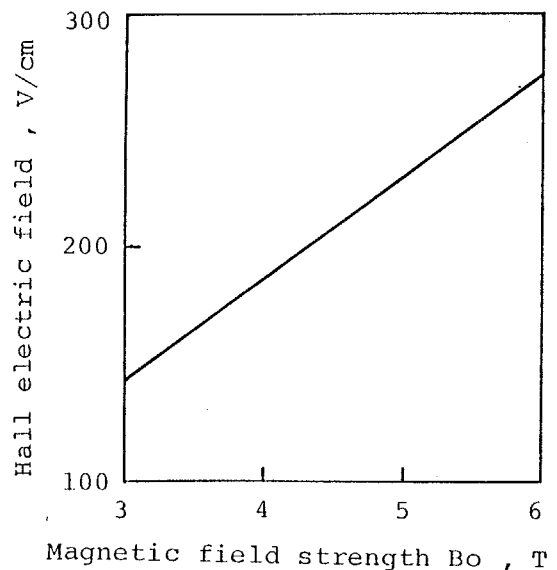


図3-1-5 ディスク中心磁界 B_0 に対する発電路内の平均ホール電界

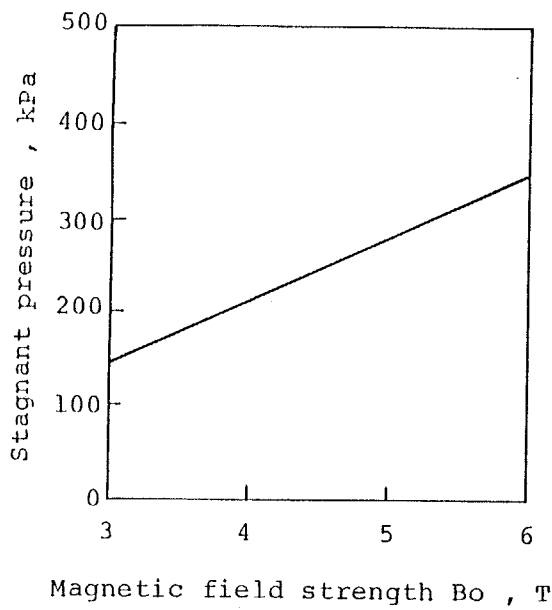


図3-1-6 ディスク中心磁界 B_0 に対する
発電流路入り口での滞り点圧力
(エンタルピー抽出率 = 35%)
(断熱効率 = 75%)

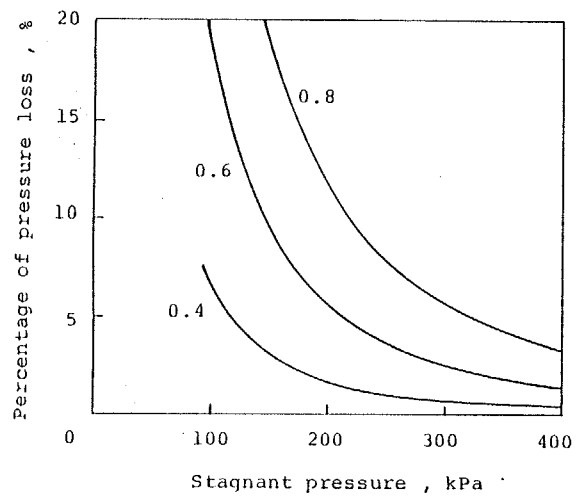


図3-1-7 発電流路入り口での滞り点圧力
に対するペブルベッド型
熱交換器内の圧力損失の変化 (図中の数字
はヘリウムの質量流量; $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$)

Anode radius	0.87 m
Cathode radius	1.83 m
MHD channel height at the cathode location	0.45 m
Hot duct radius	0.51 m
Magnetic field at disk center	4.0 T
Inlet stagnant pressure	210 kPa
Inlet mach number	1.81
Radial current	19.7 kA
Hall voltage	17.8 kV
<J _r >	0.665 A/cm ²
<E _r >	185 V/cm
<Power density>	123 MW/m ³
<β _{eff} >	13.8
<σ _{eff} >	10.2 S/m
Pressure ratio	
$\frac{\text{Outlet stagnant pressure}}{\text{Inlet stagnant pressure}}$	$\frac{45}{210} \approx \frac{1}{4.7}$
Heat loss in the MHD channel	5.7 MW
Pressure loss in the MHD channel	83 kPa

表3-1-2 代表的なディスク型MHD発電機の諸元

3-2 実用規模ヘルムホルツ型超電導磁石

前節でコイルの寸法は発電流路の寸法と共に求められ、またここではコイルの体積が最小という仮定に従っている。この節では、その仮定を選んだ理由およびコイルの寸法を算出するために仮定したその他の条件などの詳細を、前節で選択された磁石つまり B_0 が 4.0 T のものについて述べる。

磁石の設計を行うために、現在の技術水準に基づいて次の基本条件を仮定した。

- (1) 冷却方式は、最も単純で伝統的な 4.2 K 液体ヘリウムによる浸漬冷却方式。
- (2) コイルの平均電流密度は 40 A/mm^2 。
- (3) 2 個のコイルの間の距離は、MHD 発電機と断熱に必要な空間を考慮して 1.23 m。
- (4) コイルの内半径は電磁力支持構造（これについての詳細は次節で述べる）を考慮し、カソードの半径より大きくして 2.17 m。

ディスク中心に 4.0 T の磁界を発生し、上の仮定 (2), (3), (4) を満足するコイルは、実際には様々な外半径および長さのものが考えられる。その一例として図 3-2-1 に代表的なものを 4 種類示す。内半径とディスク中心磁界がそれぞれ 2.17 m と 4.0 T に固定されているため、外半径が大きくなるにしたがいコイルは短くなるのがわかる。これらの様々なコイルについて、コイル外半径を 2.3 m から 5.0 m まで変化させた場合のコイルの諸量の変化を計算によって求めた。

まずコイルの体積とコイルの材料費に相当する値は図 3-2-2 に示すようになる。この図から体積は外半径が 2.55 m のとき最小になり、コイルの材料費に相当する値は外半径が 2.55 m よりやや小さいところで最小値をとることがわかる。この図におけるコイルの材料費に相当する値は、現在の Nb_3Sn 線の値段が NbTi 線のその約 4.5 倍であることから、

$(\text{コイル中で Nb}_3\text{Sn 線の占める体積}) \times 4.5 + (\text{コイル中で NbTi 線の占める体積})$ によって求めた。この式は、コイル内で磁界が 7 T を越える部分には Nb_3Sn 導体を使用すると仮定したことから導かれる。ここで 7 T という値は最近の超電導線の電気特性の向上を考えると少し小さく思えるが、実用規模 MHD 発電の超電導磁石のフィージビリティに着目している本研究では、電磁力によってコイルに生じる歪（詳細は次節で述べる）を考慮し、安全サイドの結果を得るためにこの値を仮定した。

磁石の蓄積エネルギーもコイルの体積に似た傾向を示すことが図 3-2-3 からわかる。つまり、この図と図 3-2-2 から B_0 が 4.0 T の磁石ではコイルの体積、材料費に相当す

る値、蓄積エネルギーは、コイル外半径が約2.55mのとき最小値をとることがわかる。

一方、コイル間に誘起される吸引力は図3-2-4に示すようにコイル外半径に対し単調増加となる。この図によるとコイル外半径が2.55mから2.30mに減少すると、吸引力も約9900トンから7700トンに減少する。ところが図3-2-2と図3-2-3から、それらのコイル外半径に対してコイルの体積は3.45m³から6.80m³に増加し、蓄積エネルギーは653MJに対し1680MJにもなることがわかる。そこで本設計では吸引力が小さな磁石を選択するよりも、コイルの体積や蓄積エネルギーが最小になるような、コイル外半径が2.55mである磁石を選択するほうが経済的であると判断した。さらに吸引力に対する電磁力支持は、後述するように比較的簡単にできるということもその選択の判断の理由の一つである。

このようにして選ばれた磁石の諸元を表3-2-1に纏める。蓄積エネルギーは653MJ、コイルの内半径、外半径および長さはそれぞれ2.17m、2.55m、0.61m、またコイル1個の重量は31トンである。ここでは超電導線についての詳しい考察は行っていないが、FUJI-1の超電導磁石に使用されているような、銅で安定化された極細多芯線を考えている。このコイル内の磁界分布は図3-2-5に示すようになり、最内周部で最大8.9Tの磁界を経験する。また図3-2-6は発電流路内の磁界分布を示し、この図からアノード部、カソード部での磁界はそれぞれ4.1T、3.6Tとなることがわかる。

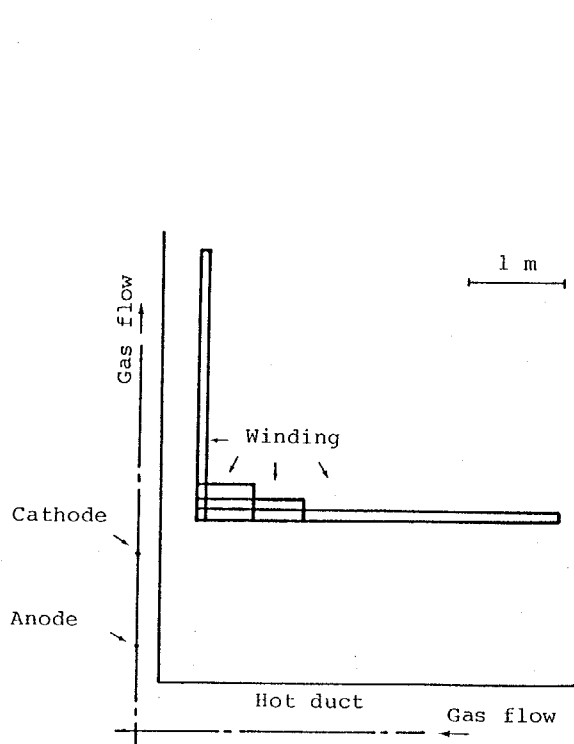


図3-2-1 ディスク中心に4 Tを発生する代表的な4種のコイル断面形状

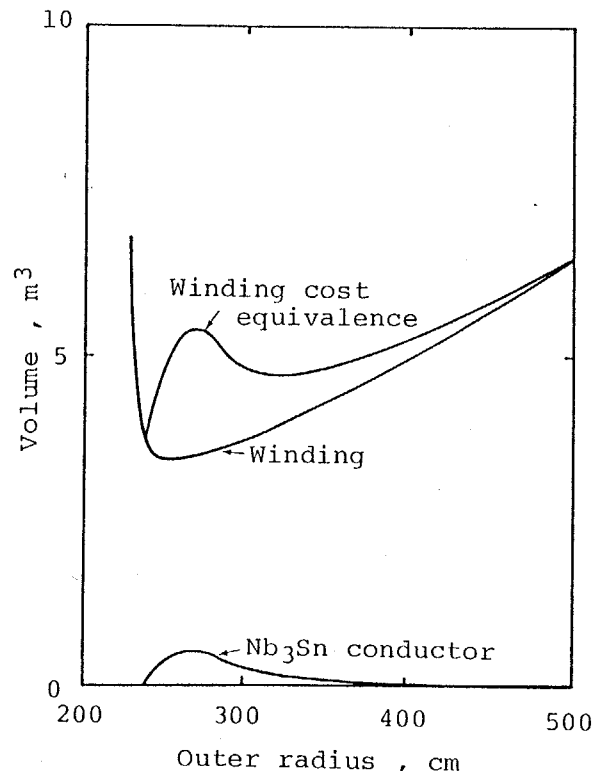


図3-2-2 コイル外半径と、コイルの体積とその材料費に相当する値の関係

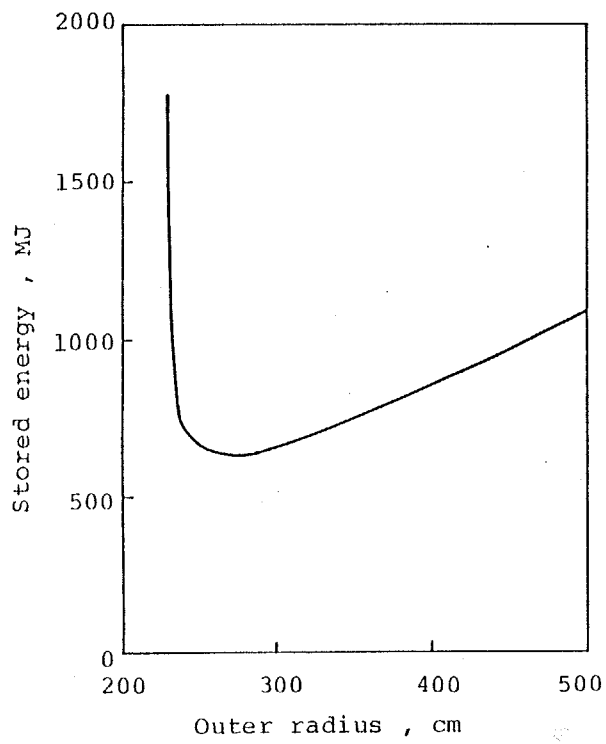


図3-2-3 コイル外半径と磁石の蓄積エネルギーの関係

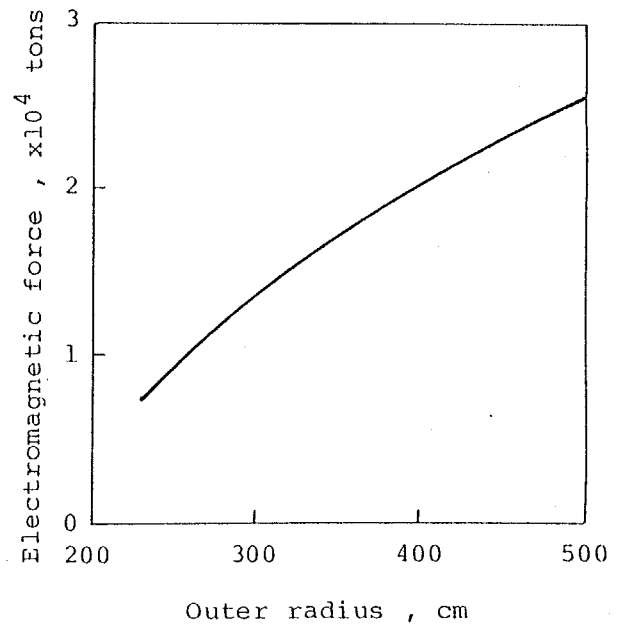


図3-2-4 コイル外半径とコイル間に誘起される吸引力の関係

Winding shape	Circular
Concept on winding	Double Pancakes
Concept on cooling	Pool cooling at 4.2 K
Superconductor	NbTi , Nb ₃ Sn
Rated current	2500 A
Average current density	40 A/mm ²
Winding inner radius	2.17 m
Winding outer radius	2.55 m
Winding length	0.61 m
Spacing between windings	1.23 m
Single winding weight	31 tons
Magnetic field at disk center	4.0 T
Magnetic field at anode	4.1 T
Magnetic field at cathode	3.6 T
Maximum magnetic field	8.9 T
Electromagnetic attractive body force	9884 tons
Extensional force	1581 tons
Self inductance	103 H
Mutual inductance	1.9 H
Stored energy	653 MJ

表3-2-1 代表的なヘルムホルツ型超電導磁石の諸元

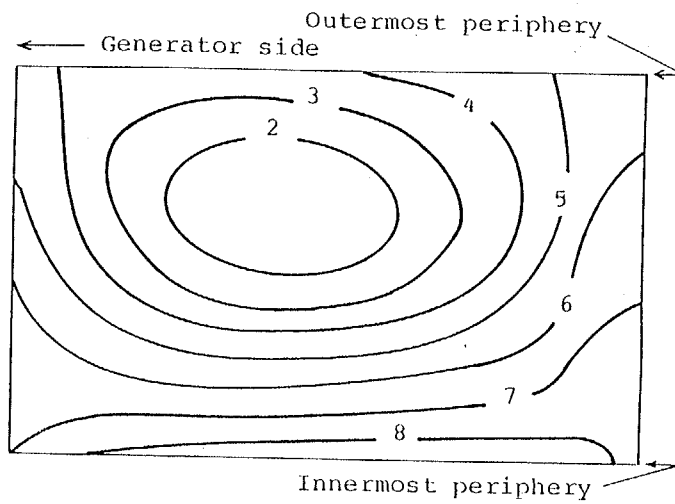


図3-2-5 代表的なヘルムホルツ型磁石の
コイル内の磁界分布
(等高線中の数字の単位はテスラ)

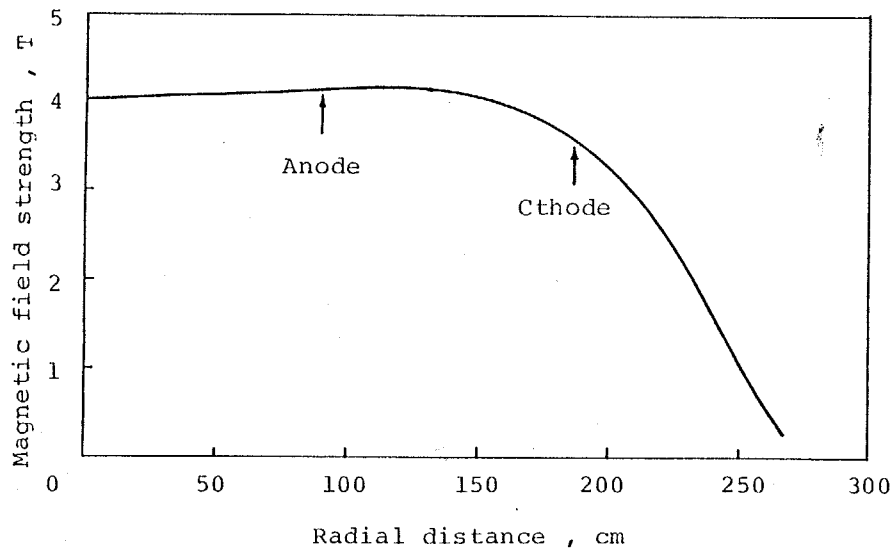


図3-2-6 発電流路内の半径方向磁界分布

3-3 電磁力支持

表3-2-1に示されたように、本磁石のコイル間に誘起される吸引力とフープ力はそれぞれ9884トンと1581トンである。ディスク型発電機を挟みながら2個のコイルをこれらの力に対し支持する方法の一つとして、ここでは図3-3-1に示すステンレス製のヘリウム容器を用いることを考えた。この容器を含めて磁石を発電機に組み込んだところの概略を図3-3-2に示す。このヘリウム容器は2個のコイル部と6本の支持棒からなる。本設計でコイルの寸法を決めるとき、コイルをカソードより後流に置くために、コイルの内半径をカソードの半径より大きくするという条件に従った。そうすることにより、吸引力はディフューザー部を貫く断熱層に囲まれた支持棒によって、発電路内の流体特性に大きな影響を与えることなく支えることができる。この支持棒の中心部は軸方向に穴がくり抜いてあり、そこには支持棒を冷却するための液体ヘリウムが満たされる。

また本コイルは浸漬冷却方式用にしたことから、十分な冷却空間が必要となり、そのためにコイルの機械的強度は小さくなる。したがってコイルだけではフープ力を支持できないため、このヘリウム容器のコイル部で補強する。

この支持方法は液体ヘリウム温度の容器だけで電磁力支持を行うため、ヘリウム容器と真空容器の間に電磁力を伝達する構造を必要とせず、伝導による侵入熱を大幅に低減できる。ただし、このヘリウム容器を分解することは好ましくないことから、MHD発電機を分解する必要があるときには、発電路とディフューザーを切り離して、発電路はコイルの中心軸方向に引き出し、ディフューザーは半径方向に6分割してその方向に引き出す。

電磁力が誘起されたとき、ヘリウム容器の破壊あるいはコイルの安定性低下が生じないことを確かめるために、FUJI-1の磁石の電磁力支持構造解析に使った計算コード（3次元有限要素法）を用いて支持棒やコイルの歪を求めた。本計算においては、ヘリウム容器はSUS304L製とし、コイルの巻き方や構造およびコイルの材料物性値はFUJI-1の磁石と同様であると仮定した。

磁石が励起されると各支持棒にはその座屈荷重の約1/75である1650トンの圧縮力が作用する。図3-3-3(a)は支持棒を350要素分割したところを、図3-3-3(b)は変形後の計算結果を示す。この図では変位を100倍に誇張してあるが、実際には歪は軸方向に0.16%、高さ方向に0.10%と非常に小さく、破壊を生じるには至らない。

一方、コイルにはフープ力によって円周方向に歪が発生する。図3-3-4(a)にコイル部の断面図を、図3-3-4(b)にその変形前後の外観図を示す。この図でも変位を100倍に誇張してあるが、実際の円周方向の歪は0.09%である。この程度の歪ではコイルの安定性を低下させることはない4). 5)。

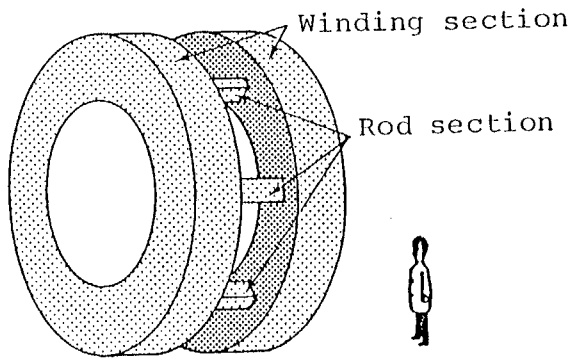


図3-3-1. ヘリウム容器の外観

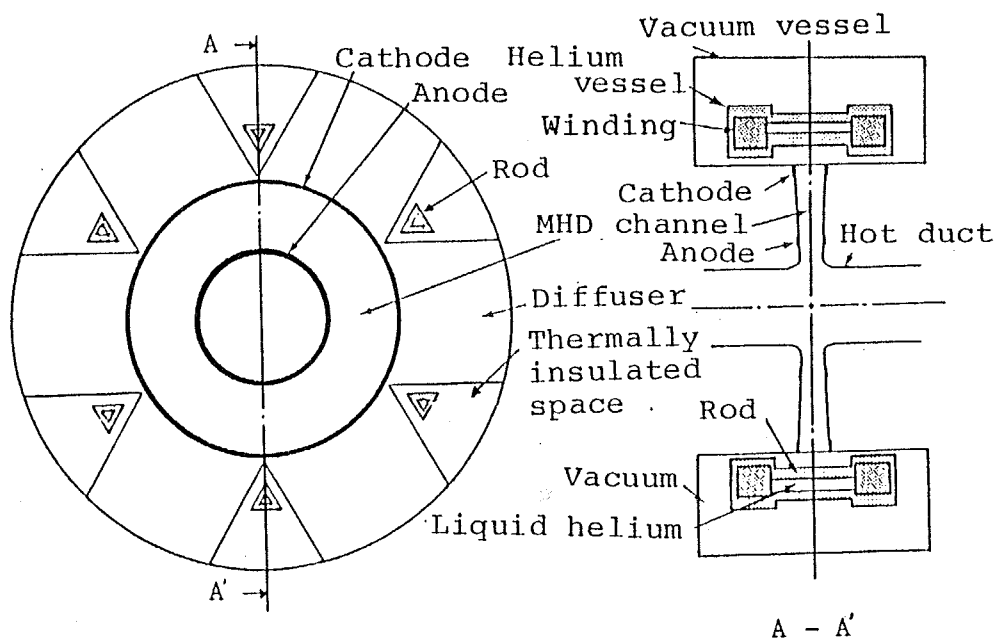


図3-3-2 磁石を発電機に組み込んだところの概略図

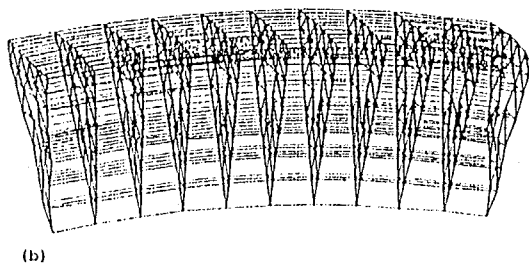
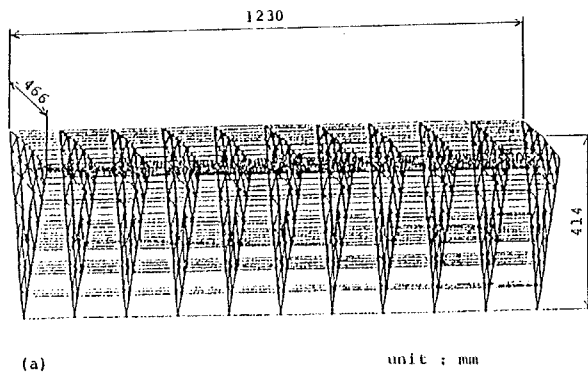
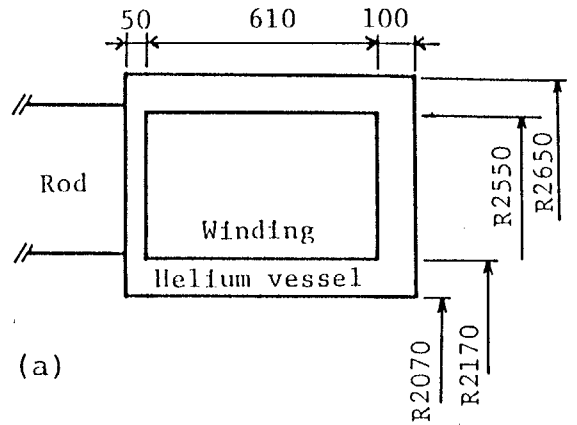


図3-3-3 電磁力支持棒

- (a) 350要素分割図
- (b) 電磁力による変形の計算結果
(変位を100倍に誇張してある)

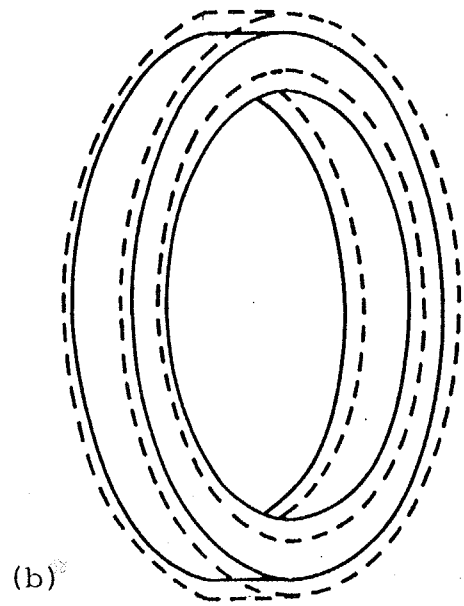


図3-3-4 ヘリウム容器のコイル部

- (a) 断面図
- (b) 電磁力による変形前後の様子

3-4 実用規模単一コイル型超電導磁石

これまで述べてきたように、ヘルムホルツ型磁石をMHD発電機に組み込むためには、コイル間の吸引力に対する支持構造が不可欠である。そこで、この構造を必要としない単一コイル型磁石⁶⁾のディスク型MHD発電機への適用性について検討を行った。

この型の磁石をMHD発電機に組み込む方法として、図3-4-1に示すように2枚のディスク型MHD発電機がコイルを挟む構成を採ることがまず考えられる。この場合の代表的なコイルの諸元を表3-4-1に示す。ここで、コイルの平均電流密度、アノード、カソード径などはヘルムホルツ型磁石の考察で用いたものと同じ値を仮定している。ただし発電流路内の磁界分布についてはヘルムホルツ型磁石でのそれと一致させることが不可能なため、発電流路内の磁界強度の空間平均値が等しくなるようにした。表3-4-1から、このコイルの蓄積エネルギーは1085MJであり、ヘルムホルツ型の653MJに比べて大きいことがわかる。

またこの構成には、図3-4-2と図3-4-3にそれぞれ示すように発電流路内で磁界ベクトルが半径方向成分をもつことと、発電流路のコイルに近い側と遠い側で磁界強度に約1Tの差が生じるといふ、発電流路内での作動流体の流れの対称性を乱す原因が存在する。磁界ベクトルの半径方向成分は、コイルの中空部に補正用コイルを設けることによりある程度低減させることができるが⁷⁾、磁界強度の差についての問題は依然として残る。

この磁界の不均一性を解消する構成としては、図3-4-4に示すようにコイルの中空部に発電機を配置する方法がある。しかしこの場合には、コイルが大型になり、簡単な試算によるとその蓄積エネルギーはヘルムホルツ型磁石のそれに比べ約5倍にもなることがわかった。

しかし、磁界の不均一性によるMHD発電への悪影響、あるいは巨大な蓄積エネルギーをどの程度まで容認するかについての議論は残るが、もしそれらを容認するならば、超電導磁石を単一コイル型にすることによって電磁力支持構造を簡素化することができる。またこの場合、ヘルムホルツ型の場合のように発電流路をディフューザーと切り離すなどという作業なしに発電機の分解、組み立てができる。

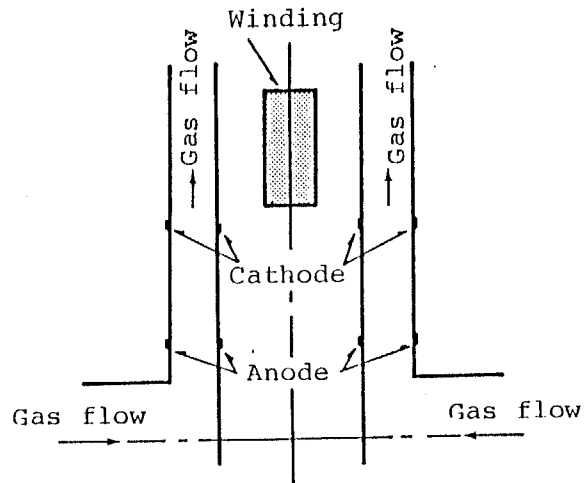


図3-4-1 1コイル2ディスクの
代表的な構成概略図

Winding inner radius	2.0 m
Winding outer radius	3.0 m
Winding length	0.45 m
Magnetic field at anode(axial direction)	3.5-4.5 T
Magnetic field at anode(radial direction)	0.7-0.8 T
Magnetic field at cathode(axial direction)	3.0-5.0 T
Magnetic field at cathode(radial direction)	2.1-2.8 T
Extensional force	430 tons
Stored energy	1085 MJ

表3-4-1 1コイル2ディスクの場合の代表的なコイルの諸元

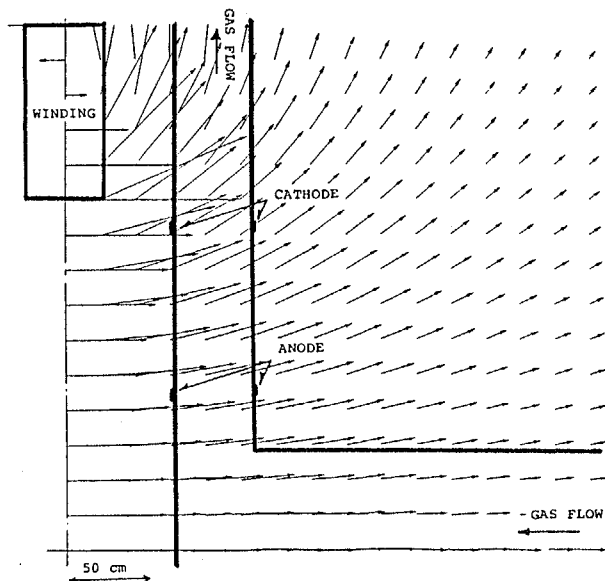


図3-4-2 1コイル2ディスクの場合の
コイル周辺の磁界ベクトル

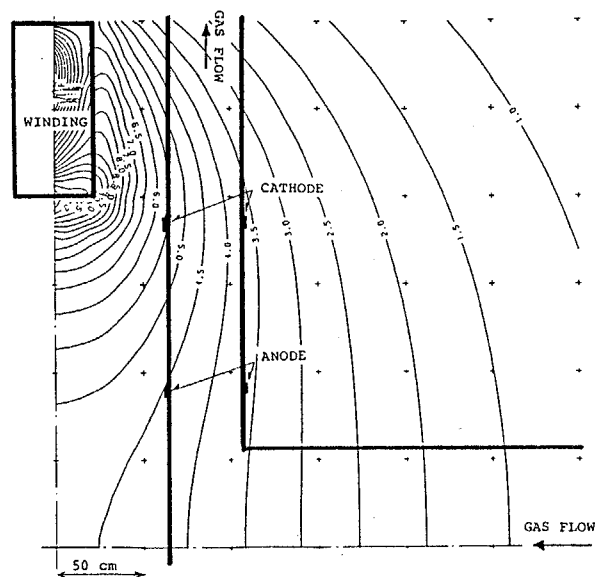


図3-4-3 1コイル2ディスクの場合の
コイル周辺の磁界の等高線図
(等高線中の数字の単位はテスラ)

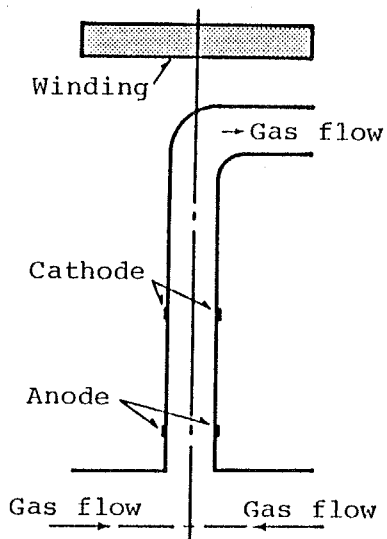


図3-4-4 1コイル1ディスクの
代表的な構成概略図

3-5 まとめ

実用規模のディスク型MHD発電機が比較的コンパクトになることから、それに組み込まれる超電導磁石も同様にコンパクトになることが示された。

ヘルムホルツ型の場合、2個のコイル間に誘起される吸引力の支持は、コイルをカソードより後流に置き、ディフューザー部を貫く支持棒をコイル間に通すことにより可能なことが示された。

ヘルムホルツ型磁石は単一コイル型に比べて蓄積エネルギーが小さく発電流路内の磁界の均一性に優れており、よりディスク型発電機への適用性に富むことが示された。

参考文献

- (1) K.Yoshikawa and S.Shioda, "Closed Cycle MHD Power Generation System Combined with Gas and Steam Turbines", Proceedings of 2nd Workshop of the Japan-United States Cooperative Program: Basic Studies in MHD Electrical Power Generation, Vol.2, 1984.
- (2) Y.Okuno, et al, "Comparative Studies of the Performance Closed Cycle Disk MHD Generators Using Argon, Helium and an Argon-Helium Mixture", Energy Convers. Mgmt. Vol.25, March 1985, pp.345-353.
- (3) K.Yoshikawa and S.Shioda, "Comparative Studies on Ar and He Closed-Cycle MHD Power Plants Combined with Fossil Fuel", Energy Convers. Mgmt. Vol.25, April 1985, pp.501-506.
- (4) J.W.Ekin, "Mechanisms for Critical-Current Degradation in NbTi and Nb₃Sn Multifilamentary Wires", IEEE Transactions on Magnetics, Vol.MAG-13, Jan. 1977, pp.127-130.
- (5) T.Ando, et al, "10-T,60-cm Bore Nb₃Sn Test Module Coil Design", Advances in Cryogenic Engineering, Vol.27, 1982, pp.21-28.
- (6) D.L.Chubb, et al, "Assessment of Disk MHD Generator for Base Load Power Plant", Proceedings of 19th Symposium on Engineering Aspects of MHD, 1981, pp.12.2.1-12.2.14.
- (7) F.Retallick, "Disk MHD Generator Study", Westinghouse AESD DOE/NASA/0139-1, NASA CR-159872, AESD-TIME-3064.
- (8) M.Mitchener and C.H.Kruger, "Partially Ionized Gases", Wiley, New York, 1973.
- (9) G.Brederlow and K.L.Witte, "Effective Electrical Conductivity and Related Properties of a Nonequilibrium High Pressure MHD Plasma", AIAA Journal, Vol.12, Jan. 1974, pp.83-90.
- (10) R.J.Rosa, "Magnetohydrodynamic Energy Conversion", McGraw-Hill, New York, 1968.
- (11) J.H.Perry, "Chemical Engineers' Handbook", 3rd edn. McGraw-Hill, New York, 1950.

補遺3-1 ディスク型MHD発電流路の設計に用いた計算手順

二温度モデルを仮定した非平衡プラズマに関する定常方程式は次のように書ける。

サハ平衡式

$$\frac{n_e n_i^+}{n_{i0} - n_i^+} = 2 \left(\frac{g_i}{g_i^+} \right) \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{-\epsilon_i}{k T_e}\right)$$

ここで

エネルギー式

$$\frac{j^2}{\sigma} = 3n_e k(T_e - T_g) \sum_j \left(\frac{m_e}{m_j} \right) \nu_{ej} + Q_r$$

オームの式

$$\mathbf{J} + \left(\frac{\beta}{B} \right) (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B})$$

上記の式に加えて、定常準一次元流れを仮定したMHD効果を含む流体系の方程式は次のようになる。

運動量の保存式

$$\frac{du_r}{u_r} + \frac{dP}{\rho u_r^2} - \left(\frac{u_\theta^2}{u_r^2} + \frac{J_\theta B}{\rho u_r^2} - C_f \frac{S}{2A} \right) dr = 0$$

$$du_\theta + \left(\frac{u_\theta}{r} + \frac{J_r B}{\rho u_r} \right) dr = 0$$

エネルギーの保存式

$$\left(\frac{\partial T_g}{\partial P} \right) \frac{dP}{T_g} + \left[\left(\frac{\partial T_g}{\partial u_r} \right) + \frac{u_r}{C_p} \right] \frac{du_r}{T_g} + \left[\left(\frac{\partial T_g}{\partial u_\theta} \right) + \frac{u_\theta}{C_p} \right] \frac{du_\theta}{T_g} + \left(\frac{\partial T_g}{\partial J_r} \right) \frac{dJ_r}{T_g}$$

$$= \left[- \frac{J_r E_r}{\rho u_r} - N_{st} C_p (T_{g0w} - T_w) \frac{S}{A} \right] \frac{dr}{C_p T_g}$$

連続の式

$$\frac{du_r}{u_r} + \frac{dP}{P} - \frac{dT_g}{T_g} + \frac{dz}{z} = - \frac{dr}{r}$$

また発電流路全域でシード完全電離が実現し、プラズマが電離不安定に対して安定となるMHD発電流路の形状を算出するために、全域で電子温度 $T_e = 6000 \text{ K}$ という束縛条件を与えた。

その他、本計算で仮定した条件を以下に示す。

1. 発電流路の壁の温度は均一である。
2. 電極付近での電圧降下は生じない。
3. 境界層は考慮しない（しかし摩擦と熱伝達は考慮する）。
4. MHDプラズマに不純物は混入していない。
5. 超音速ノズル内では摩擦損失および熱損失は考慮しない。
6. ノズルの開き角は 6° 。
7. 作動気体の圧力はディフューザー内で垂直衝撃波によって回復する。
8. 衝突断面積、熱伝達係数、摩擦係数の値は文献(8),(9),(10)を参考にする。

補遺3-2 MHD発電流路入口での澱み点圧力と磁界強度の関係

ホール係数 β は

$$\beta = \frac{eB}{m_e v_{ej}} \propto \frac{B}{v_{ej}}$$

のように書ける。ここで本研究の場合では

$$v_{ej} \approx v_{e-H} \propto n_{H} \propto P$$

という関係が成り立つため

$$\beta \propto \frac{B}{P}$$

を導くことができる。この式は、磁界強度と澱み点圧力は比例関係にあることを表わす。

補遺3-3 ペブルベッド型熱交換器内での圧力損失

ペブル床内での圧力勾配は次のように表わされる¹¹⁾。

$$-\frac{dP}{dz} = 2.4 \left(\frac{1-\epsilon}{\epsilon} \right)^{1.1} \frac{1}{\epsilon^2} \left(\frac{GD}{6\mu\epsilon} \right)^{-0.1} \left(\frac{G^2}{g_c D \rho} \right)$$

この式を軸方向に積分することによって、ペブル床での圧力損失を求めることができる。この積分を行なうにあたり次のことを仮定した。

1. ペブル床上端および下端の温度はそれぞれ2100 K、669 Kである。
2. ペブル床内軸方向温度分布は一次元である。
3. ペブル床の空隙率は0.4である。
4. ペブルの直径は2 cmである。
5. $H/g = 4.76 \text{ (m}^3\text{s/Kg)}$ 。

第4章 加圧超流動ヘリウム中の熱伝達

コイルの冷却法に、より低温まで冷却する超流動ヘリウムによる冷却がある。これは5 K以下では図4-0-1に示すように臨界磁界強度、臨界電流密度が温度低下に対して急激に増大する性質を利用するものである。

しかし常流動ヘリウム（以下He Iと記す）冷却に関する研究に比べ、超流動ヘリウム（以下He IIと記す）冷却の工学的な研究は未だ少なく、特にカビッツァ抵抗は金属の伝熱表面状態に大きな依存性を示し²⁾-⁵⁾実験データの再現性に乏しい。このためHe II冷却の超電導磁石の設計において、その冷却特性に関してはかなり安全サイドに見積っているのが現状である。つまり余分な量の安定化材を超電導体に付加することになるが、核融合や高エネルギー物理などに用いられる大型磁石では、線材のコストやコイルを冷却するためのエネルギーを考えると、その量を極力減らすことが望ましい。そのためにはHe IIによる線材の冷却特性について、正確な信頼性のあるデータを得ることが必要である。

そこで本章では、高磁界発生用超電導磁石の冷媒として魅力の大きい大気圧の加圧超流動ヘリウムと、銅の間の定常および非定常熱伝達に関する実験を行い、そこで得られた結果について超電導磁石の冷却という観点からまとめる。そして、非定常の実験結果を近似することができる一次元モデルを新しく提案する。

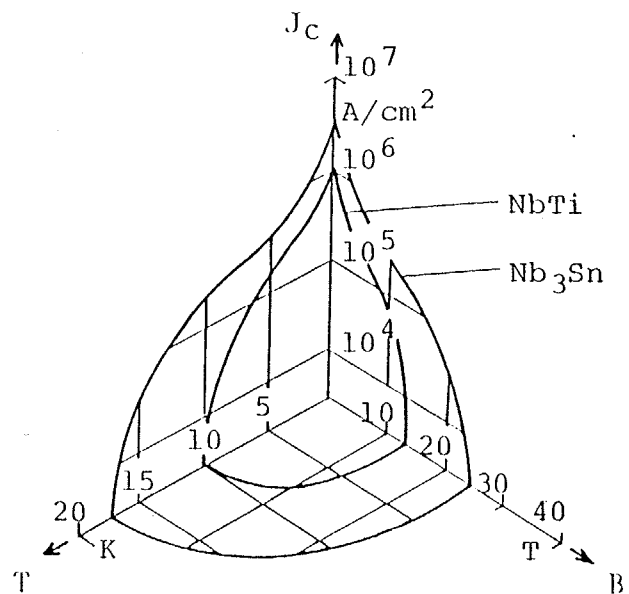


図4-0-1 超電導体の J_c - H_c - T 特性¹⁾

4-1 加圧超流動ヘリウム発生装置

本実験で用いたHe II発生装置の全体図とHe II槽部の詳細図を、それぞれ図4-1-1, 図4-1-2に示す。基本的には熱伝達測定用試料が収納されるHe II槽、冷凍能力を与えるHe II熱交換器、それら周辺の真空断熱槽およびHe I槽からなる。熱伝達測定のための銅試料はこのHe II槽部内のほぼ中央に伝熱面が垂直下方に向くように固定してある。He II槽は内径280mm、深さ500mmでその内容積は約30ℓである。この槽は真空断熱層によってHe I槽と隔てられている。そしてこれらの2つの槽は、極めて狭いコミュニケーションチャンネルにより接続されている。このチャンネルの断面図を図4-1-3に示す。円錐台の弁棒が、弁座に対して押しつけられる構造になっている。弁棒と弁座の間隙は機械工作精度によって決り、本装置では約 $50\mu\text{m}$ である。また弁棒、弁座は共にステンレス製である。この隙間によってHe II槽内の圧力は大気圧のHe I槽内とほぼ等しい圧力に保たれる。さらに、このように狭いチャンネルの内部ではHe IIの有効熱伝導率が小さくなるために⁶⁾その中で温度勾配ができ、図4-1-4に示すように入点以下の温度をHe II槽内で得ることができる⁷⁾。

図4-1-5に本装置のヘリウム冷却フローの概略を示す。He I槽から真空ポンプ（定格排気量 7000ℓ/min.）によって導かれるヘリウムは、J T熱交換器で冷却され、J T弁を通過して等エンタルピー膨張しミスト状になり、He II熱交換器（外径14mm、肉厚1mmの銅管をダブルスパイラル状に5回巻いたもの）内で蒸発する。その潜熱によってHe II槽内のヘリウムが冷却される。

このシステムによってHe IIの冷却を行ったときの、He II温度降下速度から求めた冷凍能力を図4-1-6に示す。He IIが入点温度のとき約11W、1.7Kのとき約0.5Wである。

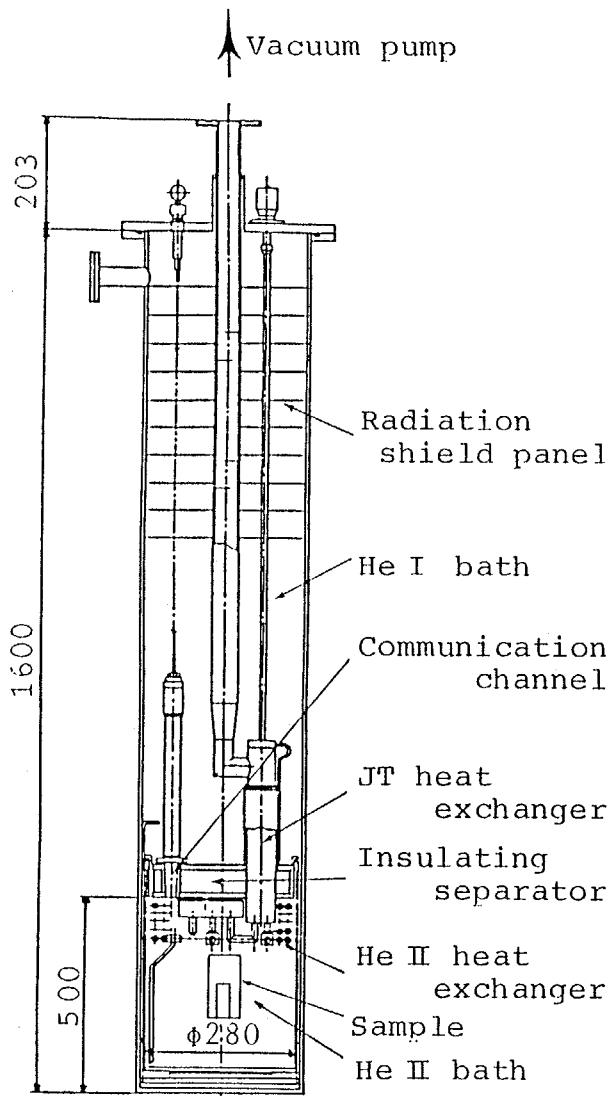


図4-1-1 加圧超流動ヘリウム発生装置の概略図

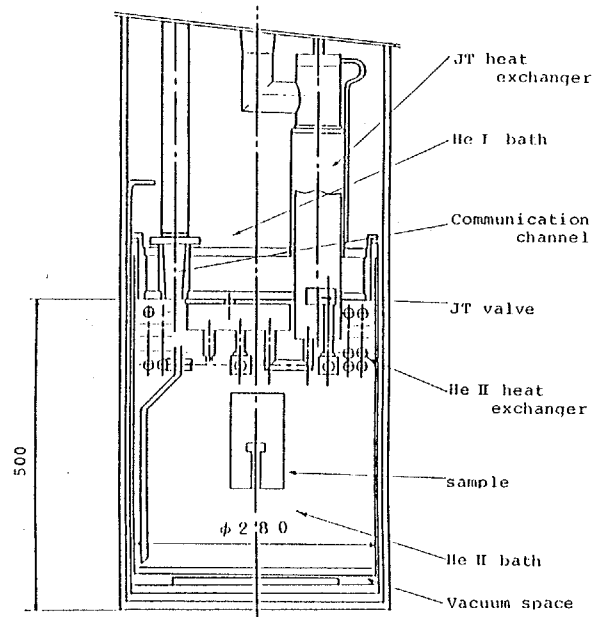


図4-1-2 超流動ヘリウム槽部詳細図

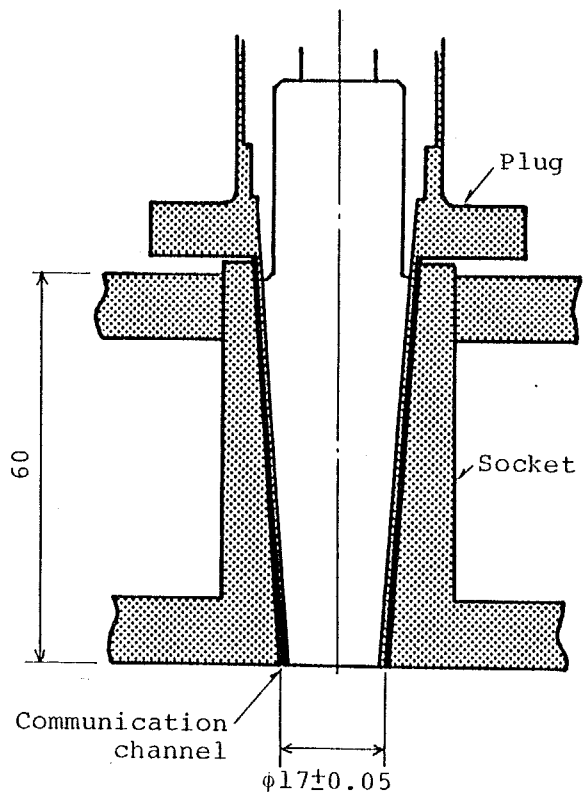


図4-1-3 コミュニケーションチャンネルの断面図

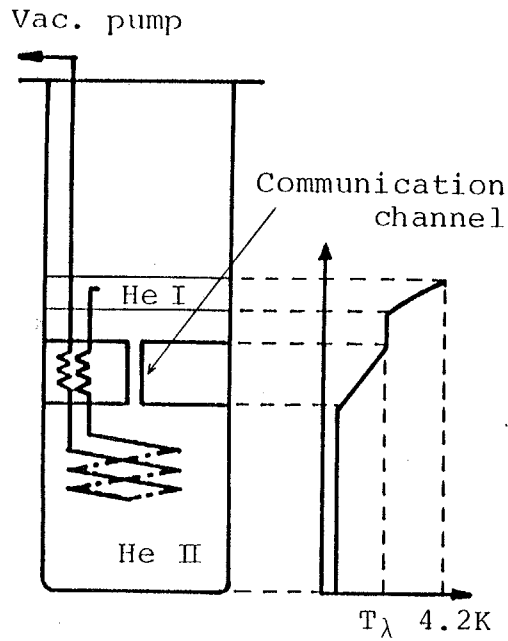


図4-1-4 ヘリウム内の温度分布

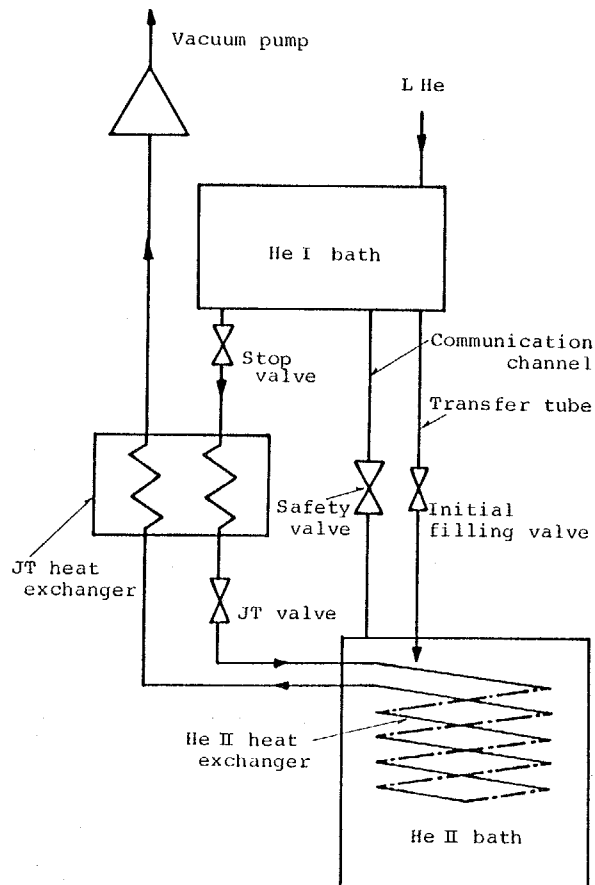


図4-1-5 ヘリウムの冷却フロー概略図

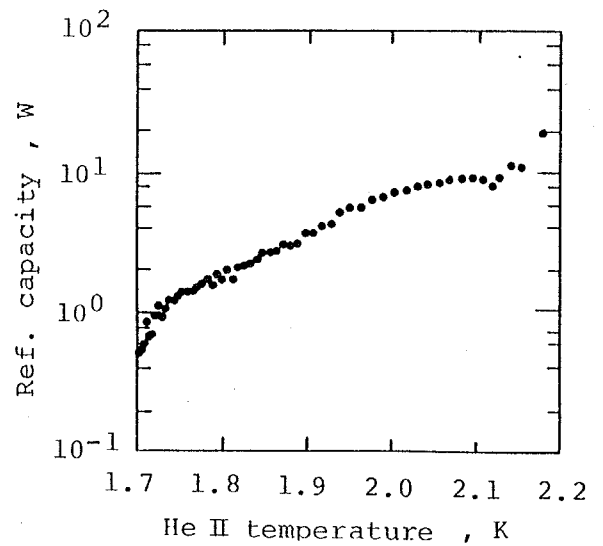


図4-1-6 HeII温度に対する冷凍能力

4-2 熱伝達測定用試料

本実験で用いた熱伝達測定用試料の断面図を図4-2-1に示す。試料は円柱状の無酸素銅で、長さ7.5cm、He II との間の滑らかに機械加工された熱伝達面の面積は 1.13cm^2 （直径1.2cm）である。加熱面には電気抵抗が約 70Ω のステンレス製フィルムヒーターが貼り付けてあり、加熱面から2.5cm、5.5cm、7.0cmのところにそれぞれLake Shore Cryotronics社製のカーボングラス抵抗測温体（CGR）が埋め込まれている。この試料は外径約6.0cmφ、長さ15.0cmのステンレス製真空容器に収められ、He II の浸み込みを防ぐためにその容器と銀口ウ付けによって接合されている。この接合部からの熱漏れを低減するために、図4-2-1中の拡大図に示すように接合部の周囲5mmのところの容器の肉厚は0.38mmと薄くしてある。さらに試料からの熱漏れ低減のためにこの容器の真空度を約 10^{-6}torr 以下（ただし常温において）と高真空にし、CGRやヒーターのリード線（直径0.08mmの銅線）を長く（約20cm）した。6Wの熱量をヒーターに加えたときを仮定して、試料の熱伝達面以外からの熱漏れを見積る（詳細は補遺4-1）と表4-2-1のようになる。この表から、加えた熱量に対する熱伝達面以外からの熱漏れ量は約 $3.3 \times 10^{-3}\%$ と非常に小さく、無視してもよいことがわかる。

ヒーターに加える熱量は4端子法によって測定し、熱伝達面温度は試料に埋め込まれた3個のCGRの示す温度から外挿して求めた。このとき、CGRが埋め込まれたことによりその部分で熱伝達面が減少し試料内の温度勾配が大きくなるが、全熱伝達面積のうちでCGRの占める割合が十分小さいためそれは無視した。またHe II の温度はHe II 槽内に固定したCGRによって測定した。ヒーターに流した電流およびその両端電圧はペンレコーダーで記録し、CGRには $1\mu\text{A}$ を通電しそれらの両端電圧もやはりペンレコーダーで記録した。ただし定常熱伝達測定的时候は、CGRの両端電圧はKeithley社製デジボルでAD変換して富士通社製パーソナルコンピューターFM16βに収録した。

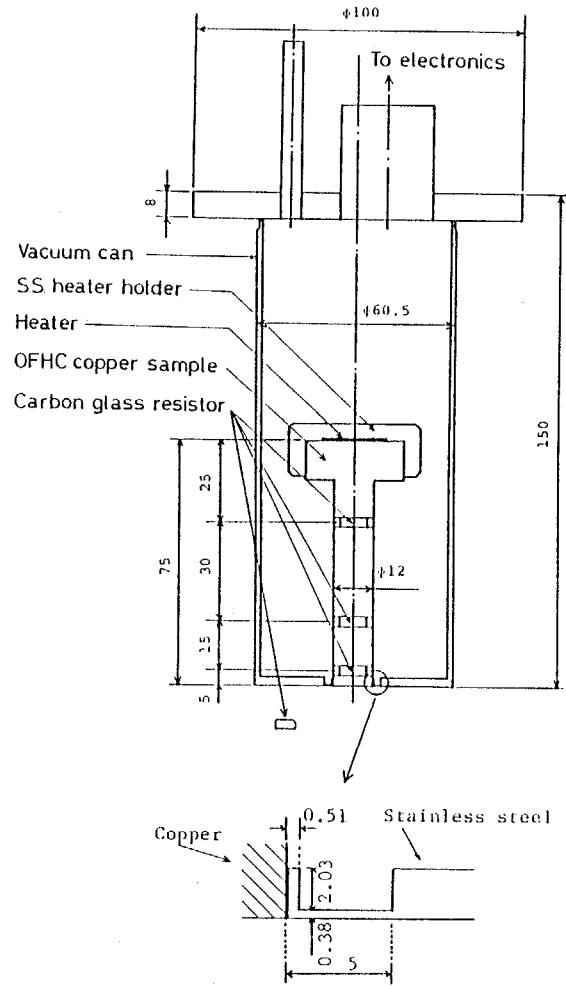


図4-2-1 熱伝達測定用試料断面図

リード線 (12本)	$6.9 \times 10^{-4} \text{ W}$
接合部	$4.3 \times 10^{-5} \text{ W}$
残留気体	$4.6 \times 10^{-6} \text{ W}$
放射	$4.4 \times 10^{-9} \text{ W}$
合計	$7.4 \times 10^{-4} \text{ W}$

表4-2-1 銅試料からの熱漏れ

4-3 定常熱伝達の測定結果

磁石の安全サイド設計に必要な冷却特性データを得ることを目的とし、また非定常熱伝達測定の前段階として、定常熱伝達における冷却特性について測定を行った。

He II 温度（以下 T_b と記す）が 1.7K のときに得られた、定常状態での試料内の温度分布を図 4-3-1 に示す。ヒーターからの距離 x に対して温度降下の割合が大きくなるのは、試料（無酸素銅）の熱伝導率が温度に対して単調増加になっているためである。この図に示すように CGR が埋め込まれている 3 点での温度から最小 2 乗法により外挿して求めた熱伝達面温度（以下 T_s と記す）と T_b の差 ΔT に対する熱流束 q は図 4-3-2 のようになる。これらの測定値は他の文献値⁸⁾と良く一致している。 $T_b = 2.0K$ と $2.1K$ のとき、それぞれ q が $6.0W/cm^2$ と $3.0W/cm^2$ 付近で、 T_b の微小変化をきっかけに T_s が時間に対してゆらぎを示し定常状態に落ち着かない現象が見られた。すなわち、この点で T_s が約 4.2K であることから膜沸騰状態への遷移が生じていると考えられる。また ΔT が増加するにしたがって q の増加の割合が大きくなっていることがこの図からわかる。これは加圧超流動ヘリウムは T_s が 4.2K 以下では発泡しないため、通常の液体におけるような発泡による伝達促進の効果とは考えられず、熱伝達面での熱伝達率 h が ΔT に依存することを表わしている。さらに ΔT が 1K より小さいところで、同じ ΔT において T_b が大きいほど q は大きくなる傾向が顕著に表われており、これは h が T_b にも依存することを示す。そこでその様子を見るために、本実験で得られた $\Delta T/T_b$ と $h (= q/\Delta T)$ の関係を示すと図 4-3-3 のようになる。 h は T_b に対して

$$h = \alpha n T_b^{n-1} \times \left\{ 1 + \frac{n-1}{2} \left(\frac{\Delta T}{T_b} \right) + \frac{(n-1)(n-2)}{6} \left(\frac{\Delta T}{T_b} \right)^2 + \frac{(n-1)(n-2)(n-3)}{24} \left(\frac{\Delta T}{T_b} \right)^3 + \dots \right\}$$

（ α と n は熱伝達面状態のみによって決まる定数）

で表わされることは一般に知られており⁹⁾、 $\Delta T \rightarrow 0$ のときの h すなわちカピッツァコンダクタンス h_k はこの式から

$$h_k = \alpha n T_b^{n-1}$$

となる。 h_k はこの図で y 切辺の値に相当し、 T_b の増加に対してやはり増加していることがわかる。“acoustic mismatch theory”に従うと $n=4$ となるため、上式から $h_k/T_b^3 = 4\alpha$ となり T_b に対して一定値をとる。この値は、磁石の設計において導線と

He II との間での熱伝達率を見積る上で重要なものである。そこで hk/Tb^3 を Tb に対して示したのが図4-3-4である。本実験では $0.045 \sim 0.065 \text{ W/cm}^2 \cdot \text{K}^4$ の範囲でばらつきを示すが、他の文献においてもこの値はやはり大きなばらつきを示し、値の大きさは本実験で得られたものとほぼ一致する^{2), 8)}。

本実験が終了してから約1週間後に、再度同じ試料を使って同様な定常熱伝達実験を行ったところ、その結果は上に述べた結果と良い一致をみせ、結果の再現性が確認できた。ただし試料はその1週間、本クライオスタット内に収納され、ヘリウム雰囲気中に置かれたままであった。

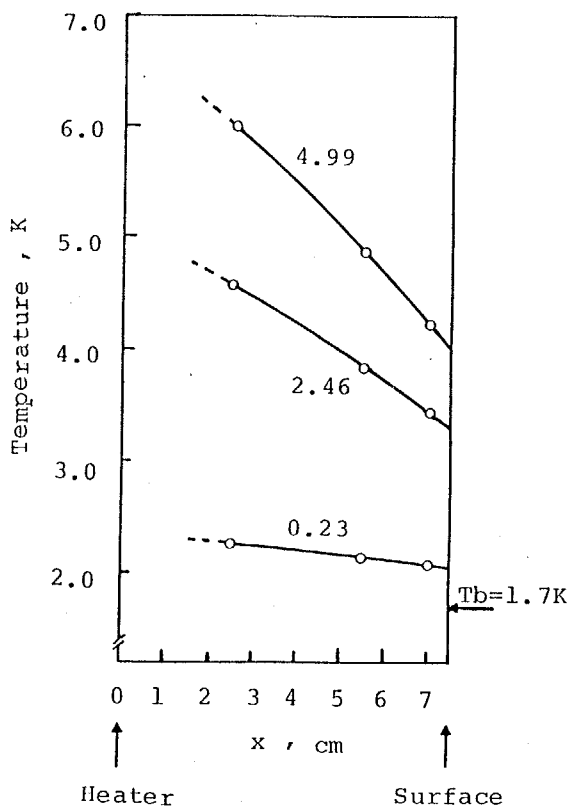


図4-3-1 定常状態における試料内の温度分布 (図中の数字は熱流束; W/cm^2)

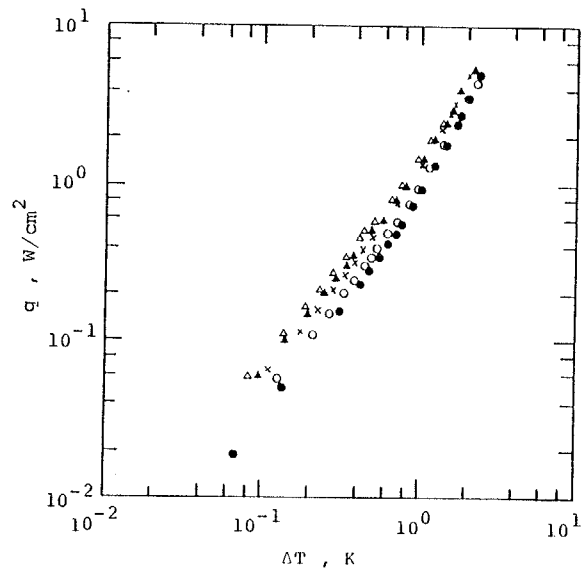


図4-3-2 熱伝達面温度とHe II 温度の差 (ΔT) と熱流束の関係
 ● - $Tb=1.7\text{K}$, ○ - $Tb=1.8\text{K}$
 × - $Tb=1.9\text{K}$, ▲ - $Tb=2.0\text{K}$
 △ - $Tb=2.1\text{K}$

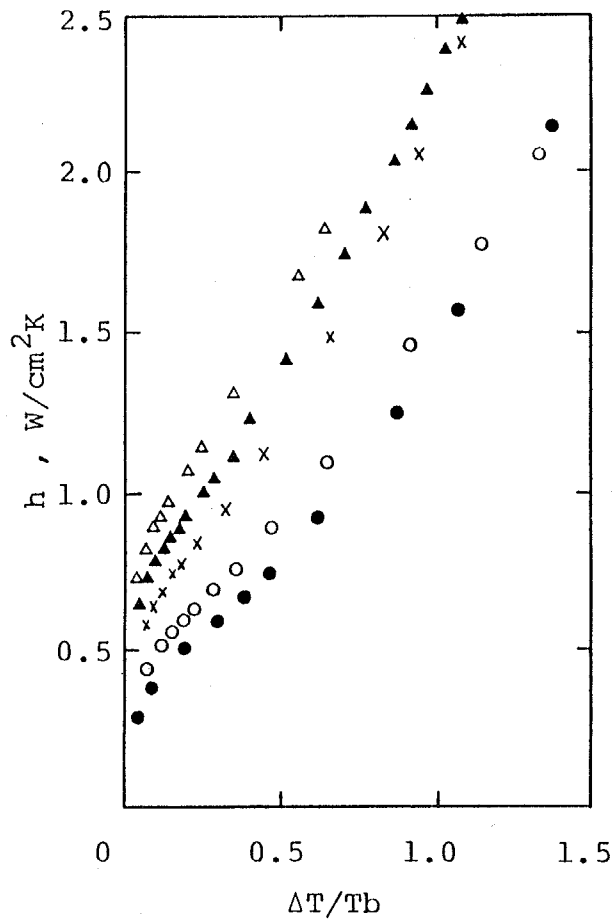


図4-3-3 $\Delta T / T_b$ と熱伝達率 h の関係
 ● - $T_b=1.7K$, ○ - $T_b=1.8K$
 × - $T_b=1.9K$, ▲ - $T_b=2.0K$
 △ - $T_b=2.1K$

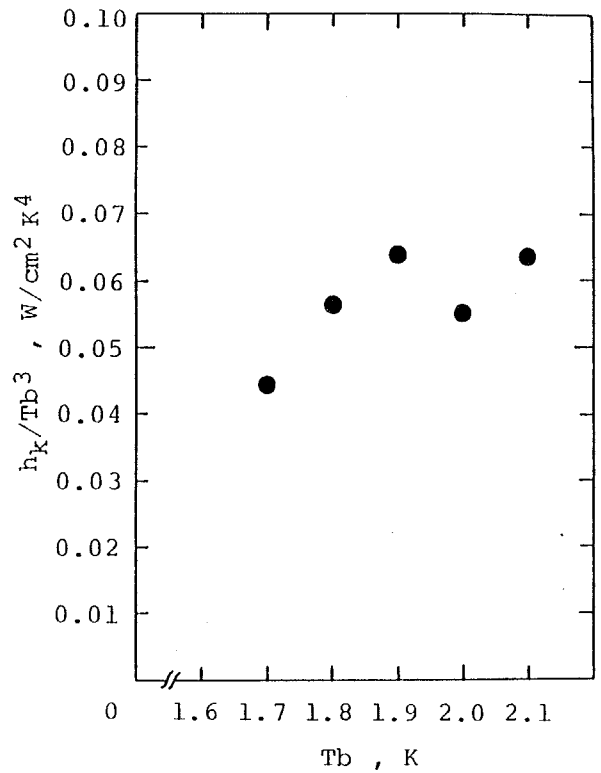


図4-3-4 He II 温度と h_k / T_b^3 の関係

4-4 非定常熱伝達の測定結果

超電導磁石の設計技術においてクエンチやACロスを考慮すると、導線とHe II との間の非定常冷却特性に関するデータは不可欠である。そこで本節ではそれに関する情報を得るために、様々な T_b において、ヒーターに正弦波電流を通電しその振幅および周波数をそれぞれ変化させ、試料内の温度変化を測定した。本実験でヒーターに加えられた熱量 Q は

$$Q = Q_0 + Q_0 \cos(\omega \tau),$$

従って試料内の熱流束 q も同様に

$$q = q_0 + q_0 \cos(\omega \tau) \quad (4-4-1)$$

である。これはDCレベル q_0 と、振幅がそれと同じ q_0 の余弦波が重なった形である。

この実験結果の一例として $T_b=1.9\text{K}$ 、 $q_0=357\text{mW/cm}^2$ において熱流束の周波数が 0.016Hz 、 1.9Hz 、 20Hz の場合の、試料内の3個のCGRの出力電圧の時間変化の様子をそれぞれ図4-4-1(a)、(b)、(c)に示す。これらの図中の3本の線は、それぞれ上から順にヒーターからの距離が 2.5cm 、 5.5cm 、 7.0cm の点のCGRについて示す。まずこの中で周波数が 0.016Hz のとき(図4-4-1(a))、経過時間に対する $\Delta T (=T_s - T_b)$ の変化を図4-4-2中に実線で示す。また図4-4-3に模式的に示すように、前節で示した定常状態での $\Delta T - q$ 曲線(図4-3-3)から得られる ΔT の値を同図中に破線で示す。これらの波形は良く似ており、特に ΔT が小さいところではほとんど一致し、このことは他の T_b および q の場合においても周波数が約 0.2Hz 以下のときは成り立っていることが一連の実験で確かめられた。つまり本装置では周波数が 0.2Hz 以下の場合、定常状態として記述できることがわかる。

しかし周波数がそれより大きい場合は図4-4-1(b)、(c)からもわかるように試料内の温度の振幅が減衰し、ある周波数以上では振幅が0になる。このことを模式的に示すために、 T_s の時間変化を周波数に対して書くと図4-4-4に示すようになる。この様子を詳しくみるために $T_b=1.9\text{K}$ 、 $q_0=357\text{mW/cm}^2$ の場合について、図4-4-4における ΔT_{up} と ΔT_{bot} を周波数に対して示したのが図4-4-5である。この図中の上と下の点の間で T_s が時間に対して振動しており、周波数を増してゆくと 0.2Hz 付近で ΔT の振幅が減衰を始め、 10Hz 付近では ΔT_{up} と ΔT_{bot} は共にDCレベルの熱流束($=q_0$)を定常的に加えたときの ΔT (以下 ΔT_{DC} と記す)と等しくなることがわかる。この傾向は他の T_b 、 q_0 のときにも表われていた。

この減衰特性の熱流束に対する依存性をみるために、 $\Delta T_{up}-\Delta T_{DC}$ (ΔT_{up-DC} と記す) および $\Delta T_{bot}-\Delta T_{DC}$ (ΔT_{bot-DC} と記す) を周波数に対して、 $T_b=1.9K$ 、 $q_o=357、161、58.5、20.5\text{mW/cm}^2$ についてそれぞれ示すと図4-4-6(a),(b)のようになる。 ΔT の振幅が0になる周波数は、 q_o が大きくなるにしたがいやはり大きくなることがわかる。次にその減衰特性の T_b に対する依存性をみるために、 q_o がほぼ等しいときの $T_b=1.7、1.8、1.9、2.0K$ について、上と同じ処理を行った結果を図4-4-8(a),(b)に示す。これらの図から T_b による ΔT の振幅の減衰への影響はあまり顕著に表われていないことがわかる。

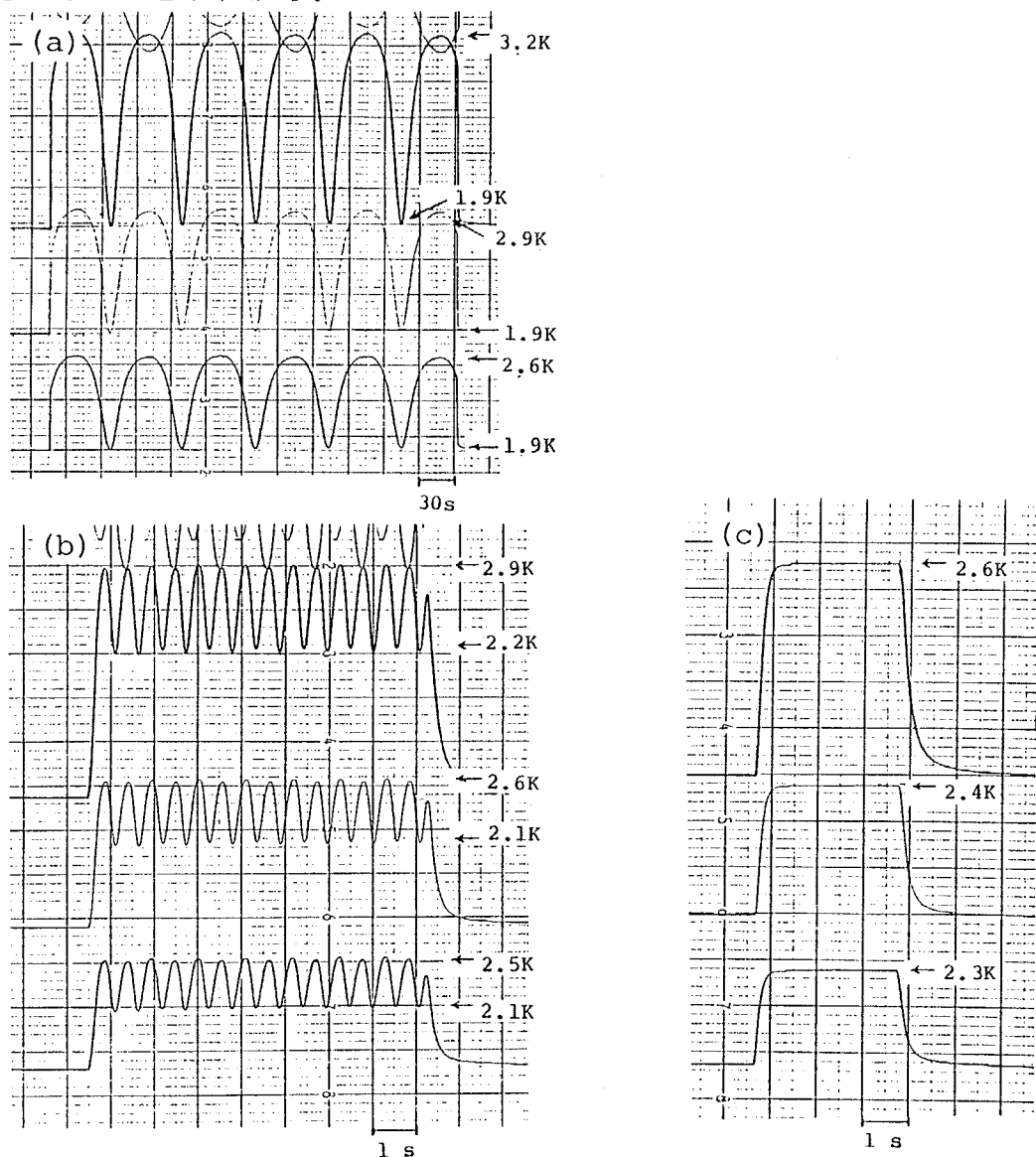


図4-4-1 試料内CGRの出力電圧の時間変化; $T_b=1.9K, q_o=357\text{mW/cm}^2$
 (a) 周波数=0.016Hz
 (b) 周波数= 1.9Hz
 (c) 周波数= 20Hz

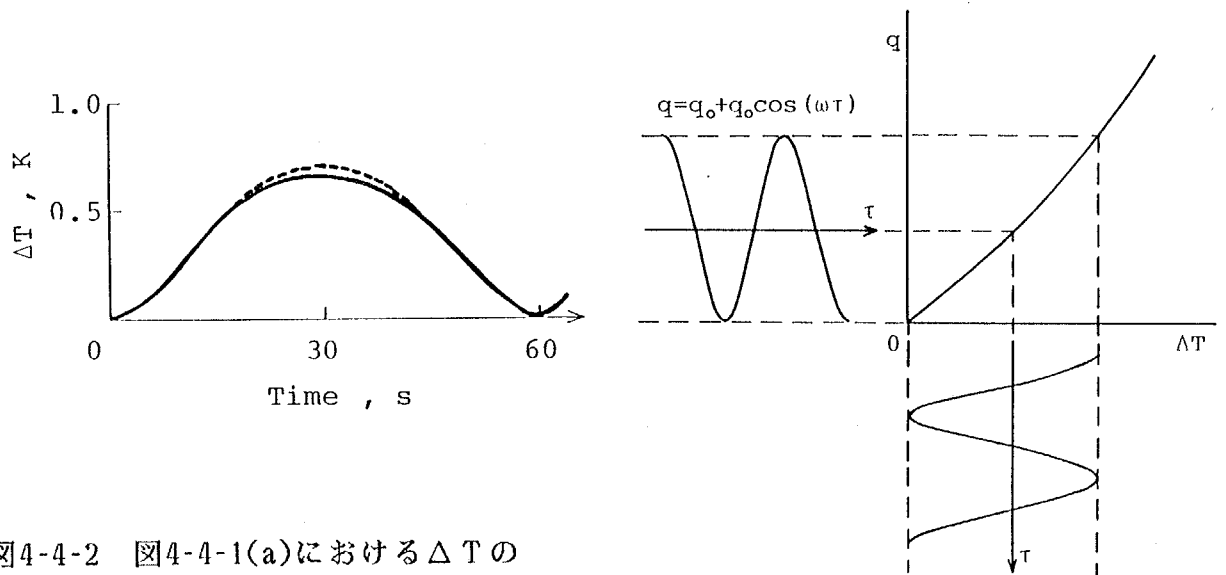


図4-4-2 図4-4-1(a)における ΔT の
経時変化
実線-実験値
破線-定常状態の $\Delta T - q$ 曲線
からの計算値

図4-4-3 定常状態の $\Delta T - q$ 曲線を使った
 q と ΔT の時間に対する対応図

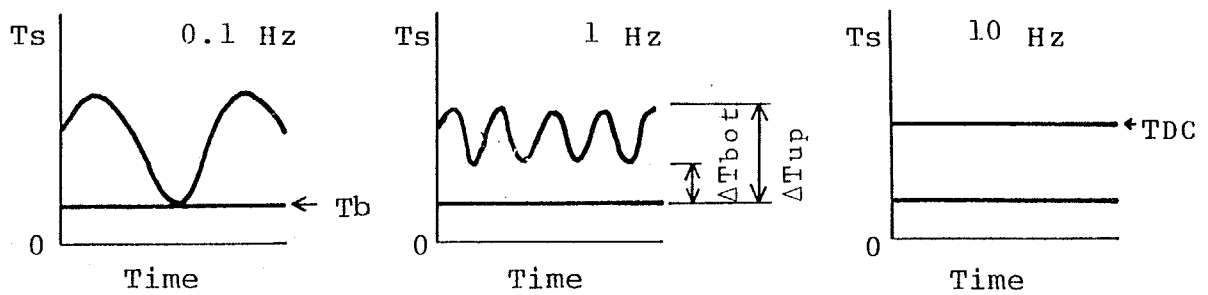


図4-4-4 周波数に対する熱伝達面温度の時間変化

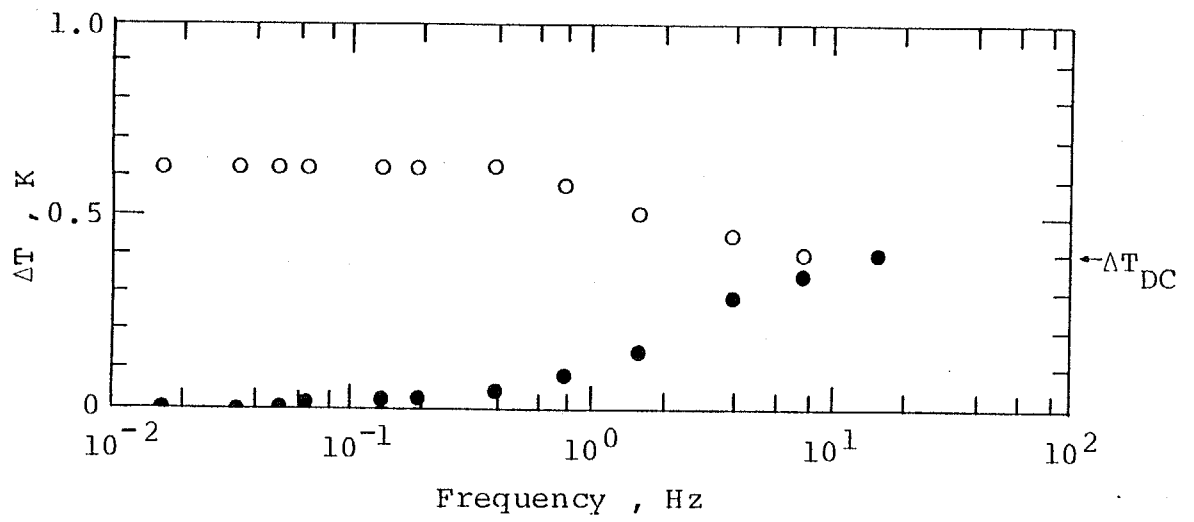


図4-4-5 周波数に対する ΔT の振幅の減衰の様子

$T_b=1.9K, q_0=357mW/cm^2$

○- ΔT_{up} 、●- ΔT_{bot}

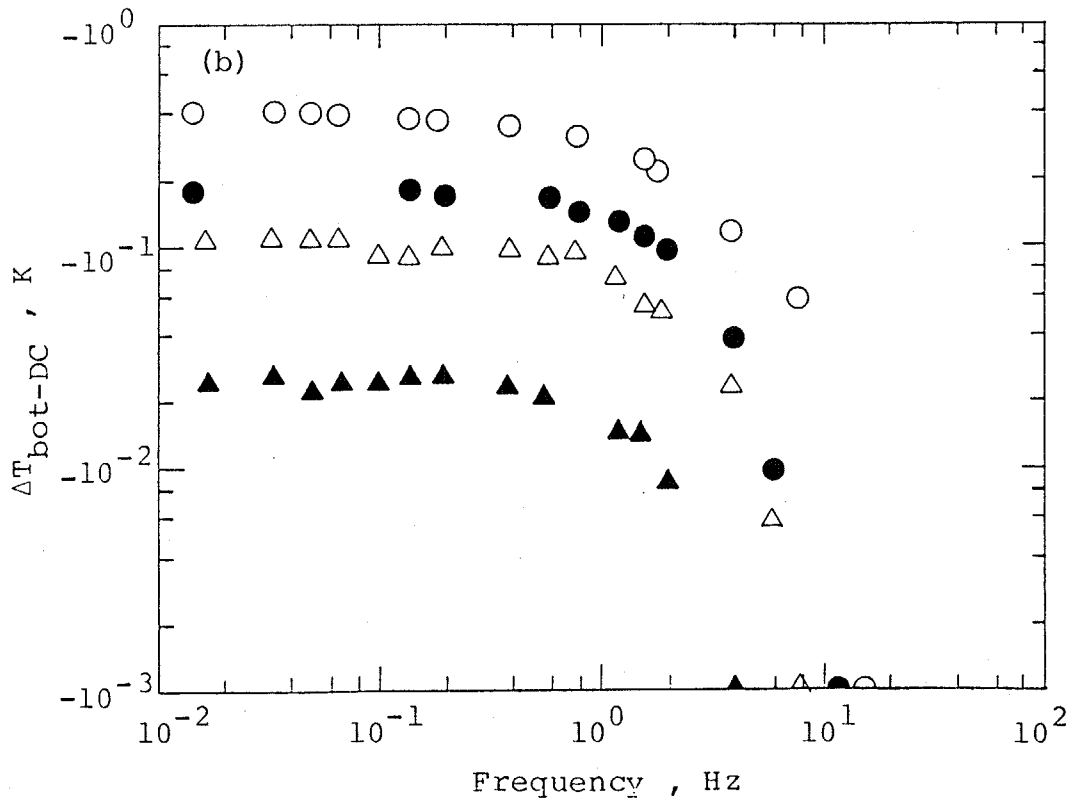
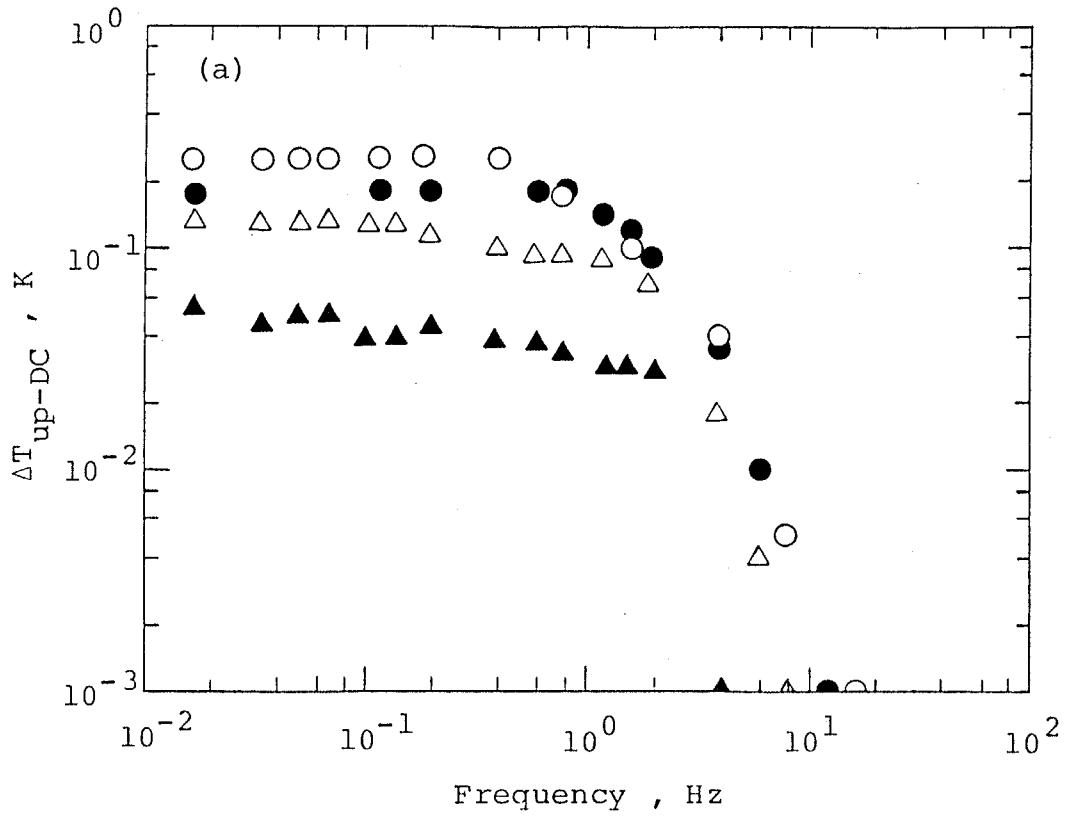


図4-4-6 銅試料内温度の減衰特性の熱流束に対する依存性

(a) T_{up-DC} , (b) T_{bot-DC}

$T_b=1.9K$

○ - $q_0=357 \text{ mW/cm}^2$, ● - $q_0=161 \text{ mW/cm}^2$

△ - $q_0=58.5 \text{ mW/cm}^2$, ▲ - $q_0=20.5 \text{ mW/cm}^2$

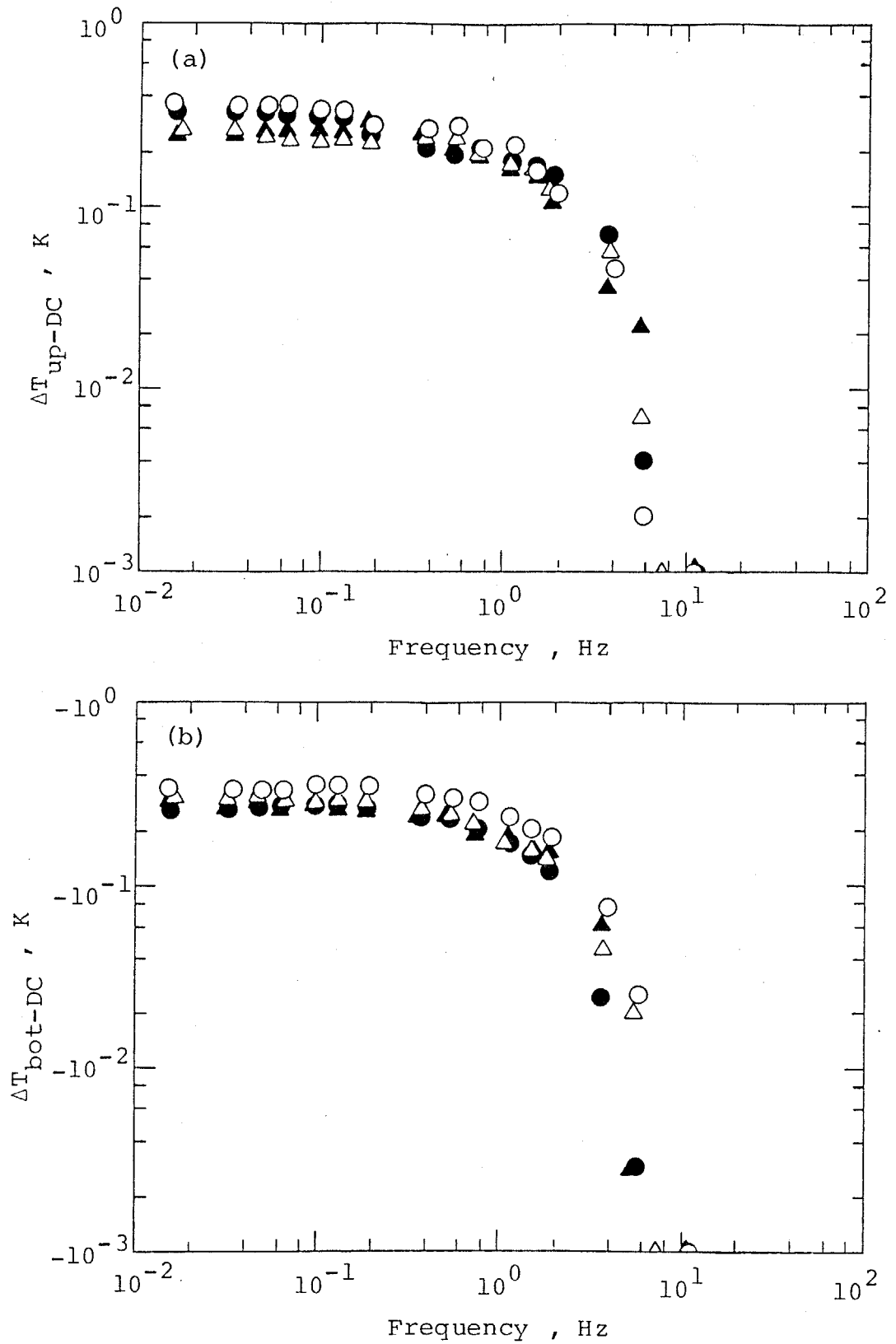


図4-4-7 銅試料内温度の減衰特性のHe II 温度に対する依存性

(a) $T_{\text{up-DC}}$, (b) $T_{\text{bot-DC}}$

○ - $T_b=1.7\text{K}$, $q_0=263\text{mW/cm}^2$, ● - $T_b=1.8\text{K}$, $q_0=250\text{mW/cm}^2$
 △ - $T_b=1.9\text{K}$, $q_0=289\text{mW/cm}^2$, ▲ - $T_b=2.0\text{K}$, $q_0=284\text{mW/cm}^2$

4-5 非定常一次元熱伝導モデル

(1) モデル 1

周波数の増加に対して銅試料温度の振幅が減衰してゆく原因としてまず考えられるのは、銅内部での熱拡散が q の振動に追従していないことである。そこで銅試料内部のみに着目して、図4-5-1に示すように厚さ L の銅平板の片面に熱量が周期的に加えられ、他面が He II によって冷却されているような一次元モデル（モデル 1）を立て、解析解を求めた。ここで解く方程式は、

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (4-5-1)$$

であり、境界条件は

$$\begin{aligned} (1) \quad x = 0 \text{ で} \quad & -\lambda_c \frac{\partial T}{\partial x} = q_0 + q_0 \cos(\omega\tau) \\ (2) \quad x = L \text{ で} \quad & T = T_{0c} \end{aligned}$$

とした。熱伝達面での境界条件は(2)のみで、銅と He II の間の熱伝達係数は考慮されていない。また銅の物性値は温度に依存するが、本解析では計算の簡単化のために 3 K での値を用いた。

その解は、

$0 \leq x \leq L$ (銅内部) で

$$\begin{aligned} T = & A_c e^{-\sqrt{\omega/2a_c}x} \cos\left(\omega\tau - \sqrt{\omega/2a_c}x\right) + B_c e^{-\sqrt{\omega/2a_c}x} \sin\left(\omega\tau - \sqrt{\omega/2a_c}x\right) \\ & + C_c e^{\sqrt{\omega/2a_c}(x-L)} \cos\left\{\omega\tau + \sqrt{\omega/2a_c}(x-L)\right\} + D_c e^{\sqrt{\omega/2a_c}(x-L)} \sin\left\{\omega\tau + \sqrt{\omega/2a_c}(x-L)\right\} \\ & + E_c x + F_c \end{aligned} \quad (4-5-2)$$

となる。ここで $A_c, B_c, C_c, D_c, E_c, F_c$ は、銅の温度伝導率および上の境界条件から定まる量である。

(4-5-2)式から求めた $q_0 = 357 \text{ mW/cm}^2$ のときの銅内の温度分布を、周波数が 1.57 Hz と 3.82 Hz の場合について図4-5-2(a), (b) にそれぞれ破線で示す。これらの図中において、上側の線は(その点での温度の最大値) - T_b 、(すなわち ΔT_{up})、下側の線は(その点での温度の最小値) - T_b 、(ΔT_{bot})を示している。つまり銅内において温度はこれらの線の間で振動していることになる。またこの図には前節で述べた実験結果も示してある。図4-5-2(a)と(b)を比べると、周波数の 1.57 Hz から 3.82 Hz への増加に対して、

実験では温度の振幅が減少しているのに対し、解析解ではこの2つの図の間に差がみられない。さらにこのモデルから求めた $x=2.5\text{cm}$ のところの温度と T_b の差 ($T_{x=2.5} - T_b$) を周波数に対して示す図4-5-3から、銅の熱拡散のみを考慮した場合、銅内の温度の振幅に減衰がみられるのは、周波数が約20Hz以上のときであることがわかる。つまり銅内部での熱拡散は、本実験で非定常性が表われた周波数に対しては十分追従してゆき、本実験でみられた非定常性はそれに起因するものではないと言える。

(2) モデル2

そこでその非定常性を説明するために、銅試料とHe IIとの界面の熱特性を考慮した、図4-5-4に示すような、銅とHe IIの界面に厚さ δ の小さな温度伝導率を持つ層を仮定するモデル（モデル2）を考える。

境界条件は

$$\begin{aligned} (1) \quad x=0 \text{ で} \quad & -\lambda_c \frac{\partial T}{\partial x} = q_0 + q_0 \cos(\omega\tau) \\ (2) \quad x=L \text{ で} \quad & T_{x=L-0} = T_{x=L+0} \\ (3) \quad x=L \text{ で} \quad & -\lambda_c \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=L-0} = -\lambda_k \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=L+0} \\ (4) \quad x=L+\delta \text{ で} \quad & T = T_b \end{aligned}$$

とした。(4)は、 $L+\delta \leq x$ においてHe II温度が T_b であることを意味する。また界面での層の厚さ δ とその比熱は未知であるため、ここでは解が実験結果に合うように、 $\delta = 1\text{mm}$ 、比熱 = $10000\text{ J/kg}\cdot\text{K}$ を仮定した。

(4-5-1)式をこのモデルについて解くと、その解は

$0 \leq x \leq L$ では

$$\begin{aligned} T = & A_c e^{-\sqrt{\omega/2a_c}x} \cos\left\{\omega\tau - \sqrt{\omega/2a_c}x\right\} + B_c e^{-\sqrt{\omega/2a_c}x} \sin\left\{\omega\tau - \sqrt{\omega/2a_c}x\right\} \\ & + C_c e^{\sqrt{\omega/2a_c}(x-L)} \cos\left\{\omega\tau + \sqrt{\omega/2a_c}(x-L)\right\} + D_c e^{\sqrt{\omega/2a_c}(x-L)} \sin\left\{\omega\tau + \sqrt{\omega/2a_c}(x-L)\right\} \\ & + E_c x + F_c \end{aligned} \quad (4-5-3)$$

$L \leq x \leq L+\delta$ では

$$\begin{aligned} T = & A_k e^{-\sqrt{\omega/2a_k}(x-L)} \cos\left\{\omega\tau - \sqrt{\omega/2a_k}(x-L)\right\} + B_k e^{-\sqrt{\omega/2a_k}(x-L)} \sin\left\{\omega\tau - \sqrt{\omega/2a_k}(x-L)\right\} \\ & + C_k e^{\sqrt{\omega/2a_k}(x-L-\delta)} \cos\left\{\omega\tau + \sqrt{\omega/2a_k}(x-L-\delta)\right\} + D_k e^{\sqrt{\omega/2a_k}(x-L-\delta)} \sin\left\{\omega\tau + \sqrt{\omega/2a_k}(x-L-\delta)\right\} \\ & + E_k(x-L) + F_k \end{aligned}$$

となる。またこれらの式で $A_c, B_c, C_c, D_c, E_c, F_c, A_k, B_k, C_k, D_k, E_k, F_k$ は、上に示した境界条件および銅とこのモデルで仮定した界面の薄い層の物性値などで決まる量である。

これらの条件の下に(4-5-3)式から求めた ΔT_{up} と ΔT_{bot} を先ほどの図4-5-2(a), (b)に実線で示す。これらの図を比べると、このモデルの解は周波数に対する温度の振幅の減衰について実験結果とよく似た傾向を示すことがわかる。このことは、このモデルから求めた熱伝達面での温度の振幅の減衰の様子(実線)と、実験から得られたそれ(●)を周波数に対して示した図4-5-5からも明らかである。すなわち、銅界面に小さな温度伝導率を持つ層を仮定することによって得られる温度の振幅が減衰し始める周波数は、モデル1に比べ実験のそれに近づくことがわかる。

(3) モデル3

一方、定常の実験から得られた熱伝達係数(図4-3-3)を、銅とHe IIの界面における境界条件として含むモデル(モデル3)を考える。つまりこのモデルの境界条件は、

$$(1) \quad x = 0 \quad \text{で} \quad -\lambda_c \frac{\partial T}{\partial x} = q_0 + q_0 \cos(\omega\tau)$$

$$(2) \quad x = L \quad \text{で} \quad -\lambda_c \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=L-0} = h(T_{x=L} - T_b)$$

である。(2)において h は

$$h = m_0 T_b^3 + m_1 (T_{x=L} - T_b) / T_b$$

(m_0, m_1 は、図4-3-3から直線近似によって得られる値)

とし、周波数に対する依存性は含まないとした。

この数値解析結果を先の図4-5-2(a), (b)および図4-5-3にそれぞれ一点鎖線で示す。図4-5-3から、このモデルから得られる結果は温度の振幅が減衰し始める周波数については、実験結果と大幅に異なりモデル1の結果に近いが、周波数が小さいところでの ΔT の値は実験結果と良く一致することがわかる。

(4) モデル4

以上のモデルから、本実験での非定常性は、モデル2で考えたような銅とHe IIの界面における小さな温度伝導率の層と、モデル3で考えた熱伝達率の温度依存性の両方の効果を含んでいるといえる。

そこで、モデル2に熱伝達率の温度依存性の効果を入れるために次の仮定をした。

モデル2において、定常状態の解が

$$q_0 = \frac{\lambda_k}{\delta} (T_{x=L} - T_b) = \frac{\lambda_k}{\delta} \Delta T_{DC}$$

1 になることから、 λ_k / δ はモデル3のhに相当し、

$$\lambda_k / \delta = m_0 T b^3 + m_1 (T_{x=L} - T_b) / T b$$

(m_0, m_1 は、モデル3でのそれと同じ値)

とした。この仮定を含む本モデルの境界条件をまとめると、

$$(1) \quad x = 0 \quad \text{で} \quad -\lambda_c \frac{\partial T}{\partial x} = q_0 + q_0 \cos(\omega\tau)$$

$$(2) \quad x = L \quad \text{で} \quad T_{x=L-0} = T_{x=L+0}$$

$$(3) \quad x = L \quad \text{で} \quad -\lambda_c \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=L-0} = -\lambda_k \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=L+0}$$

ここで、 $\lambda_k = \delta \{ m_0 T b^3 + m_1 (T_{x=L} - T_b) / T b \}$

$$(4) \quad x = L + \delta \quad \text{で} \quad T = T_b$$

となる。

この条件の下に得られた数値解析結果を、図4-5-2(a),(b)および図4-5-3にそれぞれ二点鎖線で示す。この結果はモデル2、モデル3に比べ実験結果に近いものとなっている。

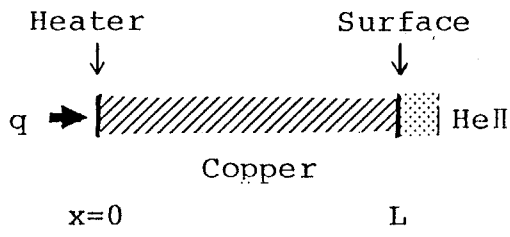


図4-5-1 非定常一次元モデル 1

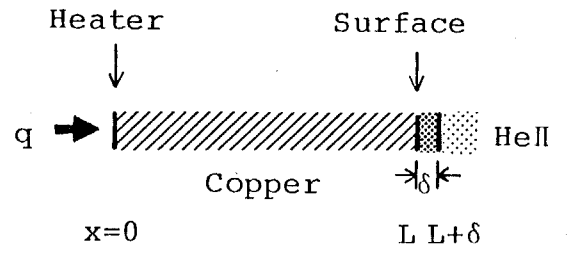


図4-5-4 非定常一次元モデル 2

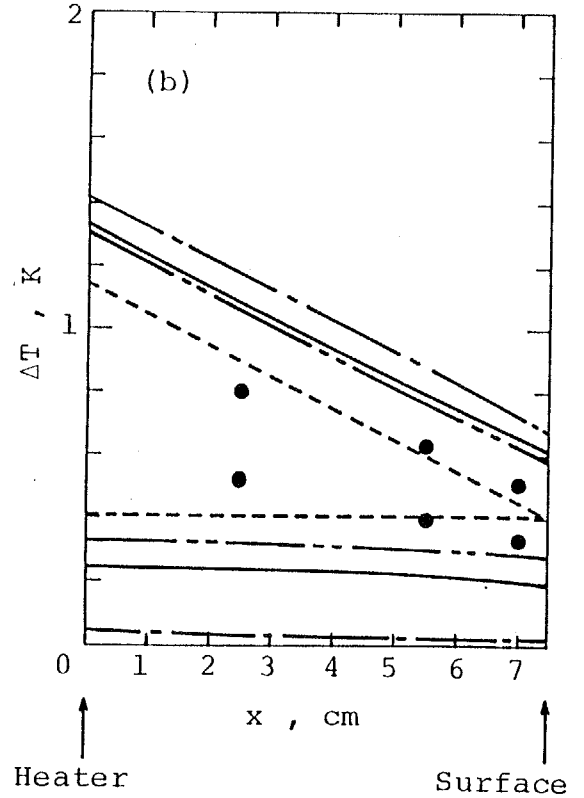
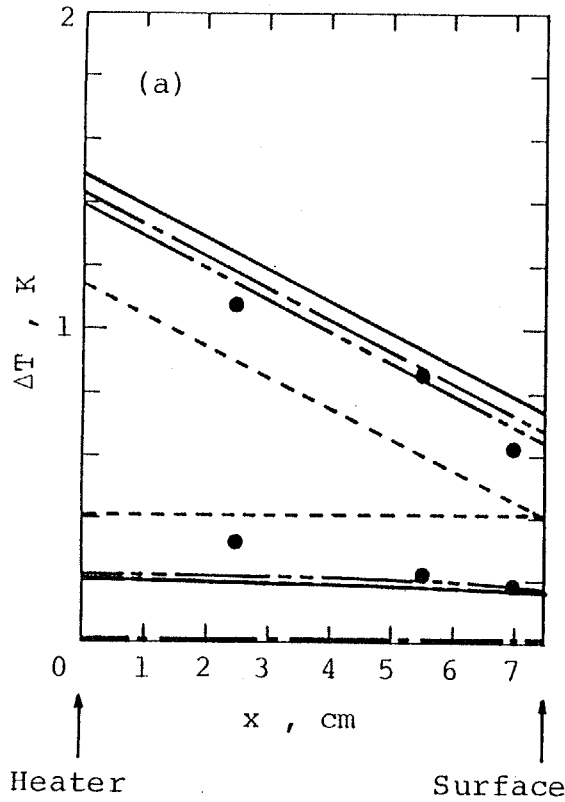


図4-5-2 銅試料内の ΔT の振幅 ; $T_b=1.9K, q_0=357mW/cm^2$

(a) 周波数=1.57Hz

(b) 周波数=3.82Hz

● -実験値

..... -モデル1、 — -モデル2

--- -モデル3、 - - - -モデル4

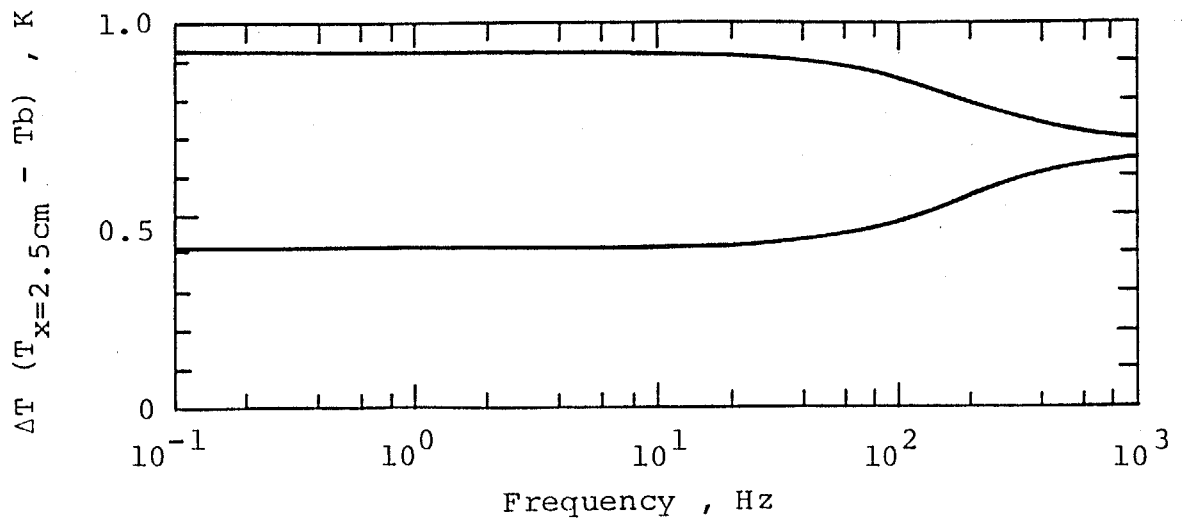


図4-5-3 周波数に対する、モデル1から求めた $x=2.5\text{cm}$ のところの温度と T_b の差の振幅の減衰の様子

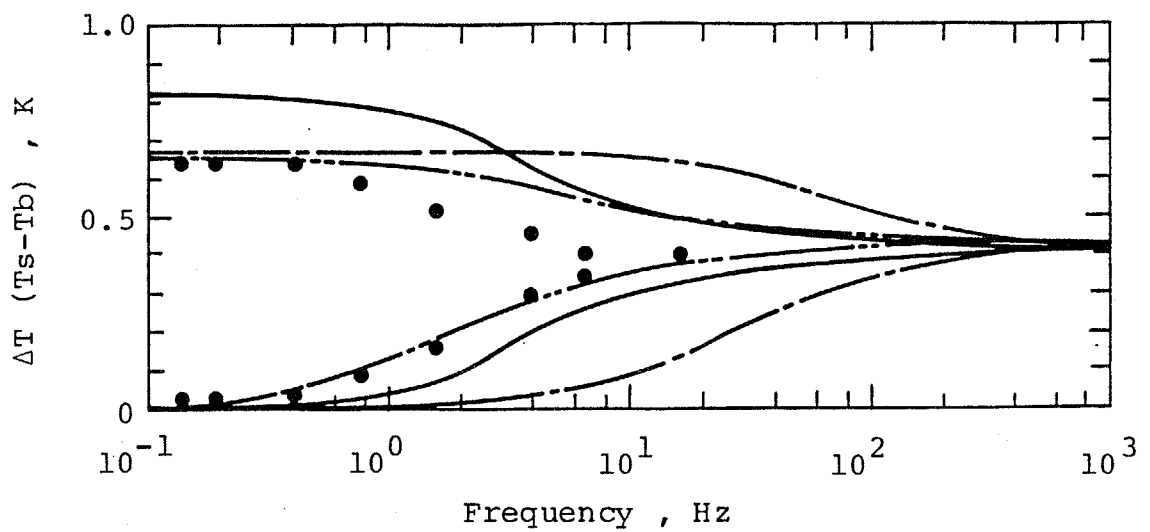


図4-5-5 周波数に対する熱伝達面での ΔT の振幅の減衰の様子
 $T_b=1.9\text{K}$, $q_0=357\text{mW/cm}^2$

- -実験値
- -モデル2、- - -モデル3
- · - -モデル4

4-6 まとめ

大気圧の超流動ヘリウム中で銅試料を定常的および非定常的に加熱する実験を行い、定常の実験からは、熱伝達面とHe IIの温度差に対する熱流束の関係、およびカピッツァ・コンダクタンスについて、信頼できる値が得られた。

熱流束が正弦波形で変化する場合、銅試料内の温度変化に非定常性が表われるが、低い周波数領域での変化は銅の温度伝導率を考慮しただけでは説明できない。

この特性は、銅とHe IIの界面に、温度伝導率の小さな層の存在と熱伝達率の温度依存性を仮定した一次元モデルによって、近似できることが示された。

参考文献

- (1) "低温工学ハンドブック", 内田老鶴園新社, p.454.
- (2) A.E.Alnaimi and J.C.A.van der Sluijjs, "On the Experimental Reproducibility in Measurements of the Kapitza Conductance of Copper between 1 and 2 K", Cryogenics, December 1973, p.722.
- (3) A.E.Alnaimi and J.C.A.van der Sluijjs, "Reduced Kapitza Conductance for Clean Silver Surfaces at Temperatures between 1 and 2 K", Cryogenics, November 1974, p.599.
- (4) J.C.A.van der Sluijjs and A.E.Alnaimi, "Heat Transfer Mechanisms between Metals and Liquid He⁴ at Temperatures between 1 and 2 K", Cryogenics, March 1976, p.161.
- (5) A.Kashani and S.W.Van Sciver, "High Heat Flux Kapitza Conductance of Technical Copper with Several Different Surface Preparations", Cryogenics, May 1985, p.238.
- (6) K.R.Atkins, "Liquid Helium", the Syndics of the Cambridge University Press, 1959.
- (7) 小林久恭ら, "加圧超流動ヘリウム・クライオスタットの製作", 低温工学, Vol.16, No.1, 1981, p.21.
- (8) R.P.Warren and S.Caspi, "Measurements of Heat Transfer to He II at Atmospheric Pressure in a Confined Geometry", Advances in Cryogenic Engineering, Vol.27, 1982, p.459.
- (9) B.W.Clement and T.H.K.Frederking, "Thermal Boundary Resistance and Related Peak Flux During Heat Transport from a Horizontal Surface through a Short Tube to a Saturated Bath of He II", Proc. of Intl. Inst. of Refrig.:Commission I, Pergamon Press, Oxford, 1966, p.45
- (10) "NBS Handbook on materials for superconducting machinery", National Beureaw of Standards : Boulder, Colorado, USA, 1977.
- (11) "伝熱工学資料", 日本機械学会, p.268.

補遺 4-1 銅試料からの熱漏れ

本見積りでは $T_b = 2\text{ K}$ においてヒーターに 6 W の熱量を入力したときの状態を仮定し、リード線からの伝導熱、伝達面と真空容器の接合部からの伝導熱、残留気体からの伝導熱、放射による伝達熱について試算を行った。

(1) リード線からの伝導熱

定常熱伝導として次式を使った。

$$Q = (A/L) \int \lambda dT = (A/L) \lambda (T_2 - T_1) \quad (4-A)$$

A : 熱伝導面積、 L : 熱伝導長さ、 λ : 平均熱伝導度

T_1 : 低温部温度、 T_2 : 高温部温度

本装置ではヒーターと CGR のリード線の材質は銅、半径 0.04 mm 、長さ 20 cm であることから (4-A) 式において、

$$\lambda_{5\text{K}} = 380\text{ W/m}\cdot\text{K}^{\circ}, \quad A = 5.03 \times 10^{-9}\text{ m}^2,$$

$$L = 0.2\text{ m}, \quad T_1 = 2\text{ K}, \quad T_2 = 8\text{ K}$$

とすると、リード線 1 本当りの伝導熱 Q は $5.7 \times 10^{-5}\text{ W}$ となる。

3 個の CGR は直列につないであるため、リード線は合計 12 本で、

$$Q \times 12 = 6.9 \times 10^{-4}\text{ W}$$

となる。

(2) 熱伝達面と真空容器の接合部からの伝導熱

接合部の材質はステンレスであることから (4-A) 式において

$$\lambda_{2\text{K}} = 0.15\text{ W/m}\cdot\text{K}^{\circ},$$

また、

$$A = 1.43 \times 10^{-6}\text{ m}^2, \quad L = 5 \times 10^{-3}\text{ m}$$

であることから、伝導熱 Q は

$$Q = 4.3 \times 10^{-5}\text{ W}$$

となる。

(3) 残留気体からの伝導熱

残留気体からの伝導熱を求める式として

$$Q = 2.42 \times 10^{-4} \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{\beta P}{\sqrt{MT}} (T_2 - T_1) A_1 \quad (4-B)$$

γ : 比熱比 β : 適応係数
 P : 圧力, μ mHg M : 分子量
 T : 真空部の温度, K A_1 : 銅棒の表面積, cm^2
 T_1 : 銅棒の温度, K T_2 : 真空容器の温度, K

を使った。本真空容器内圧力は常温で 1×10^{-6} tor 以下であり、極低温ではさらに真空度が増すと思われるが、ここでは熱漏れを大きめに見積ることとし、極低温でも 1×10^{-6} tor と仮定した。その他の値も以下に示す。

$\gamma = 1.4$ $\beta = 1$ (空気の場合)
 $P = 760 \times 10^{-6} \mu$ mHg $M = 29$
 $T = 2$ K $A_1 = 32 \text{cm}^2$
 $T_1 = 3$ K $T_2 = 2$ K

このとき、(4-B)式より残留気体からの伝導熱 Q は

$$Q = 4.6 \times 10^{-8} \text{W}$$

となる。

(4) 放射による伝達熱

ここでは、

$$Q = \sigma E A_1 (T_2^4 - T_1^4) \quad (4-C)$$

$$E = e_1 e_2 / \{ e_1 + (A_1/A_2)(1 - e_2)e_1 \}$$

σ : ステファン・ボルツマン定数 ($5.6 \times 10^{-2} \text{W}/\text{cm}^2$)

e_1 : 低温部の放射率 e_2 : 高温部の放射率

T_1 : 低温部温度, K T_2 : 高温部温度, K

A_1 : 低温部表面積, cm^2 A_2 : 高温部表面積, cm^2

を使った。本装置では、それぞれ

$e_1 = e_2 = 0.1,$
 $T_1 = 2$ K, $T_2 = 4$ K,
 $A_1 = 324 \text{cm}^2,$ $A_2 = 32 \text{cm}^2$

であるとする、放射による伝達熱 Q は

$$Q = 4.4 \times 10^{-9} \text{W}$$

となる。

第5章 結論

- (1) クローズドサイクルMHD発電実験装置”FUJI-1”のためのヘルムホルツ型超電導磁石を設計し、性能試験を行った。

2個のコイルの間にディスク型MHD発電機を挟みながら、電磁力を支持するための新しい構造部が考案され、励磁試験によってその機能が確かめられた。

- (2) 熱入力1000MWのクローズドサイクルMHD発電機に組み込まれる超電導磁石について概念設計を行い、磁石の蓄積エネルギーは650MJ程度になる可能性が示された。

コイルをカソードの後流に置き、ディフューザ部を貫く支持棒を2個のコイルの間に通すことによって、外部からの熱負荷を抑えながらコイル間吸引力の支持を行い、発電機の分解も容易な磁石の構造と配置を提案した。

その磁石の形態は、単一コイル型よりも蓄積エネルギーが小さく、発電流路内の磁界の均一性に優れるヘルムホルツ型のほうが適用性に富むことが示された。

- (3) 加圧超流動ヘリウム中の銅試料をヒーターによって定常的および非定常的に加熱し、それらの熱伝達特性について信頼性のあるデータを得た。

熱流束を正弦波形で変化させた場合の試料内部の温度変化は、銅の温度伝導率を考慮しただけでは説明できず、銅と超流動ヘリウムの界面に温度伝導率の小さな層と熱伝達率の温度依存性を仮定した一次元モデルによって、近似できることが示された。

記号表

A	:	発電流路の断面積
A_c	:	超電導線の断面積
A_{ij}	:	i, j 要素間の接続面積
A_t	:	伝熱面積
A_1	:	低温部の表面積
A_2	:	高温部の表面積
a	:	線状円電流の半径
a_c	:	銅の温度伝導率
a_k	:	銅とHe II界面の層の温度伝導率
B	:	磁界ベクトル
C	:	ヘリウムによる冷却熱量
C_c	:	超電導線の比熱
C_f	:	発電流路壁での摩擦係数
C_i	:	i 要素の比熱
C_p	:	定圧比熱
c	:	光速
D	:	ペブル直径
D_e	:	水力直径
E	:	電界ベクトル
E_r	:	ホール電界
e	:	電子の電荷
e_1	:	低温部の放射率
e_2	:	高温部の放射率
F	:	荷重ベクトル
G	:	導体のジュール発熱量
g	:	作動気体のペブル床での質量流量
g_c	:	次元定数
g_i	:	i 原子の基底状態の統計重み

g_{i^+}	:	i イオンの基底状態の統計重み
H	:	ペブル床高さ
h	:	プランク定数
I	:	電流値
I_c	:	ショートサンプルの臨界電流値
I_r	:	低温端回復電流値
I_{sc}	:	超電導体の臨界電流値
I_{sco}	:	電流が安定化銅に分流し始める温度のときの超電導体の臨界電流値
i	:	コイルに流れる電流ベクトル
J	:	電流密度ベクトル
J_c	:	安定化銅の電流密度
J_{co}	:	$\tau = 0$ のときの J_c
J_r	:	ホール電流密度
$[K]$:	構造剛性行列
k	:	ボルツマン定数
L	:	インダクタンス
l	:	伝熱距離
M	:	真空容器内の残留気体の分子量
m_e	:	電子の質量
m_j	:	j 粒子の質量
N_{st}	:	スタントン数
n_e	:	電子の数密度
n_{He}	:	ヘリウム原子の数密度
n_i	:	i 原子の数密度
n_{io}	:	i 原子 + i イオンの数密度
n_{i^+}	:	i イオンの数密度
P	:	作動気体の濺み点圧力
P_g	:	真空容器内の残留気体の圧力
Q_r	:	放射損失
R_i	:	i 要素の半径

R	:	電気抵抗
r	:	円筒座標系における半径方向距離
r	:	半径方向成分
S	:	発電流路の濡れぶち長さ
S_c	:	導体の冷却濡れぶち長さ
T	:	温度
T_c	:	全電流が安定化銅に流れ始める温度
T_e	:	電子温度
T_g	:	作動気体温度
T_m	:	コイルの最高温度
T_w	:	発電流路壁温度
T_{gow}	:	発電流路壁断熱温度
T_0	:	電流が安定化銅に分流し始める温度
T_1	:	低温部の温度
T_2	:	高温部の温度
U	:	変位ベクトル
U_{ij}	:	i, j 要素間の熱通過率
u	:	速度ベクトル
V_i	:	i 要素の体積
z	:	円筒座標における軸方向距離
z	:	軸方向成分
α	:	熱伝達係数
β	:	ホール係数
β_{eff}	:	有効ホール係数
γ	:	比熱比
ε	:	ペブル床の空隙率
ε_i	:	i 原子の電離ポテンシャル
λ	:	熱伝導度
λ_c	:	銅の熱伝導度
λ_k	:	銅とHe II界面の層の熱伝導度

μ	:	作動気体の粘性係数
μ_0	:	真空の透磁率
ν_{ej}	:	電子と j 粒子の衝突周波数
ν_{e-He}	:	電子とヘリウム原子の衝突周波数
ξ	:	適応係数 (空気の場合 = 1)
ρ	:	作動気体の質量密度
ρ_c	:	銅の比抵抗
ρ_i	:	i 要素の密度
σ	:	電気伝導度
σ_{eff}	:	有効電気伝導度
τ	:	時間
ϕ	:	時定数
χ	:	導線中の超電導体の体積比
$\langle \quad \rangle$:	空間平均

謝辞

私が極低温分野における研究を始めるきっかけになったのは、博士前期課程へ進学したときの、FUJI-1に組み込む超電導磁石の設計に加わってみたいか、という塩田教授からの提案でした。さっそく東芝京浜事業所の設計グループに加わり、そこで超電導磁石に関する設計技術などについて知識を深めるとともに、実際に工場内で磁石の製作のお手伝いをさせていただくという貴重な体験をすることができました。また磁石の製作後に行った性能試験においては、超電導磁石の運転に関する細かな技術までも知ることができました。博士後期課程へ進学してからは、塩田教授と梶島助教授が超電導磁石の研究からさらに視野を広げた超流動ヘリウムの熱伝達に関するテーマを与えて下さり、応用技術的な前期課程の研究とは毛色の異なった基礎的な研究にも従事させていただくことができました。

この間に研究の方向づけや、常に暖かいご指導とご助言、さらに研究者としての物の見方、考え方までも賜りました塩田進教授、梶島成治助教授、山岬裕之助教授に心から感謝したいと思います。また研究上の助言、あるいはその他の様々なご援助をいただいた吉川邦夫助手、原田信弘助手、大柿久美子技官、白土捨松氏、高橋浩技官にも感謝致します。

さらにFUJI-1の磁石の設計においてその解析方法、手順などに対して快く相談相手になり、適切な助言を与えて下さりました真田芳直氏、性能試験において多大なご協力を頂きましたその他の東芝京浜事業所の皆様にも改めて感謝致します。

そして3年間超流動ヘリウムに関する研究を共に行い、貴重な助言はもとより、ヘリウムの冷却技術から超流動ヘリウム発生装置の製作技術までをも教えていただきました東芝エネルギー機器研究所の佐藤明男氏には心から感謝致します。

また第3章で使った発電流路設計のための一次元定常計算コードを提供し、発電流路の特性について非常に有益な助言をしてくれた奥野喜裕君(D3学生)にも、これからはお互い良き研究仲間であることを望みながら感謝の意を表します。

最後に本論文の作製にあたって、活発な意見交換をし、実験やそのデータ処理を我が身のことにように手伝ってくれた私の良き研究仲間である慶松征君(M2学生)、中出雅彦君(M2学生)、本田聡君(M1学生)、石戸功一君(B4学生)の各君に対しても感謝したいと思います。