

JAERI-M

7 2 9 8

核融合実験炉超電導トロイダルマグネットの設計研究

1977年10月

核融合研究部 炉設計研究室

日 本 原 子 力 研 究 所
Japan Atomic Energy Research Institute

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

核融合実験炉超電導トロイダルマグネットの設計研究

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部
炉設計研究室

(1977年8月29日受理)

核融合実験炉用の超電導トロイダルマグネットの設計研究を行った。設計内容は線材設計、磁界分布解析、支持構造の設計、応力解析、冷凍システムの設計、安全解析等である。

コイル中での最大トロイダル磁界は12.0Tとなり、この時、プラズマ中心で6.0Tを与える。コイルの内径は7.3×11.2mで、コイル形状は変形均一応力D型である。又、真空排気ポートやブランケット・遮蔽の支持構造のためのスペースの必要性を考慮して、16コイル設計を採用した。プラズマ領域における最大磁界リップルは0.47%である。運転電流は25,100アンペアで、完全安定化条件が満たされている。

その脆性にもかかわらず、Nb₃Sn超電導体選ばれており、NbTi超電導体の使用限界を越えた12Tのトロイダル磁界が得られている。大型Nb₃Snコイルの開発は、経済的な核融合炉実現には不可欠のものであろう。

Design Study of Superconducting Toroidal Magnet
for Tokamak Experimental Fusion Reactor

Fusion Reactor System Laboratory
Division of Thermonuclear Fusion Research
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received August 29 , 1977)

Design study of the superconducting toroidal magnet for a Tokamak experimental fusion reactor has been carried out. Performed here were conductor design, magnetic field calculation, design of coil support, stress analysis, design of refrigeration system and safety analysis.

The maximum toroidal field at the coil is 12.0 T, providing 6.0 T at the plasma center. The coil bore is 7.3 x 11.2 m, and the coil shape is deformed constant-tension D-shape. 16 coil design was chosen, considering the necessity for good access for the evacuation port or the support structure of blanket and shield. The maximum field ripple obtained in the plasma region is 0.47 %. The operational current is 25,100 amperes, and the cryogenic stabilization is fulfilled.

Nb₃Sn superconductor was chosen in spite of its brittleness, to attain a toroidal field of 12 T which is higher than a practical limit for NbTi superconductor. The development of large Nb₃Sn coil technology would be necessary to realize an economic fusion power reactor.

Keywords : Experimental fusion reactor, Superconductor, Toroidal magnet, Nb₃Sn, Constant-tension D-shape, Magnetic force, Cryostat, Safety analysis, Coil Support, Stress analysis

The design study performed by Mitsubishi Electric Company, Mitsubishi Heavy Industries and Mitsubishi Atomic Power Industries under contract with JAERI

目 次

まえがき	1
1. 設計思想と概念設計概要	1
1.1 超電導トロイダルマグネット・システムの構成	1
1.2 設計内容と設計条件	2
1.3 設計の概要	5
2. 超電導トロイダルコイル基本設計	12
2.1 トロイダルコイルのD型形状	12
2.2 トロイダルコイル断面形状	12
2.3 コイル巻線支持構造	13
2.4 コイル電流	16
2.5 安定化に関する考察	18
2.6 複合超電導線の種類	25
2.7 複合超電導線の基本仕様	27
2.8 超電導ディスク構成とコイル諸元	28
2.9 まとめ	29
3. マグネット構成材料	45
3.1 超電導線	45
3.2 金属構造材料	50
3.3 絶縁材料	52
3.4 超電導マグネット材料に対する放射線照射効果	52
3.5 まとめ	58
4. マグネットの電磁気解析	78
4.1 トロイダル磁界	78
4.2 ポロイダル磁界	80
4.3 トロイダルコイル自身の電磁力	81
4.4 ポロイダル磁界によって生じる電磁力	82
4.5 インダクタンスと磁界エネルギー	84
4.6 まとめ	85
5. マグネット構造設計と応力解析	102
5.1 概要	102
5.2 ディスク構造物の応力解析	103
5.3 向心力の支持	104
5.4 ポロイダル磁界による倒し力の支持	105
5.5 自重支持と耐震性の検討	106
5.6 コイル導体の強度計算	107

5.7	考察	108
5.8	まとめ	110
6.	クライオスタット構造設計	128
6.1	クライオスタットの構造	128
6.2	積層断熱材(スーパーインシュレーション)	128
6.3	向心力支持に関する熱的検討	130
6.4	倒し力支持に関する熱的検討	130
6.5	自重支持構造	131
6.6	He冷却通路構成	132
6.7	クライオスタット構成	133
6.8	マグネット各部の重量	133
6.9	まとめ	134
7.	励磁システム	143
7.1	励磁システム	143
7.2	ディスク毎の18励磁分割	144
7.3	18励磁分割コイルの励磁	145
7.4	まとめ	146
8.	冷却負荷	149
8.1	超電導線内の発熱	149
8.2	構造物中での渦電流発熱	155
8.3	中性子・ γ 線による発熱	162
8.4	伝導による侵入熱	164
8.5	全冷却負荷	166
8.6	まとめ	168
9.	冷却システム	181
9.1	冷却方式の検討	181
9.2	マグネットの初期冷却	182
9.3	冷却系の構成	183
9.4	まとめ	186
10.	マグネットの製作,組立,解体および輸送	190
10.1	超電導線の製作法	190
10.2	超電導ディスク製作法	191
10.3	クライオスタット製作法	191
10.4	マグネット組立法・解体法	192
10.5	マグネット輸送の問題	193
10.6	まとめ	194
11.	マグネットの安全性検討	200
11.1	マグネット事故のプロセスと安全対策概要	200

11.2	コイル保護と電流減衰時定数限界	201
11.3	クエンチ検出法と出現抵抗	205
11.4	クエンチ時のコイル内エネルギー消費	207
11.5	クエンチ時のHe槽の圧力上昇	208
11.6	真空劣化時の挙動	210
11.7	耐震設計	211
11.8	まとめ	211
むすび	217
設計研究担当者	219

ま え が き

この設計研究は出力100MWtのトカマク型核融合実験炉の超電導トロイダルマグネットに関するものである。

主要設計項目はマグネット本体設計、クライオスタット設計、冷却システム設計および総合検討であり、JAERI-M 6793に記載された基本仕様に基づいて設計を実施した。

本設計は、核融合実験炉第1次予備設計のトロイダルマグネットの概念をより一層明確にするとともに、設計製作上の工学的問題を把握し、今後進められる実験炉の設計・開発研究に資することを目的とするものである。

1. 設計思想と概念設計概要

1.1 超電導トロイダルマグネット・システムの構成

磁界発生装置としての超電導マグネット・システムはTable 1.1に示すように

- (1) 超電導マグネット
- (2) 冷却システム
- (3) 励磁装置
- (4) 保護・計測装置

から構成される。これら構成要素の内容と機能も表に示す。システムの主要構成部である超電導マグネットは超電導コイル、クライオスタットおよび支持構造物の構成要素をもつ。Fig. 1.1は超電導マグネット・システムの構成を示す概念図である。マグネット本体の配置をFig. 1.2に示す。

本設計で実施する事項は

- (i) 超電導トロイダルマグネットの構成と構造に関する設計
- (ii) 励磁・保護システム検討
- (iii) 冷却システム検討
- (iv) 設計の基本データとなる磁界、電磁力、応力、冷却負荷計算
- (v) マグネット構成材料の調査・検討
- (vi) プラズマ真空容器、トロイダルマグネット等を考慮したトロイダルマグネットの製作・組立・解体法
- (vii) マグネット輸送問題の検討
- (viii) マグネットの安全性検討

である。

1. 2 設計内容と設計条件

1. 2. 1 設計上の要請と内容

超電導トロイダルマグネットの設計のために考慮しなければならない事項として次のものが考えられる。右欄に関連する章・節・項を示す。

① プラズマからの要請	章・節・項
a) プラズマの主要寸法(プラズマ主半径, プラズマ断面直径, アスペクト比)	1. 2. 2
b) プラズマ部分の磁界強度	1. 2. 2
c) 磁界の一様性	4. 1
② 核融合炉構造要素(ブランケット, 冷却系, 遮蔽, 中性粒子入射装置, 排気系, 計測系など)からの要請	
a) クライオスタット内側寸法と形状	1. 2. 2
b) コイル間隔	5. 7 6. 7
c) トロイダルマグネットの周囲条件(温度と雰囲気圧力)	1. 2. 2
d) コイル・室温基盤間の支持構造物の空間的占有状況	6. 5
e) 炉構造要素についても考慮したトロイダルマグネットの組立, 解体の方法と手順	10. 4
③ ポロイダルマグネットとの関係	
a) トロイダルマグネットとポロイダルマグネットとの機械的・熱的接続の問題	1. 2. 2 5. 3 6. 3
b) 両コイル周囲のクライオスタット真空空間の共用か分離かの問題	1. 2. 2
c) ポロイダルコイル(変流器コイル, 垂直磁界コイル)の配置, 起磁力, 電流変化パターン	4. 2
d) ポロイダルコイルとプラズマ電流がトロイダルマグネットの超電導巻線と構造物の領域につくるポロイダル磁界の分布と強度	4. 2
e) ポロイダル磁界によってトロイダルコイルに生ずる電磁力と応力	4. 2 4. 4 5. 4
f) ポロイダル磁界によって超電導線, 構造物, クライオスタットに生ずる電力損失	8. 2 8. 3
④ 磁界・起磁力・インダクタンス・蓄積エネルギー・電磁力・応力の計算	
a) トロイダルコイル巻線内の磁界分布	4. 1
b) 起磁力算出	4. 1
c) プラズマ空間におけるトロイダル磁界リップル	4. 1
d) トロイダルコイルのフェイル時の巻線内とプラズマ空間内の磁界分布	—
e) トロイダルコイルのインダクタンス	4. 5
f) トロイダルマグネットの蓄積磁気エネルギー	4. 5
g) トロイダルコイル巻線内の電磁力分布	4. 3
h) トロイダルコイルがフェイルしたときの電磁力分布	—

i) トロイダルコイルの拡張力	4. 3
j) トロイダルコイルの向心力	4. 3
k) 超電導線に印加する応力と歪	5. 6
l) 構造物に印加する応力と歪	5. 2 5. 3 5. 4 5. 5
⑤ 超電導線の選定	
a) 超電導体の臨界温度 T_c	3. 1
b) 超電導体の臨界磁界 H_c	3. 1
c) 超電導体の臨界電流 I_c	3. 1
d) 冷却温度, 印加磁界に応じた超電導材料の選定	3. 1
e) 超電導線の安定化法	2. 5
f) 基材の抵抗率 ρ と機械強度	3. 1 2. 5
g) 使用する超電導線の種類とその数	2. 6
h) 超電導線の外形, 寸法と内部構成	2. 5 3. 1
i) 許容歪と許容応力	3. 1 5. 6
j) T_c , H_c , I_c および ρ に対する放射線照射効果	3. 4
k) 超電導線の製造法	10. 1. 1
⑥ 構造材料の選定	
a) 低温における金属材料の機械強度と弾性率	3. 2
b) 低温における絶縁材料の機械強度と電気絶縁耐圧	3. 3
c) 構造材料の熱収縮特性	3. 2 3. 3
d) 構造材料に対する放射線照射効果 (特性変化と発熱)	3. 4 8. 3
⑦ トロイダルコイル構造	
a) コイル電流路の形状 (D型, 変形D型, Oval型, レーストラック型, 円形など)	2. 1
b) コイル断面形状 (矩形, 台形, 電流路の位置で異なる断面形状など)	2. 2
c) コイル巻線支持構造 (ディスク方式, ガーダ方式, 巻線補強方式など)	2. 3
d) コイル電流値	2. 4
e) コイル巻線方法	2. 3 10. 1. 2
f) 巻線固定方法とターン間・層間絶縁方法	2. 8 5. 6
g) 超電導線接続方法とジュール損失	8. 1
h) 超電導線冷却方法, 冷却媒体通路構成, 冷却媒体状態, 冷却媒体温度	2. 5 2. 8 6. 6 9. 1 5. 2
i) トロイダルコイル拡張力支持構造	5. 2
j) 向心力支持構造	5. 3
k) コイル間支持構造	5. 4
l) 超電導線の長さの計算	2. 8
m) 電流密度の計算	2. 8

⑧ クライオスタット構造	
a) ヘリウム容器と真空容器の構成	6. 1
b) 熱絶縁層の構成	6. 2
c) 中間温度部材の冷却方式 (LN ₂ , 蒸発GHe, 冷凍機など)	6. 1 6. 2
d) LHe 入口, GHe 出口の位置	6. 6
e) パワーリード構成	—
f) トロイダルマグネット自重支持構造	5. 5 6. 5
g) 真空排気系	6. 7
h) クライオスタットにおける伝導・輻射負荷の計算	8. 5
⑨ 冷却システム	
a) コイル冷却方式 (浸漬冷却, 強制循環冷却; 過冷却, 超臨界He 冷却 など)	9. 1
b) 初期冷却	9. 2
c) 定常運転時の冷却	9. 3
d) 冷却系の構成	9. 3
e) 冷凍機・液化機の種類と容量	9. 3. 3
⑩ 励磁システム	
a) コイル励磁・保護法	7. 1 7. 2 11. 2
b) 励磁時間と励磁電圧	7. 3
c) 励磁電源の容量, 台数, 方式	7. 3
d) 励磁減磁時に超電導線, 構造物, クライオスタットに生ずる損失	8. 1 8. 2
⑪ マグネットの製作, 組立, 解体, 修理, 輸送	
a) マグネット各部と全体の重量	2. 8 6. 8
b) コイル製法	10. 1 10. 2
c) クライオスタット製法	10. 3
d) マグネット組立法	10. 4
e) マグネット解体法	10. 4
f) マグネット修理法	10. 4
g) マグネット輸送の方法	10. 5
⑫ 安全対策	
a) クエンチ時のコイル温度上昇とエネルギー回収	11. 2 11. 3 11. 4
b) クエンチによるヘリウム容器内圧力上昇とクライオスタットの安全対策	11. 5
c) クライオスタットの真空劣化時の問題	11. 6
d) 地震その他の機械的衝撃に対するマグネットの安全性	5. 5 6. 5 11. 7

1.2.2 設計条件

トカマク型核融合実験炉用超電導トロイダルマグネットの設計条件は JAERI-M 6793¹⁾ に記載された基本仕様に基づいており、Table 1.2 に示すものである。プラズマ中心磁界 6 T とコイル形状の D 型は動力炉用トロイダルマグネット²⁾ の場合と同じであるが、コイル個数は 24 個から 16 個に減り、マグネット寸法も幾分小さくなる。コイル周囲条件が動力炉では 10^{-4} Torr の真空であったが、実験炉では 1 気圧の大気中である点が大きな相異である。

なお、中央部分のポロイダルコイルとは極低温領域で連結し、真空領域は共用とみなすが、両コイル間に熱の移動はないと仮定して設計する。

1.3 設計の概要

実験炉用超電導トロイダルマグネットの設計研究では、1975 年に行なった動力炉用マグネットの概念設計の検討内容を基にして、さらに綿密な検討を加えている。設計した超電導トロイダルマグネットの外観は Fig. 1.3，設計諸元の概要は Table 1.3 にあり、その設計内容の特色を簡単に説明する。

1.3.1 マグネットの規模

マグネット主半径は 6.75 m (動力炉用マグネットでは 10.5 m)，トロイダルマグネットの最外径は 25.5 m，高さは 17 m である。

マグネットの蓄積磁気エネルギーは 60 GJ であり、動力炉用マグネットの 156 GJ の 2.6 分の 1 になる。コイル電流 25100 A，ターン数 8064 (すなわち、起磁力 202.5 MAT) の超電導コイルがこのエネルギーを発生する。

トロイダルマグネットの総重量は 7150 ton である。

1.3.2 ディスク方式コイル

1 コイル当り 166 キロ・トンの拡張力に耐えるコイル支持構造としてディスク方式を採用する。ディスクのスロットに収納された超電導線に電磁力が印加し、スペーサを通してディスク支持構造物に伝達される。ディスク構造材料として SUS 310S ステンレス鋼を考える。

1.3.3 LHe 浸漬冷却による完全安定化方式

コイル冷却方式には LHe 浸漬冷却を採用し、超電導コイルの安定化方式には完全安定化を採用した。超電導線を納めたスロット内で発生した He バブルをすみやかにスロット間の He 通路に逃がすようにコイル冷却路を構成し、安定性が低下しないようにした。冷却方式は基本的には浸漬冷却であるが、若干の圧力を印加する循環浸漬冷却の適用も可能である。

1.3.4 Nb₃Sn 複合超電導線

プラズマ中心磁界は 6 T であり、超電導体に印加する最大磁界は 12 T となる。本設計では、高磁界に Nb₃Sn，低磁界に NbTi を使う hybrid 方式と、低磁界を含めて Nb₃Sn を使う High

- T_c 方式について検討し、完全安定化導体電流密度をより高くとれ、ディスク構造物のスペース・ファクターもより大きくとれる Tigh- T_c 方式を採用した。

超電導線の方式は、 Nb_3Sn モノリシック極細多芯線を多数本ツイストしてCu基材の溝に溶ダで固定した複合超電導線である。1ターン・2導体の全面冷却によって完全安定化電流密度を高めることのできる2重導体方式を採用した。

磁界分布に応じて導体寸法と Nb_3Sn モノリシック線本数を定め

コイル運転電流 $I_0 \leq$ 完全安定化電流 $I_s \leq$ 臨界電流 I_c

がどのスロットでも成立するように13グレード数の複合線を最適設計した。

導体電流密度は最高磁界部で $58 A/mm^2$ 、最低磁界部で $107 A/mm^2$ 、平均して $82 A/mm^2$ であり、大電流完全安定化導体としてはかなり高い値となっている。ディスク構造物をも含めたコイル平均電流密度はD型直線部で $15 A/mm^2$ 、円弧部で $11 A/mm^2$ 、平均して $13 A/mm^2$ であり、動力炉用のそれよりは20%程度高くなっている。

1.3.5 ディスク毎励磁分割保護方式

LHe不足などによる万一のコイル・クエンチが生じてもコイルを保護する方法として、同一Noディスク16個を接続して1個の励磁分割コイルを構成する方法を採用した。励磁分割コイル数は、1コイル当りのディスク数と同じ18個になる。

クエンチ時の発熱は導体だけでなくディスク構造物でも吸収するという考え方をとると導体の最高温度は260Kであり、コイル端子電圧は7.6kVである。

1.3.6 電磁力・自重支持と応力

1コイル当り64キロ・トンの向心力は張合い支持とシリンダ支持とで保持する。支持シリンダの圧縮応力は $23 kg/mm^2$ であり、許容できる値以下といえる。

1コイル300トンの自重はピンとレバーで保持し、冷却時の熱収縮に対する追従と熱侵入低減の役目も持たせている。

ポロイダル磁界によってトロイダルコイルには19キロ・トン・mの倒し力が作用する。拡張力と倒し力が同時に印加するときのディスクの最大応力は $40 kg/mm^2$ を越えるという計算結果が得られたが、コイル形状、コイル平均電流密度、構造物補強などを十分検討して応力値を低減させる必要がある。

1.3.7 マグネット組立

超電導ディスク18個を積重ねて固定しHe槽を取付け、コイル間支持部材、SIなどを取付けてD型コイル1対(D型コイル封入クライオスタット2基)を形成する。支持シリンダとカゴ容器を中心に置き、8分割したブランケット・遮蔽をD型コイル対の中に入れ、それら8組のコイル対を中央に寄せ、真空槽をガスケットで固定する。

1.3.8 励磁

26000A×20Vの励磁電源18台を用い、マグネットを5hrで定格運転電流まで励磁する。

1.3.9 冷却

被冷却重量は1コイル当り300tonであり、300→100→30→4.2Kの3段階予冷方式（前2段は膨張機出口の低温ガス、第3段はSHE冷却器で冷却）によってマグネットを約160hrで予冷する。

冷却系は、4トロイダルコイルで1システムずつ、合計4システムで構成する。液化装置の能力は2000ℓ/hrのもの8基であり、主冷却装置全体としては9kW（4.2Kで）と60kW（55Kで）の冷却容量を有する。

これによってマグネットの全冷却負荷約8kWが定常運転時に取除かれる。

1.3.10 クライオスタットの安全性

超電導コイルクエンチ時および真空劣化時の液体ヘリウムの蒸発によるヘリウム容器の内圧上昇を検討して、適切な蓄積エネルギー回収を行なうことで致命的な破壊を避けられることを示した。

参考文献

- 1) 原研炉設計研究室, "Preliminary Design of a Tokamak Experimental Fusion Reactor", JAERI-M 6793 (1976)
- 2) 原研炉設計研究室, "トカマク型核融合動力炉用超電導トロイダル・マグネットの設計研究", JAERI-M 6921 (1977)1-146

Table 1.1 超電導トロイダルマグネット・システムの構成

構成要素の名称		構成要素の内容	構成要素の機能
超電導マグネット	超電導コイル	超電導線, 絶縁物, ディスク構造物	磁界発生のために電流を通電する構成要素
	クライオスタット	He 槽, 真空槽, SI, (パワーリード)	超電導コイルを収納して極低温に保持する容器
	支持構造物	(ディスク構造物), コイル間支持構造物, 向心力支持円筒, 自重支持構造物	電磁力・自重を支持する構成要素
	冷却システム	液化機, LHe 容器, 真空ポンプ, He 回収純化装置	超電導コイルを極低温にして冷媒を供給する装置
	励磁装置	励磁電源, パワーリード	超電導コイルに電流を供給する装置
	付属装置	保護装置 計測装置	クエンチ検出・電流しゃ断装置, 安全弁 電流, 電圧, 磁界, 温度, 圧力, 応力, He 液面

Table 1.2 超電導トロイダルマグネット設計条件

プラズマ中心磁界 (主半径 6.75m の位置)	6 T
超電導コイル形状	D 型
コイル個数	16
マグネット寸法	
内側	11.2 m 高 × 7.3 m 幅
外側	14.4 m 高 × 10.0 m 幅
コイル周囲条件	室温, 1 atm

Table 1.3 超電導トロイダルマグネット設計諸元概要

マグネット主半径	6.75 m
マグネット内側寸法	11.2 m 高×7.3 m 幅
プラズマ中心磁界	6 T
巻線最大磁界	12 T
コイル形状	D 型
コイル数	16
コイル寸法 径方向幅	0.94 m (直線部) - 1.30 m (円弧部)
θ方向幅	0.92 m
ディスク数/コイル	18
ディスク寸法 厚さ	5.0 cm
幅	94-130 cm
スロット数/ディスク	14 個×2 面
蓄積エネルギー	59.9 GJ
起磁力	202.5 MAT
ターン数	8064
インダクタンス	190 H
ターン数/スロット	2 (2重導体方式)
コイル電流	25100 A
導体電流	12550 A
安定化電流/ターン	25300 A
臨界電流/ターン	25500 A
導体電流密度	107-58 A/mm ²
コイル平均電流密度	15 (直線部), 11 (円弧部)
超電導線	Nb ₃ Sn 極細多ツイストCu 基材溶ダ方式複合超電導線
寸法	4.5 mm 厚さ×26-48 mm 幅, 13 グレード数
Cu-SC 比	48-17
コイル冷却	4.2 K 液体 He 浸漬冷却
安定化方式	完全安定化
拡張力/コイル	166000 ton
向心力/コイル	64000 ton
倒し力/コイル	1.87×10 ⁷ kg-m
コイル構造材料	SUS 310S
重量 超電導ディスク	138 ton
コイル	298 ton
コイル1対	883 ton
マグネット	7150 ton
冷却負荷 超電導線	1.30 kW
構造物渦電流損	0.15 kW
放射線発熱	0.98 kW
パワーリード	1.08 kW
伝導	3.98 kW
冷却負荷 合計	7.49 kW
励磁分割数	18
励磁時間	5hr
電 源	26000 A×20V, 18台

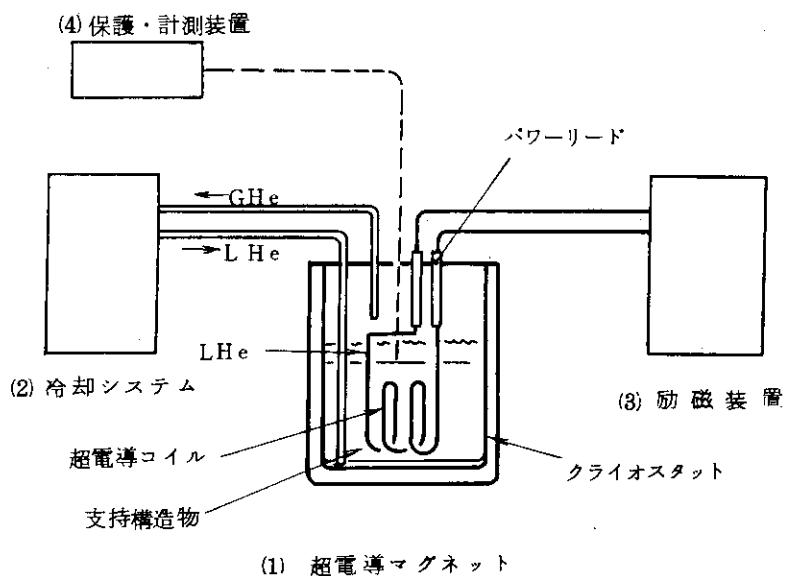


Fig. 1.1 超電導マグネット・システムの構成概念図

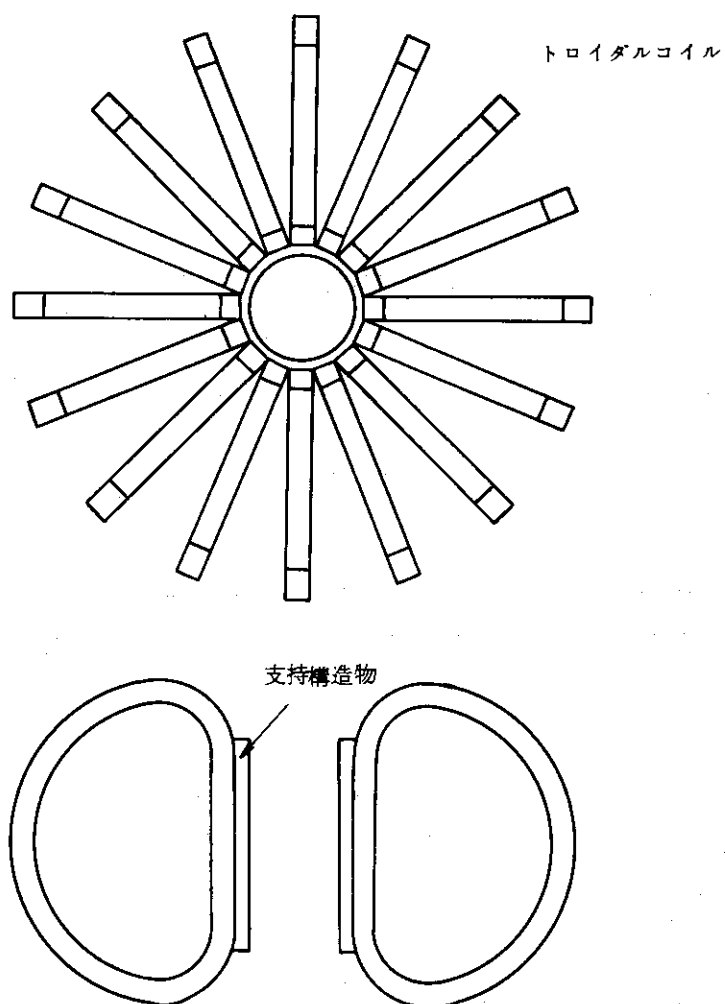


Fig. 1.2 トロイダルコイルの配置

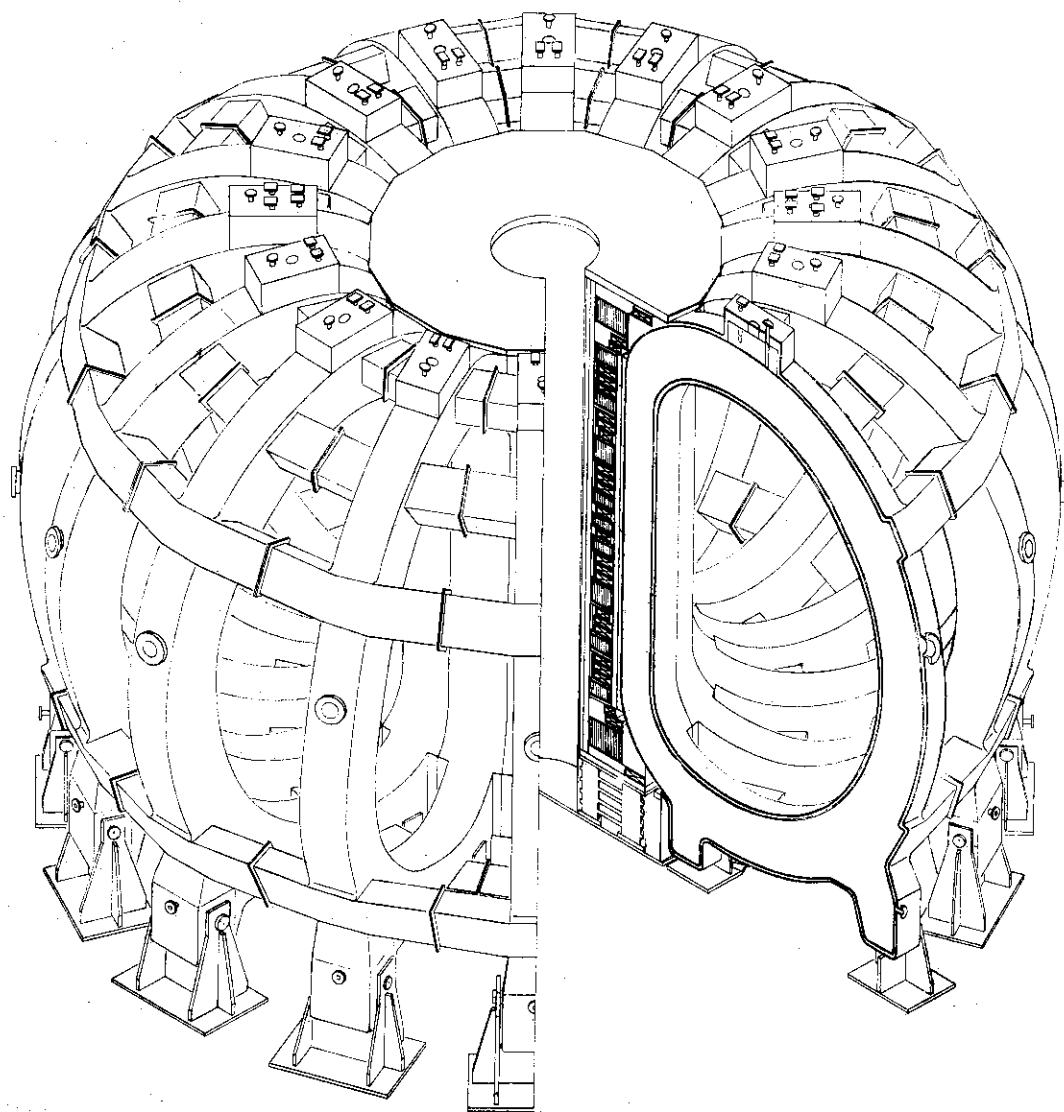


Fig. 1.3 超電導トロイダルマグネット鳥瞰図

2. 超電導トロイダルコイル基本設計

2.1 トロイダルコイルのD型形状

核融合炉において考えられるトロイダルコイルの形状は種々あり、それぞれ一長一短がある。どのような形状を選ぶかについては次のような点を検討しなければならない。すなわち、

- (1) ブランケットや遮蔽の配置がうまくできる内部空間を有する。
- (2) 無駄なスペースを無くし、磁界エネルギーあるいはインダクタンをできるだけ小さくする。
- (3) 電磁力による応力値をできるだけ小さくする。
- (4) 製作が容易である。

円形プラズマでダイバータのない核融合炉では、円形トロイダルコイルが(1)と(4)の点で秀れている。

(2)の問題を考慮し、(3)の電磁力による応力を小さくする形状として、ORNL-EPR¹⁾では、Oval型を採用している。

トロイダルコイルには1コイル当り10万トンもの電磁力が生ずるので、応力問題が最大の問題といえる。そこで、本設計ではこれを最優先に考えて、基本的にはConstant-tension D型を採用することにした。

Constant-tension D型は、トロイダル磁界が $1/R$ に比例していることから、曲率半径を R に比例するようにした形状である。この形状では、コイルの応力は引張応力だけになり、曲げ応力が生じないので、応力問題は他の形状のコイルよりも楽になる。現在設計されている超電導トロイダルマグネットの多くがこの形状を採用しており、また、常電導トロイダルコイルJET (EC)²⁾やJT-4(原研)でこの形状を用いている。

しかし、Constant-tension D型は、Fig. 2.1に示すように、縦長形状になるのが難点であり、上記(1)の点で問題がある。すなわち、ブランケットや遮蔽構造とのバランスが良いとはいえ、コイル内側の上部と下部に無駄なスペースができる。

このような点を考慮して、この設計では、本来のConstant-tension D型形状を変更して、横巾を広くした形状を用いることにする。

このような変形Constant-tension D型においては、曲げ応力が幾分生ずることになる。

トロイダルコイルに発生する応力分布については第5章で論じられる。

2.2 トロイダルコイル断面形状

D型コイルの巻線部分の断面形状は大別して

- (1) 矩形断面
- (2) 台形断面

の2つが考えられる。

Fig. 1.2に示すように、D型コイル (Constant-tension D型でない Modified D型を今後

単にD型と呼ぶことにする)の直線部分にはコイルが密着しており、限られた寸法内にできるだけ多くの電流を流すためには、Fig. 2.2のような台形断面の巻線を構成することは容易に考えだされる。現にこの台形断面コイルはいくつかのトロイダルコイルの概念設計に採用されている。

他の断面形状は通常の丸形コイルに使われている矩形断面である。この短所は巻線断面積の小さいことであるが、次のような長所をもつ。すなわち、

(a) 同一寸法パンケーキまたは超電導ディスクの積み重ねでもってD型コイルを構成できる。

台形断面コイルでは巾の小さいパンケーキまたはディスクを部分的に必要とする。

(b) 励磁分割保護方式(第7章参照)を採用する場合、矩形断面コイルの方が各励磁分割コイルの電気回路的バランスをとりやすい。

さらに、D型コイル直線部の三角形の構造物は電磁力支持の役割をもっており、巻線に使用されていないとしても無用の長物ということでは全くない。

このような点、特に製作上の点から矩形断面のほうを有利とみなすことができるので、本設計においては矩形断面形状を採用する。Fig. 2.3に本設計におけるコイル断面図を示す。巻線支持方式は2.3節で述べる“ディスク支持方式”であるので、それをFig. 2.3には描いている。

ディスクの巾はD型コイル直線部で940mm、円弧部で1300mmである。円弧部の巾が大きいのは、空間的に余裕があること、および機械強度的により有利であることに基づいている。

2.3 コイル巻線支持構造

本設計の核融合実験炉用超電導トロイダルマグネットの規模は、蓄積エネルギーが60GJの巨大なものであり、16分割されたD型コイル1個でも3.7GJになる。

このように巨大なエネルギーは、トロイダルマグネットの大きい寸法と高い磁界(最高磁界12T、プラズマ中心磁界6T)によってもたらされる。

この高エネルギー型の超電導コイルを設計製作する上で最も重大な問題の一つは、コイルの発生する大きな電磁力に十分耐えることのできるコイル巻線支持構造である。

2.3.1 巻線支持方式の比較検討

トロイダルコイルの巻線支持方式には

(1) パンケーキ方式

(2) ディスク方式

の2つが考えられる。

Fig. 2.4はトロイダルコイルのパンケーキ巻線の一例で、電磁力による張力を支持するために高強度金属(主にSUS)の補強テープを複合超電導線と共に巻線している³⁾。この補強テープ方式はConstant-tension D型コイルにおいては採用できるといえるが、テープは曲げに対してあまり効果がないので、本設計のように曲げ応力のかかるD型コイルにおいては補強テープとは別に補強ガーダを用いる必要がある。

巻線の外側を補強ガーダで支持する方法は、従来からレーストラック形コイルや鞍形コイルにしばしば使われた方法である。本設計のような高エネルギー型コイルの外側補強ガーダは、例え

ば Fig. 2.5 に示すように、⁴⁾ 非常に厚いものであり、さらに、巻線の各部分に働く電磁力が集積した状態で巻線外側部分に加わるため、その部分での圧縮応力が複合超電導線を構成する超電導体や安定化基材、あるいは絶縁物の降伏応力以上になってしまうという2つの欠点が外側ガーダ支持方式にはある。

この外側ガーダ方式の欠点を除去する方法として、巻線を径方向にいくつか分割して、それぞれの巻線をガーダで保持する方法（内部ガーダ支持方式と呼ぶことができよう）が考えられる。

巻線を径方向に n 分割して n 個のガーダで支持した場合の内部ガーダ支持方式における N 番のガーダの最大応力 σ_k は、Fig. 2.6(a)の簡単なモデルで計算すると

$$\sigma_k = \frac{6 P_k \rho_k}{\pi h_k^2} \quad (2.1)$$

で示される。ここで、 P_k (kg/cm) : 単位長さ当りの N 番の巻線の電磁力

ρ_k (cm) : 中心点から N 番のガーダ中央までの距離

h_k (cm) : N 番のガーダの厚さ。

ところで、高強度金属ディスクにスロットを切って、超電導線をそのスロットに固定し、そのディスクを積み重ねて D 型コイルを構成する方法、いわゆる“ディスク支持方式”がある。このディスク支持方式の概念図を Fig. 2.7 に示す。この方式におけるディスク内の最大応力 σ は、Fig. 2.6(b)のモデルを使って計算すると、(2.1)式と類似の

$$\sigma = \frac{6 P \rho}{\pi h^2} \quad (2.2)$$

になる。ここで、 P (kg/cm) : 単位長さ当りの全巻線の電磁力

ρ (cm) : 中心からディスク構造物中央までの距離

h (cm) : ディスク構造物の厚さ。

内部ガーダ支持方式とディスク支持方式との比較を行なってみる。電磁力については $P = n P_k$ 、構造物の半径については近似的に $\rho = \rho_k$ が成立するとみなしてよく、また、構造物の厚さについては $h = n h_k$ が成立すると仮定すれば、

$$\sigma_k / \sigma = n \quad (2.3)$$

の関係が得られる。すなわち、ディスク支持方式のほうが内部ガーダ方式よりも $1/n$ の応力が構造物にかかるだけである。したがって、本設計では、コイル巻線支持方式として“ディスク支持方式”を採用する。

2.3.2 超電導ディスクの構成

ディスク支持構造物にスロットを設け、超電導線を配置して固定して作られる“超電導ディスク”には次のような課題がある。

- (1) ディスク構造物の材質
- (2) スロットをディスクの片面につけるか両面につけるかの問題

- (3) スロットの数と寸法
- (4) 1スロット—何ターンにするかの問題
- (5) 冷却通路の構成法
- (6) 超電導線の巻線・固定法
- (7) 異なるスロット内の超電導線同士の接続法
- (8) スペーサ絶縁物の材質
- (9) ディスク間の熱的・電氣的絶縁物の配置の問題
- (10) 超電導ディスクを組立ててD型コイルにする方法
- (11) 超電導ディスクの電磁力・応力問題
 - (a) 超電導ディスク内の電磁力分布
 - (b) D型コイルの応力分布と歪
 - (c) 超電導線に生ずる応力、歪、座屈およびそれが超電導特性に与える影響
 - (d) スペーサに生ずる応力と歪
- (12) 超電導ディスク冷却時に超電導線・スペーサ間、およびスペーサ・ディスク構造物間に生ずる熱応力

以上の課題については本章および第3章以上で詳述する。この節では(2)の課題について述べておこう。

ディスクにスロットを設ける場合、ディスクの片面と両面の2例が考えられる (Fig. 2.8)。両面スロット長所として

- (a) 1ディスクの厚みが2倍であるから、ポロイダル磁界によるたおし力 (両面スロットでは片面スロットの2倍になる) によって生ずる応力はより小さくなる。
- (b) 超電導線の層間接続を同一ディスク内で行なうことができる。
- (c) 自重による曲げがより小さいので組立時の取扱いが容易である。
- (d) ディスク枚数が少ないので組立精度が向上する。

がある。短所として

- (e) ディスク間を絶縁するので、ポロイダル磁界による渦電流損がより多くなる。

が考えられるが、第8章のディスク (両面スロット付) の損失計算によれば損失は多くないのでこれは問題にはならない。

したがって、本設計では両面スロット方式を採用する。

2.3.3 ディスク数、寸法、スロット数

トロイダルコイルを構成する個々のD型コイルの巻線部分の断面寸法は Fig. 2.3 に示すように、 θ 方向巾 920mm、径方向巾は直線部で 940mm、円弧部で 1300mm である。コイル製作・組立上の問題も考慮して、50mm 厚さの超電導ディスク 18 枚および 1mm 厚さの絶縁物 19 枚で D型コイルを構成することにした。超電導線を入れるスロット数は、ディスクの片面に 14、両面合わせて 28 とした。したがって、1D型コイルのスロット数は 504、全コイルのスロット数は 8064 になる。

2.4 コイル電流

蓄積エネルギーの増加と共にコイル運転電流は大きくなる傾向にある。製作された大形超電導コイルでは、CERNのBEBC (Big European Bubble Chamber) コイルが800MJで5700A、NAL (National Accelerator Laboratory) の泡箱用コイルが400MJで5000Aである⁵⁾。これまで核融合実験炉・実用炉用として設計されたトロイダルコイルの電流は、ほとんど6000-15000Aの間にある。

しかるに、我々は動力炉の概念設計において34720Aという大電流を設定した⁶⁾。この実験炉用トロイダルコイルにおいては同様の検討の上25100Aに設定した。

上記のコイル電流とエネルギーの関係をFig. 2.9に示す。

大形超電導コイルの電流値を厳密に定める決定的な条件は見出されていないようであるが、次の条件によっておおよその値が設定されるものと考えられる。すなわち、

- (1) 複合超電導線の製造技術
- (2) 巻線作業
- (3) 安定化電流
- (4) 複合超電導線の機械的強度
- (5) パワーリードの侵入熱
- (6) 励磁時間、励磁電圧、電源容量、励磁分割数などの励磁条件
- (7) 超電導コイルがクエンチ (超電導状態に復帰しない超電導破壊) したときの熱的・電気絶縁的コイル保護の条件
- (8) ディスク数、スロット数のとり方

これら条件に関する検討を以下に述べる。

2.4.1 複合超電導線の製造上の条件

超電導線の使用実績は6000A以下である。25100A定格の超電導線の製作はより困難になるようにみえるが、3.1節で述べる溶ダ方式製造法を採用すれば、大電流超電導線の製作上の制約はほとんどないと考えられる。

2.4.2 巻線上の条件

電流値が小さくてターン数が多いと、巻回数が増加するので作業時間は増加する。一方、電流値が大きくなると、ディスク作業時間も巻線時間も減少するという利点がある。

超電導線寸法が大きくなると巻線時の曲げ加工による歪がより大きくなるという問題が生ずるが、Cu基材をほぼコイル状に曲げ、超電導素線を溶ダで固着してからスロット内に固定する方法か、あるいは、製作した複合線を巻線時に熱処理工程に通す方法によってこの問題は解決されるであろう。

巻線工具の規模は大きくなるが、巻線の観点からも大電流方式には利点があると考えられる。

2.4.3 安定化電流

複合超電導線の寸法比が一定、導体電流密度が一定の場合、複合超電導線の完全安定化電流 I_s は導体電流 I との間に

$$I_s \propto I^{3/4} \quad (2.4)$$

の関係がある。例えば、導体電流 $I = 10000A$ を $25100A$ に大きくすると、安定化電流 I_s は $10000A$ から $19900A$ にしかならない。

この観点からすれば、導体電流 I は小さいほうが良いことになる。しかし、本設計のように Double conductor 方式（2重導体方式、あるいは1ターン-2導体方式）を採用すれば、運転電流を大きくした場合安定化電流もそれに伴って大きくすることができる。

2.4.4 複合超電導線の機械的強度

電流値を大きくすると一般的には導体寸法は大きくなる。導体が支持されていない部分のスペンが同じと仮定すれば、導体寸法が大きくなると導体の機械的強度は増す。

しかし、2重導体方式を採用する場合には、コイル電流値の増加は機械的強度の増加には必ずしも結びつかない。

2.4.5 パワーリードの侵入熱

通常の直列励磁の場合にはパワーリードによる侵入熱は電流値にほぼ比例して増加する。

しかし、この実験炉の概念設計でも動力炉の場合と同様に励磁分割方式（第7章参照）を採用しているので、励磁電流（コイル電流）のいかににかかわらずパワーリードからの侵入熱合計は同じ値になる。

すなわち、励磁分割方式においてはパワーリード侵入熱の点で電流値の大小に優劣はない。

2.4.6 励磁の条件

通常の直列励磁の場合には、同一励磁速度で励磁すると、大電流コイルのほうが励磁電圧が小さくなる。

しかし、励磁分割方式をとっているので、励磁時間を同一とすれば、電流値のいかににかかわらず励磁電圧は同じになる。ただし、電流値を大きくすれば励磁分割数を少なくすることができるという利点がある（第7章参照）。

2.4.7 コイル保護の条件

電流値の大小によらずクエンチ時にコイルを保護できるようにしたのが励磁分割方式であるから、この問題についても2.4.5、2.4.6と事情は同じである。

2.4.8 コイル運転電流の大小についての評価

通常の直列励磁の場合には、電流値は大きいほうが良い、という評価が得られる⁶⁾。励磁分割方式の場合には、パワーリードの侵入熱、励磁条件、コイル保護条件の点で電流値の大小に優劣

はないが、大電流のほうが励磁分割数が少なくなり、それに応じて電源数が少なくなる（総電源容量は同じ）。

以上のような検討から、電流値は大きいほうが大体において有利であるといえよう。ただし、定化電流を増加させるために導体分割数を増加させると微妙な磁界の違いによる電流アンバランスが生ずる怖れがあるので、電流値をあまり大きくすることは問題があるかもしれない。

2.4.9 コイル運転電流の決定

1 スロット・1 ターン方式とすれば、2.3 節から

1 ディスクのターン数 28

1 D型コイルのターン数 504

全トロイダルコイルのターン数 8064

となるから、全起磁力 2.025×10^4 AT を全ターン数で除して

$$\text{コイル運転電流 } I_0 = 2510.0 \text{ A}$$

が得られる。

2.5 安定化に関する考察

超電導トロイダルコイルは、励磁中や定格電流運転中にクエンチせずに安定に運転されなければならない。

超電導コイルの安定化の考え方には

- (1) 超電導線の内的不安定要因（Flux jump, 高応力・歪印加など）が生じないようにする。
- (2) 外的不安定要因（磁界・電流変動, wire movement, 一時的冷却媒体不足など）がコイルに印加しても、それによる発熱をすみやかに除去できる対策をとる。

の2つが考えられる。

以下これらについて説明し、本設計における安定化の思想を明らかにしていく。

2.5.1 内的安定化超電導線についての考察

高応力・歪印加による超電導線の特性低下は超電導体そのものの本質的問題であり、3.1 節で論ずるのでここでは省略する。

内的不安定要因の一つである Flux jump（磁束跳躍）を抑える方法として超電導体の極細線化が考案された。超電導体を約 $50 \mu\text{m}$ 以下の極細線にして、それらを多数たばねて低抵抗率金属（Cu, Al など）中でツイストすると Flux jump による不安定性はなくなるとされている。

このタイプの超電導線はよく“本質的安定化超電導線”といわれることがあるが、これを用いたコイルが何ら本質的に安定化されている訳でもないので、誤解を避ける意味で、“内的安定化超電導線”と呼ばれるべきであろう。

内的安定化超電導線を巻線したコイルは、外的不安定要因によって短試料特性よりも悪い特性しか得られないことが多い。このコイル電流低下現象は普通デグラデーションといわれる。

現在のコイル技術においては、内的安定化超電導線による大形コイルでデグラデーションのな

いものを作ることは非常に困難といえる。デグラデーションがある場合にその度合を前もって知ることは不可能に近いので、内的安定化方式を60GJの超大形コイルに採用することは到底できないことである。

2.5.2 完全安定化方式の採用

核融合炉用トロイダルコイルのような巨大かつ高信頼性の要求される超電導コイルにおいては、やはり“完全安定化方式”を採用すべきである。

完全安定化超電導線は複数本の超電導芯線が多量の低抵抗率金属基材（主にCu）と電氣的・熱的に接着した導体で、直接LHeによって冷却されることによって後述する完全安定化特性を得られるようにしたものである。

初期の段階の完全安定化線では、250 μ m程度の太い超電導芯線多数本が基材中に直線的に入っており、Flux jumpは発生するが、多量のCuによる冷却が効いて、Flux jumpに起因するとみられるクエンチは生じていない。

しかし、超電導芯線が直線的に並んでいる巾広の大電流超電導線においては、超電導芯線間に変化磁界と直交する向きに結合電流が流れ、基材に発熱が生ずるだけでなく、超電導芯線に流れる電流がアンバランスになり、複合超電導線は不安定になる。この現象は励磁速度を比較的速くすると生じ、BEBC大形超電導コイルにみられている。

この電流結合効果は、芯線の直径を極細にしても防ぐことはできず、芯線のツイストによってのみ防止できる。

2.5.3 完全安定化ツイスト複合超電導線

超電導芯線間の結果を防ぐために芯線をツイストすることは数万Aもの大電流導体においては必須であると考えられる。

したがって、本設計の超電導線としては、古典的な完全安定化線ではなく、“完全安定化ツイスト複合超電導線”を採用すべきである。

超電導芯線のサイズはどうしても50 μ m以下の極細でなければならないということではなく、250 μ m程度のものでも多量のCuの冷却効果の故に使用可能であろう。

芯線間結合をもたらさないツイスト・ピッチは次式に示す臨界長 l_c の4倍よりも十分小さい場合、複合超電導線には結合は生じないと考えられている。

その臨界長 l_c は

$$l_c = \left(\frac{2\rho J_c d}{B} \cdot \frac{d}{w+d} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \lambda^{\frac{1}{4}} \quad (\text{m}) \quad (2.5)$$

で与えられる⁷⁾。ここで、 ρ ($\Omega\text{-m}$) : 基材の抵抗率

J_c (A/m^2) : 超電導芯線の臨界電流密度

d (m) : 芯線の直径

w (m) : 芯線間の基材巾で、 $w/(w+d)$ は d が w とほぼ等しいときの補正係数

λ : 超電導芯線の複合超電導線に対する占積率

\dot{B} (T/s) : 励減磁するときの磁界変動率。

3.1節で述べるように、本設計においては、 $50\mu\text{m}$ 以下の極細線多数から成る 0.5mm 直径の極細多芯ツイスト線（これを素線と呼ぶことにする）多数本をさらにツイストまたはブレードしたものをCu基材に溶ダで固定した複合超電導線が想定されている。

芯線直径 $50\mu\text{m}$ の場合のツイスト・ピッチを計算する。最大磁界部の条件が最もきびしいので、そのみ検討すれば十分である。 $J_c \approx 3 \times 10^9 \text{ A/m}^2$, $w \approx d$, $\lambda = 0.5$, $\rho = 8 \times 10^{-10} \Omega\text{-m}$ を仮定した場合、臨界長は

$$l_c \approx \frac{0.0092}{\sqrt{\dot{B}}} \quad (\text{m}) \quad (2.6)$$

になる。 12T を t_0 (s)で励磁する場合（すなわち、 $\dot{B} = 12/t_0$ ）

$$l_c \approx 0.0027 \sqrt{t_0} \quad (2.7)$$

の関係がある。

励磁時間を設定すると、結合を防止するツイストピッチがほぼ決まることになる。ただし、ツイスト・ピッチは複合超電導線の製作技術の点で、ある限界以下に短かくすることは難しい。さらに、ツイスト・ピッチを短かくした複合超電導線は、ピッチの長い線よりも臨界電流特性が低下するという報告もあるので⁸⁾、この点からもツイスト・ピッチはあまり短かくできない。

本設計における超電導素線中の芯線のツイスト・ピッチは、 3cm 程度まで余裕をもってできる。それら超電導素線をツイストまたはブレードする場合は 10cm 以上のピッチが妥当な値と考えられる。

ところで、本設計における励磁時間は5時間に設定しているが、これに対応する臨界長は $l_c = 0.36\text{m}$ になる。したがって、素線同士のツイスト・ピッチは $4l_c = 1.44\text{m}$ より十分短かい 30cm に設定する。

2.5.4 ポロイダル磁界に対する安定性

以上説明した複合超電導線では、トロイダルコイルの励磁・減磁時のFlux jumpは防止されているといえよう。しかし、ポロイダル磁界（ポロイダルコイルによる垂直磁界、変流器による磁界、プラズマ電流による磁界）がトロイダルコイルにパルス的に印加する場合の安定性についても検討する必要がある。

トロイダルコイルに印加するポロイダル磁界は、トロイダルコイルの位置によって垂直方向、平行方向または斜め方向をもつ。

まず、垂直方向ポロイダル磁界印加について考える。このポロイダル磁界は最大 0.85T 、最小変動時間 1sec の変動磁界である。この変動率を(2.6)式に代入すると、臨界長 l_c は 1cm になる。この値に対応する複合線のツイスト・ピッチは 4cm よりも十分短かい値となるが、これは大電流導体にとっては非常に苦しい値である。しかし、この問題は次のように考えれば

何ら障害とはならない。

トロイダルコイル用導体のツイスト・ピッチが4 cmより十分長くて、ポロイダル磁界によって超電導芯線間に結合が生ずる場合、Fig. 2.10に示すように、複合超電導線全部が一つの超電導体として働く。この場合、磁束が複合線に達したとき Flux jump は生じやすいが、そのときの外部磁界 B_a は

$$B_a = \mu_0 J_{ca} a \quad (\text{T}) \quad (2.8)$$

で与えられる。ここで、 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$: 真空の透磁率

$J_{ca} (\text{A/m}^2)$: 超電導芯線が存在する部分の平均臨界電流密度

$a (\text{m})$: 複合超電導線巾の半分

本設計では、ポロイダル磁界が複合超電導線のフラット面に平行に印加するので、 $a \approx 2.2 \times 10^{-3} \text{ m}$ であり、1.2Tにおける $J_{ca} \approx 4 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ を使って、 $B_a \approx 1.1 \text{ T}$ になる。

この値はポロイダル磁界の最大値0.9Tより大きいので、複合超電導線に結合があっても破局的な Flux jump は生じにくい。しかし、 B_a 以下でも Flux jump が生じないとはいえず、Flux jump が起った場合、部分的に超電導破壊を生ずる怖れがある。

ここでは、完全安定化方式を採用しているので、超電導破壊が部分的に生じても、常電導部分は伝播せずに急速に消滅し、クエンチにはいたらない。さらに、超電導芯線が励磁減磁時には結合せず、外部変動磁界に対しては結合するようになっているので、ポロイダル磁界の振巾が B_a 以下であれば、結合なしのものよりも交流損失が小さい⁹⁾、という特色も有している。

トロイダルコイル用複合超電導線に平行にポロイダル磁界が印加する場合には、ツイストのみでは不安定になる可能性が考えられる。

本設計では、ツイストされた超電導線がさらにツイストまたはブレードされるというトランスポーズ方式を採用しているが、これが安定化に幾分役立っているとみなすことができよう。仮りにトランスポーズの効果がないとしても、多量のCuによる冷却効果によって超電導線は安定化される。

2.5.5 安定化電流の表式

完全安定化複合超電導線を巻線した超電導コイルでは、Flux jump や外部じょう乱 (Wire movement, 局所的・一時的LHe不足など)によって一時的に超電導破壊が生じても、その原因が除去されると、元の超電導状態に復帰する。ただし、超電導破壊によって発生する温度が熱暴走温度 T_h ($\sim 30 \text{ K}$) を超える場合には、そのじょう乱が除去されても超電導状態には復帰しない¹⁰⁾。

完全安定化の基準となる安定化電流 I_s の表式は、超電導体が Nb-Ti と Nb₃Sn とでは異なる。まず Nb-Ti 系合金について説明する。

(1) Nb-Ti 系合金複合超電導線の I_s

Nb-Ti 系合金複合線の安定化電流 I_s は

$$I_s = \sqrt{\frac{s \gamma A q}{\rho}} \quad (\text{A}) \quad (2.9)$$

で与えられる¹¹⁾。ここで、 ρ ($\Omega\text{-m}$) : 基材の抵抗率

A (m^2) : 基材の断面積

s (m) : 複合線の冷却ペリメータ

η : 複合線の冷却率

q (W/cm^2) : 複合線表面における膜沸騰から核沸騰状態へ移行するときの熱流束

安定化電流 I_s に影響する要因、 ρ 、 q 、 s 、 η 、 A について述べる。

i) 基材の抵抗率 ρ

安定化基材には普通 Cu が使われており、使用実績も多い。Cu の抵抗率は磁界依存性が比較的大きく、次の実験式で表わされる¹⁰⁾。

$$\rho = \rho_0(T) \cdot (1 + k_m) \quad (\Omega\text{-m}) \quad (2.10)$$

$$\rho_0 = \rho_r + \rho_L(T) \quad (2.11)$$

$$k_m = \frac{1.6 \times 10^{-4} (B \rho_\theta / \rho_0)^2}{1 + 7.5 \times 10^{-2} (B \rho_\theta / \rho_0)} \quad (2.12)$$

ここで、 ρ_0 : 温度 T 、磁界 0 における Cu の抵抗率

ρ_r : 残留抵抗率

ρ_L : 温度 T における格子抵抗率

ρ_θ : Debye 温度 $\theta = 333\text{K}$ における抵抗率

$$\rho_\theta = 1.99 \times 10^{-8} \Omega\text{-m}$$

k_m : 磁気抵抗係数

残留抵抗率 ρ_r は通常の超電導コイルにおいてはほぼ $1 \times 10^{-10} \Omega\text{-m}$ であるが、放射があるトロイダルコイルでは ρ_r はより大きい値を設定すべきであろう。この設計では第 3 章に示すデータに基づいて

$$\rho_r \approx \rho_0(4.2\text{K}) = 3 \times 10^{-10} \Omega\text{-m}$$

とした。Fig. 2.11 にその場合の Cu の ρ 対磁界 B の関係を示す。 $B = 12\text{T}$ で $9 \times 10^{-10} \Omega\text{-m}$ になる。

これに対して、Al の磁気抵抗率は 3 T 程度で飽和し、また、純度の高い Al の極低温における抵抗率は Cu よりも小さい。しかし、電磁力に起因する歪、放射線照射効果などによる抵抗率の増加のデータが乏しい、さらに、ソルダ方式複合線製作の実績が乏しい、ことにより Al を基材として採用することを本設計では避けた。

ii) 熱伝達特性

複合線から LHe への熱伝達特性は、複合線に絶縁被覆をしていない場合、例えば Fig. 2.12 に示すものである。この特性は温度上昇時と下降時に異なる道すじをたどる、いわゆるヒステリシス特性である。

安定化電流に関係する熱流束 q は、温度の高い膜沸騰から温度の低い核沸騰領域へ移行す

るときの値 q_r をとる。この値は He 通路条件（長さ、巾、傾斜など）、複合線の形状、表面状態などによって幾分変動する。

多くの核融合トロイダルコイル設計では $q = 0.35 \text{ W/cm}^2$ が用いられているが、本設計では発生した He バブルがディスクのスロット間の歯部に設けられた溝にすみやかに取り除かれるので、 $q = 0.5 \text{ W/cm}^2$ にとることが可能である。

iii) 基材の断面積

基材の断面積 A は、安定化電流 I_s がコイル運転電流 I_0 よりも高いという条件、およびクエンチしたときに複合線が損傷を受けないという条件によってある値以下にはできない。Nb-Ti 複合線の場合、これらの条件から 450 mm^2 とした。

iv) 冷却ペリメータ

冷却ペリメータ s は、パンケーキコイルの場合、通常は両エッジの巾だけであるが、導体電流密度が比較的高い場合には、エッジ冷却だけでは安定化に不足するので、フラット冷却も必要となる。

エッジ・フラット 4 面冷却の場合には、扁平形の複合線のほうが冷却ペリメータは大きくなる。さらに冷却ペリメータを大きくするには、一つの複合線を 2 つの扁平形状の導体に分けて、2 つの導体の間にも冷却通路を設ければよい。本設計では、この 2 重導体方式を動力炉用トロイダルマグネット同様採用することにした。

v) 冷却率

膜沸騰から核沸騰へ移行する場合、冷却率はほぼ

$$\eta = \frac{A_c}{A_c + A_{NC}} \quad (2.13)$$

で表わされる^{12, 13)}。ここで、 $A_c (\text{m}^2)$: 冷却表面積

$A_{NC} (\text{m}^2)$: 非冷却表面積

パンケーキコイルでは $\eta = 0.8$ 程度がよくとられているが、ここでは $\eta = 0.6$ として支持部分を増やした。

(2) Nb₃Sn 複合超電導線の I_s

Nb₃Sn は $B_{\text{MAX}} = 12 \text{ T}$ のトロイダルコイルに用いられると考えられている超電導体である。Nb₃Sn が Nb-Ti と異なる重要な点は、臨界磁界と臨界温度の高いことである。高い臨界磁界は、Nb-Ti 系合金では不可能な高磁界をもたらすことができる。

一方、高い臨界温度は安定化電流 I_s の向上をもたらすことができることを我々は動力炉用トロイダルマグネット概念設計報告書において指摘した⁶⁾。

Nb₃Sn の磁界 B における臨界温度 T_c は Fig. 2.13 に示される値をもつ。比較のために Nb-Ti の T_c も示しておく。

Nb₃Sn の T_c は、 $B_M = 12 \text{ T}$ においても $T_c = 12.5 \text{ K}$ であり、 $\Delta T_c = T_c - 4.2 = 8.3 \text{ K}$ となり、 ΔT_{rf} よりも大きい。この点が、Nb-Ti 系複合超電導線と異なる安定化基準を与えることになる。以下、Nb₃Sn 複合線の安定化特性について説明する。

Nb₃Sn 複合線の電圧電流 ($V-I$) 特性は臨界電流 I_c の大きさに応じて、Fig. 2.14 に

示すように、4種のStatesが存在する¹⁴⁾。すなわち、

(1) State 1 ($I_t \leq I_f$)

コイル電流 I が増加して I_c を越えると、Fig. 2.12 の核沸騰領域に対応して可逆的電圧が発生し、跳躍電流 I_t で電圧が跳躍する。この状態は膜沸騰熱伝達の Flux flow 状態であり、 I を下げると I_r で核沸騰 Flux flow 領域に復帰する (#1, 2)。この I_r は I_c の低下と共に低くなり、 $I_c = 0$ のとき I_{ro} になる。この I_{ro} は Nb-Ti 系合金複合線の I_s (2.9) 式と同じものである。

ここで、

$$\text{跳躍電流 } I_t = I_c \left[\frac{1 - (I_{to}/I_n)^2}{2} + \sqrt{\left\{ \frac{1 - (I_{to}/I_n)^2}{2} \right\}^2 + \left(\frac{I_{to}}{I_c} \right)^2} \right] \quad (2.14)$$

核沸騰 Flux flow の存在する領域の電流最大値

$$I_n = \sqrt{\frac{s \eta A h_n \Delta T_c}{\rho}} \quad (2.15)$$

$$I_c \rightarrow 0 \text{ としたときの跳躍電流 } I_{to} = \sqrt{\frac{s \eta A q_t}{\rho}} \quad (2.16)$$

膜沸騰 Flux flow から核沸騰 Flux flow 領域へ復帰する電流

$$I_r = I_c \left[\frac{1 - (I_{ro}/I_f)^2}{2} + \sqrt{\left\{ \frac{1 - (I_{ro}/I_f)^2}{2} \right\}^2 + \left(\frac{I_{ro}}{I_c} \right)^2} \right] \quad (2.17)$$

完全常電導から完全超電導へ復帰する電流

$$I_f = \sqrt{\frac{s \eta A h_f \Delta T_c}{\rho}} \quad (2.18)$$

$$I_c \rightarrow 0 \text{ としたときの復帰電流 } I_{ro} = \sqrt{\frac{s \eta A q_r}{\rho}} \quad (2.19)$$

h_n ($W/m^2 \cdot K$): 核沸騰領域での LHe 熱伝達係数

h_f ($W/m^2 \cdot K$): 膜沸騰領域での LHe 熱伝達係数

q_t (W/m^2): 核沸騰から膜沸騰へ移行するときの熱流束

q_r (W/m^2): 膜沸騰から核沸騰へ移行するときの熱流束

ΔT_c (K) = $T_c - T_b$

(2) State 2 ($I_c < I_f < I_t$)

I_t で電圧が跳躍したとき複合線は完全に常電導になるが、 I_f 以下で膜沸騰 Flux flow に復帰する (#3)。

(3) State 3 ($I_f \leq I_c < I_n$)

I_f よりも大きい I_c がさらに増加すると可逆的電圧の傾斜が急になり、 I_c が I_n に達する

と可逆的領域がなくなる。Nb₃Sn 複合線の I_n は Nb-Ti 複合線の I_n よりもかなり大きく約 2 倍である。

常電導状態の Nb₃Sn 複合線の電流を下げていくと、I_f で急に超電導に復帰する (# 4 - 7)。

(4) State 4 (I_n ≤ I_c)

電流が I_c に達すると完全に常電導になり、I_f 以下の電流では完全に超電導になる (#8)。

以上の V-I 特性から判断すれば、Nb₃Sn 複合線の安定化電流には

(a) I_c < I_f のとき

$$I_s = I_f \quad (2.20)$$

(b) I_c ≥ I_f のとき

$$I_s = I_f \quad (2.21)$$

の 2 種類が在ることがわかる。そして、I_f ≤ I_c である。

臨界電流 I_c を I_f より低くした場合の運転電流 I₀ は、I₀ ≤ I_c < I_f である。他方、I_c を I_f より高くした場合の運転電流は I₀ ≤ I_f にすることができる。このことから当然のことながら Nb₃Sn 複合線においては

$$I_0 \leq I_f (= I_s) \leq I_c \quad (2.22)$$

の設計をすべきである。

Nb₃Sn 複合線では、NbTi 複合線と異なり、h_f と ΔT_c が安定化電流を決める要素となる。ΔT_c は Fig. 2.13 から計算される。膜沸騰領域における熱伝達係数 h_f は、複合線寸法、形状、表面状態や He 通路条件 (長さ、巾、傾斜など) によってかなり変動するようであるが、ここでは h_f = 1.5 × 10⁻³ W/m²-K として設計した。h_f を厳密に設定するためには、実際の寸法形状の試験モデルが必要とされよう。

2.6 複合超電導線の種類

超電導コイル巻線内の磁界は最大 12T からゼロまで分布しているが、そのようなコイルの超電導線の設計には

(1) 超電導体の選定

(2) 超電導線の寸法や内容構成を変えるか、あるいは、運転電流を変えるか、

の問題がある。

2.6.1 超電導体の選定

本設計においては B_M = 12T であり、冷却温度 T_b ≃ 4.2K の LHe 浸漬冷却であるから、3.1 節で述べるように Nb₃Sn を採用する必要がある。ところが、低磁界では Nb-Ti が使用可能であることから、これまでのトロイダルマグネットの設計の多くは

(A) 高磁界領域に Nb_3Sn , 低磁界領域に $Nb-Ti$ のハイブリッド方式,
を採用してきた。しかし, どうせ Nb_3Sn を使用するならば, 完全安定化の有利性から, 低磁界にも Nb_3Sn を適用する

(B) 高磁界・低磁界とも Nb_3Sn の High- T_c 方式
を我々は提案した¹⁴⁾。

High- T_c 方式は同一安定化電流でハイブリッド方式よりも導体寸法を小さくすることができるので, ディスク構造物の割合をより多くでき, 機械的強度の点で有利である。しかし, LHe 不足などによる万一のクエンチに対する超電導線の保護がより困難となるが, 第11章で述べるように, ディスク構造物の熱容量を使うことで保護は可能である。

さらに, Nb_3Sn の信頼性に現在のところ難点があるが, ハイブリッド方式でも Nb_3Sn を使用する以上, この点が High- T_c 方式にのみ問題となることもないはずである。

したがって, 本設計では, 動力炉用トロイダルマグネット製作時点における技術的進歩を期待して, Nb_3Sn のみの High- T_c 方式を採用することとした。

2.6.2 超電導線の寸法や内部構成のグレード数

最も単純な超電導コイルでは, 巻線最大磁界に対応した臨界電流 I_c と安定化電流 I_s を運転電流 I_o より幾分高い値に設定して, 複合超電導線寸法を決めるのが普通である。この場合, 磁界の小さい巻線部分でも同一寸法の複合線を使用するから, その複合線の I_c と I_s は I_o をかなり上回ることになり, 余裕のありすぎる設計になる。

そこで, 磁界の小さい領域に使用する複合線の寸法を小さくし, 又, 内部構成比を変えて, I_s と I_c を I_o に近づけ, コイル断面をより小さくする方法がとられている。

あるいは又, 同一複合線を使用するが磁界に応じて運転電流を数種類にしてコイル断面のコンパクト化をはかる方法もとられたことがあるが, 容量の異なる電源を準備する必要がある, 結線が複雑になる, という点で本設計では採用しないことにする。

寸法, 構成比の異なる複合超電導線のグレード数は, 通常3~4までであり, 多くのトロイダルコイル概念設計にも適用されている。原研動力炉トロイダルコイルではスロット毎に異なる寸法をとり10グレード数の複合線を使用する設計になっている⁶⁾。

この実験炉においては, ディスク片面のスロット数は14であり, それらスロットの印加磁界は Table 2.1 と 2.2 に示すものである。低磁界から数えてNo.1 と 2 スロットの磁界は同じであるので, 結局

複合超電導線のグレード数は 13

という最適設計にした。

このように複合線のグレード数を増やした場合,

- (1) 多種類かつ単長の短かい複合線を製作しなければならないという製造上の問題,
- (2) スロット1個または2個毎に接続するための製作上の問題
- (3) 接続箇所が多いことによる接続抵抗の増加

が問題点としてあげられるが,

- (1) スロットの長さは3.3-3.8mもあり, 大電流導体として短かすぎるとはいえない,

(3) 接続抵抗は、8.1節で述べるように1ヶ所 10^{-11} Ω程度であり、1ディスク合せても 3×10^{-10} Ωの非常に小さい値である、

というようにほとんど問題にならない。しかし、

(2) 接続のためにディスクの加工が複雑になり、接続作業が複雑になることによるコスト増加があることはいなめないが、技術的に解決できることであるので、13グレードの複合線を作るという欠点も、コイルの最適設計による利点に較べれば問題とはならないと考えている。

2.7 複合超電導線の基本仕様

2.7.1 安定化電流 I_s と臨界電流 I_c の設定

コイル運転電流 I_0 は25100Aであるので、 I_s は I_0 より若干高い

$$I_s \simeq 25300 \text{ A},$$

I_c は I_s より若干高い

$$I_c \geq 25500 \text{ A}$$

と設定した。これらは1ターン当りの値であり、2重導体の1導体当りの値はこれらの半分になる。

2.7.2 複合超電導線の形状、寸法

超電導体の種類、臨界電流および基材の抵抗率を決めるためには、ディスクのスロットに印加する磁界の値を知る必要がある。第4章の一樣電流密度超電導ディスクによる巻線内磁界分布のデータから得た値をTables 2.1と2.2に示す。スロットNo.14に1.2T, No.13に1.1.3T, ……、No.2とNo.1に3.3T印加する。このことは、ディスク電流密度が一樣でなくても近似的に成立する。

小さい断面積で所定の安定化電流 I_s を得るために、

扁平矩形断面の2重導体 (Double conductor) 方式

を採用した。 I_s の関係式と3.1節の検討データを使って、

$$1 \text{ 導体当りの厚さ } 4.5 \text{ mm},$$

および1導体当りの巾を、(A)ハイブリッド方式についてはTable 2.1, (B)Tigh-T_c方式についてはTable 2.2に示す。

(A)のNb-Tiは7.2T以下に用いており、導体巾は51~61mmであり、Nb₃Snは7.9T以上に用いており導体巾は36~48mmである。

一方、(B)のNb₃Sn複合線の中は26~48mmである。

2.7.3 導体電流密度

定格運転電流 $I_0=25100$ Aを2重導体に流したときの導体電流密度 i_{con} をTables 2.1と2.2に示す。

(A)のNb-Ti複合線の i_{con} は55~46A/mm², Nb₃Snの i_{con} は77~58A/mm²である。
(B)のNb₃Sn複合線の i_{con} は107~58A/mm²である。

2重導体方式を採用し、エッチ・フラット4面を冷却しているため、完全安定化としては導体電流密度 i_{con} が高めになっており、さらに低磁界に Nb_3Sn を使っている(B)のNo 1, 2では i_{con} が $107 A/mm^2$ にも達している。

なお、各 i_{con} の算術平均を、導体平均電流密度 \bar{i}_{con} とすれば、

$$(A) \quad 59 \text{ A/mm}^2$$

$$(B) \quad 82 \quad "$$

になる。

2.8 超電導ディスク構成とコイル諸元

2.8.1 超電導ディスク構成

超電導ディスクのスロット内の構成を Fig. 2.15 に示す。同一スロット中の2重導体をトロイダル磁界の方向に並べているのは、この配列のほうがポロイダル磁界の方向に並べるよりも、次の利点をもつからである。すなわち、

- (1) 各導体の長さが同一となり、電流アンバランスが生じにくい。
- (2) 導体のフラット面が垂直になっているので、LHe による冷却特性が良い。

ただ、導体をエッチ・ワイズに曲げなければならないということが欠点のように見えるが、2.4.2項で述べた方法によって解決されるので、問題にはならないであろう。

ディスクのスロット間にはHe 通路を設けており、スロット内で発生した He バブルをHe通路へと追い出すことにより、スロット内にバブルがとどまることによる安定化の低下をふせいでいる。

ディスクの断面図を Fig. 2.16 に示す。スロット巾は導体巾に対応して高磁界側で広がる。スロット巾の数値を Tables 2.1 と 2.2 に示す。

ディスクの歯の巾は、(A)で13mm, (B)で25mmである。(A)のハイブリッド方式では、ディスクの歯の巾が機械強度上かなり苦しくなっていることがよくわかる。

2.8.2 スロット電流密度, ディスク電流密度, コイル平均電流密度

ディスク形超電導コイルでは次に示すような電流密度が定義されよう。すなわち、

$$(1) \text{ スロット電流密度 } i_{sn} = I_o / A_{sn} \quad (2.23)$$

$$\text{スロット断面積 } A_{sn} = w_{sn} \cdot h_s \quad (2.24)$$

$$(2) \text{ スロット平均電流密度 } i_s = N_d I_o / \sum A_{sn} \quad (2.25)$$

$$(3) \text{ ディスク電流密度 } i_{dn} = I_o / A_{dn} \quad (2.26)$$

$$\text{2重導体当りのディスク断面積 } A_{dn} = \frac{1}{2} h_d (w_{sn} + w_{tn}) \quad (2.27)$$

$$(4) \text{ ディスク平均電流密度 } i_d = N_d I_o / h_d w_d \quad (2.28)$$

$$(5) \text{ コイル平均電流密度 } i_{coil} = N_{coil} I_o / h_{coil} w_{coil} \quad (2.29)$$

ここで、 w_{sn} : No n スロットの巾

h_s : スロットの深さ

w_t : $n=2-13$ のとき, 両隣りの歯の平均巾

$n=1, 14$ のとき, 隣りにスロットのある歯の中の半分と端部の歯の巾との和

w_d : ディスクの巾

h_d : ディスクの厚さ

w_{coil} : D型コイルの巾 (θ 方向)

h_{coil} : D型コイルの厚さ (r 方向)

N_d : 1 ディスクのターン数

N_{coil} : 1 D型コイルのターン数

Figs. 2.15, 16の数値を使って計算した各電流密度を Tables 2.1, 2.2に示す。スロット電流密度は, (A) NbTi-Nb₃Sn ハイブリッドの場合 $37-23 \text{ A/mm}^2$, (B) Nb₃Sn のみの場合 $49-28 \text{ A/mm}^2$ であり, その平均電流密度は(A)で 28 , (B)で 37 A/mm^2 である。いずれの値とも, 動力炉用トロイダルマグネットの 11 A/mm^2 よりもかなり大きい。

ディスク電流密度は, ディスク巾の最も小さいD型コイル直線部について計算した値を Tables 2.1, 2.2に示す。(A)の場合 $15-11 \text{ A/mm}^2$, (B)の場合 $18-11 \text{ A/mm}^2$ である。ディスク平均電流密度は(A)(B)とも同じで, D型コイル直線部で 15 A/mm^2 , D型コイル円弧最大断面積部で 11 A/mm^2 になる。

コイル平均電流密度は, (A)(B)とも同じであり, D型直線部で 14.6 A/mm^2 , 円弧最大断面積部で 10.6 A/mm^2 である。

2.8.3 複合超電導線の長さ

各スロットの2重導体の長さを Tables 2.1, 2.2に示す。1スロット (=1ターン) 当り $39-33 \text{ m}$ の長さである。1ディスク, 1コイル, 全コイルの2重導体の長さも同じ表に示す。2重導体の全長は(A)(B)ともほぼ同じで約 290 km であり, 複合超電導線の全長はこの2倍, 580 km である。

2.8.4 複合超電導線の重量

複合線の大部分をCuが占めているので, Cuの密度 8.9 g/cm^3 を使って複合線重量を計算すると, Tables 2.1, 2.2に示す値となる。1スロットに入っているその重量は, (A)で $102-175 \text{ kg}$, (B)で $80-128 \text{ kg}$ である。

1ディスク, 1コイル, 全コイルの複合線重量も同じ表に示す。全コイルのその重量は, (B) Nb₃Sn のみの場合 818 ton であり, (A)ハイブリッドの場合の 1120 ton より約 30% も軽い。

2.9 まとめ

第2章「超電導トロイダルコイル基本設計」をまとめると次のようになる。

- (1) D型コイルの断面形状は矩形断面とした。
- (2) 電磁力支持に適している「ディスク形超電導コイル方式」を採用した。

- (3) コイル電流は 25100A の大電流とした。
 - (4) 超電導線は、超電導極細多芯ツイスト線多数本をツイストして Cu 基材の溝に溶ダで固定した完全安定化複合超電導線である。
 - (5) 複合線におけるツイスト・ピッチを、トロイダルマグネット励磁に対しては超電導芯線間結合がなく、外部変動磁界に対しては結合があるようにした。励磁速度は定格電流 / 5 hr と設定した。
 - (6) 低磁界に NbTi ，高磁界に Nb₃Sn のハイブリッド方式と、Nb₃Sn のみの High-T_c 方式を検討し、High-T_c 方式を採用することにした。
Nb₃Sn 複合線の完全安定化電流密度が、NbTi 複合線のそれよりも高くとれることを理論的に示した。
 - (7) コイル運転電流 $I_0 \leq$ 安定化電流 $I_s \leq$ 臨界電流 I_c がどのスロットでも成立するように、13 グレード数の複合線を最適設計した。
 - (8) ディスクのスロット内の導体構成に 2 重導体 (Double conductor) 方式を採用して、完全安定化電流密度を高めた。
 - (9) スロット内で発生した He バブルをスロット間の He 通路に逃がす導体冷却構成を採用し、安定性の低下が生じないようにした。
- なお、トロイダルコイルの基本設計に関する諸元を Table 2.3 にまとめた。

参考文献

- 1) M. Roberts et al., "Oak Ridge Tokamak Experimental Power Reactor Studies", ORNL-TM-5572(-5577), (1976)
- 2) A.F. Knobloch, "Superconducting Magnet Systems in EPR Designs", Proc. of Summer School on Fusion Reactor Technology (to be published)
- 3) W.M. Stacey, et al., "Tokamak Experimental Reactor Studies", ANL/CTR-75-2 (1975)
- 4) P.N. Haubenreich, et al., "ORMAK FB/X, a Tokamak Fusion Test Reactor", ORNL-TM-4634 (1974)
- 5) J.R. Purcell, "DC superconducting magnetis", MT-4, 201-202 (1972)
- 6) 原研炉設計研究室, "トカマク型核融合動力炉用超電導トロイダル・マグネットの設計研究", JAERI-M 6921 (1977)
- 7) Superconducting Applications Group, Rutherford Laboratory, "Experimental and theoretical studies of filamentary superconducting composites", J. Phys. D; Appl. Phys., 3, 1517-1585 (1970)
- 8) 伊原, "複合超電導線の安定性に関する研究", 電総研研報第 719 号, 1 - 93 (1971)
- 9) T. Satow, M. Tanaka, T. Oyama, "AC losses in multifilamentary superconducting composites for levitated trains under ac and dc magnetic fields", Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 19, 154-161 (1974)
- 10) 佐藤, 福原, "複合超電導線の熱暴走現象", 低温工学誌, vol.8, No5,
- 11) T. Satow, M. Iwamoto, T. Yamada, "Study on soldered composite superconductors", Mitsubishi Denki Laboratory Reports, 10, 3/4, 189-198 (1969)
- 12) 佐藤, "部分的に熱絶縁された複合超電導線の冷却特性", 第 8 回低温工学研究発表会, 2 - 19, 42 (1971)
- 13) 佐藤, 福原, "部分的に熱絶縁された複合超電導線の Cu 限界電流", 第 10 回低温工学研究発表会, A1-12, 12 (1972)
- 14) 佐藤, 服部, 福原, 岩本, "Nb₃Sn 複合超電導線の安定化電流", 第 16 回低温工学研究発表会, B3-12, 42 (1976)

Table 2.1 複合超電導線と超電導ディスクの仕様 (A) NbTi・Nb₃Sn ハイブリッドの場合

スロット No.	印加磁界 B (T)	超電導体	導体幅 w (mm)	スロット幅 w _s (mm)	導体電流密度 i _{con} (A/mm ²)	スロット電流密度 i _{sn} (A/mm ²)	ディスク電流密度 i _{dn} (A/mm ²)	1 スロット当りの 2 重導体の長さ (m)	重量 (kg)
1	3.3	Nb・Ti	51	55	55	27	13	38.5	157
2	3.3		51	55	55	27	15	38.1	156
3	4.0		52	56	54	26	15	37.6	157
4	4.8		54	58	52	25	14	37.2	161
5	5.7		57	61	40	24	14	36.7	168
6	6.5		59	63	47	23	14	36.3	172
7	7.2		61	65	46		13	35.8	175
8	7.9	Nb ₃ Sn						35.4	102
9	8.6							35.0	107
10	9.3							34.6	111
11	10.0							34.3	115
12	10.6							34.0	120
13	11.3							33.5	123
14	12.0							33.1	127

Table 2.2 の No.8-14 と同じ

1 ディスク 1.00 km 3.90 ton
 1 コイル 1.80 km 7.02 ton
 全コイル 2.88 km 11.20 ton

Table 2.2 複合超電導線と超電導ディスクの仕様 (B) Nb₃Sn High-T_cの場合

スロット No	印加磁界 B (T)	超電導体	導体幅 w (mm)	スロット幅 (mm)	導体電流密度 i _{con} (A/mm ²)	スロット電流密度 i _{sn} (A/mm ²)	ディスク電流密度 i _{dn} (A/mm ²)	1 スロット当りの長さ (m)	2 重導体の重量 (kg)
1	3.3	Nb ₃ Sn	26	30	107	49	14	38.5	80
2	3.3		26	30	107	49	18	38.2	80
3	4.0		27	31	103	48	18	37.8	82
4	4.8		28	32	100	46	18	37.5	84
5	5.7		30	34	93	43	17	37.1	89
6	6.5		32	36	87	41	16	36.7	94
7	7.2		34	38	82	39	16	36.3	99
8	7.9		36	40	77	37	15	35.9	104
9	8.6		38	42	73	35	15	35.5	108
10	9.3		40	44	70	34	15	35.1	112
11	10.0		42	46	66	32	14	34.6	116
12	10.6		44	48	63	31	14	34.2	121
13	11.3		46	50	61	29	13	33.7	124
14	12.0		48	52	58	28	11	33.2	128

1 ディスク 1.01 km 2.84 ton
 1 コイル 18.2 km 51.2 ton
 全コイル 290 km 818 ton

Table 2.3 トロイダルマグネット諸元

1. マグネット基本構成	
D型コイル数	16
ディスク数/コイル	18
スロット数/ディスク	14個×2面
ターン数/スロット	2(2重導体方式)
2. マグネット寸法	
主半径	6.75m
内側寸法	11.2m高×7.3m幅
外側寸法	14.4m高×10.0m幅
3. D型コイル寸法	
D型コイル(直線部)トロイダル中心-コイル外側距離	2.62m
D型コイル(直線部)トロイダル中心-コイル内側距離	3.56m
D型コイル(円弧部)トロイダル中心-コイル内側距離	11.15m
D型コイル(円部)トロイダル中心-コイル外側距離	12.45m
D型コイル直線部長さ	7.5 m
D型コイル径方向幅	0.94m(直線部)-1.30m(円弧部)
D型コイル θ 方向幅	0.92m
4. 超電導ディスク	
ディスク厚さ	5.0 cm
幅	94-130cm
スロット深さ	1.7 cm
幅(Nb ₃ Sn のみの場合)	3.0-5.2 cm
ディスク歯幅	2.5 cm
He 通路深さ	1 cm
幅	1 cm
ディスク材料	SUS310S
ディスク間絶縁物厚さ	0.1 cm
5. 蓄積エネルギー	
トロイダルマグネット	59.9 GJ
D型コイル1個	3.74GJ
超電導ディスク1個	0.208GJ
6. 超磁力	
トロイダルマグネット	2.025×10^8 AT
D型コイル1個	1.265×10^7 AT
超電導ディスク1個	7.028×10^5 AT
7. ターン数	
トロイダルマグネット	8064
D型コイル1個	504
超電導ディスク1個	28

Table 2.3 つづき

8. インダクタンス		
トロイダルマグネット		190 H
D型コイル		11.9 H
超電導ディスク		0.66H
9. 磁 界		
プラズマ中心磁界		6T
巻線最大磁界		12T
10. 超電導線*		
形式	極細多芯ツイストCu基材ソルダ方式完全安定化複合超電導線	
超電導体		Nb ₃ Sn
寸法	4.5mm厚さ×26-48mm, 13グレード数	
Cu-SC比		48-17
Cuの0磁界, 4.2Kにおける抵抗率		$3 \times 10^{-10} \Omega\text{-m}$
11. 電 流		
コイル運転電流		25100A
導体電流		12550A
安定化電流/ターン		≒25300A
安定化電流/導体		≒12650A
臨界電流/ターン		≧25500A
臨界電流/導体		≧12750A
12. 電流密度		
導体電流密度 (No1-14スロット)		107-58 A/mm ²
導体平均電流密度		82A/mm ²
スロット電流密度		49-28 A/mm ²
スロット平均電流密度		37A/mm ²
ディスク電流密度		18-11A/mm ² (D型直線部)
ディスク平均電流密度		15A/mm ² (D型直線部), 11A/mm ² (円弧部)
コイル平均電流密度		15A/mm ² (D型直線部), 11A/mm ² (円弧部)
13. コイル冷却		
方式		4.2K液体He浸漬冷却
冷却面		導体4面冷却
冷却率		0.6
14. 励 磁		
励磁分割数		18
1励磁分割コイルのインダクタンス(合成)		10.6H
1励磁分割コイルの保護抵抗		0.3Ω
励磁時間		5hr
励磁誘起電圧		14.8V
電源容量		26kA×20V=520kVA, 18台

* Nb₃SnのHigh-Tc方式のみを記述し, ハイブリッド方式は省いている。

Table 2.3 つづき

15. 超電導線長さ(2重導体1組として)	
1ターン	39-33m
1ディスク	1.01km
1D型コイル	18.2 km
トロイダルマグネット	290 km
	導体長さは上記値の2倍
16. 重 量	
超電導線/スロット	80-128kg
超電導線/ディスク	284 ton
超電導線/D型コイル	51.2 ton
超電導線/トロイダルコイル	818 ton
1ディスク構造物	10.9 ton
1超電導ディスク	138 ton
1D型コイル(超電導ディスク+Heキャン)	298 ton
トロイダルコイル1対	883 ton
全トロイダルマグネット	7150 ton

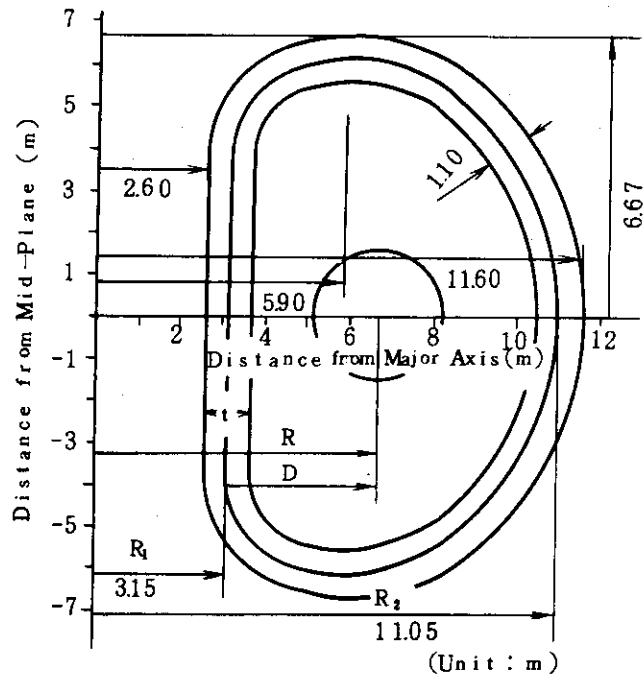
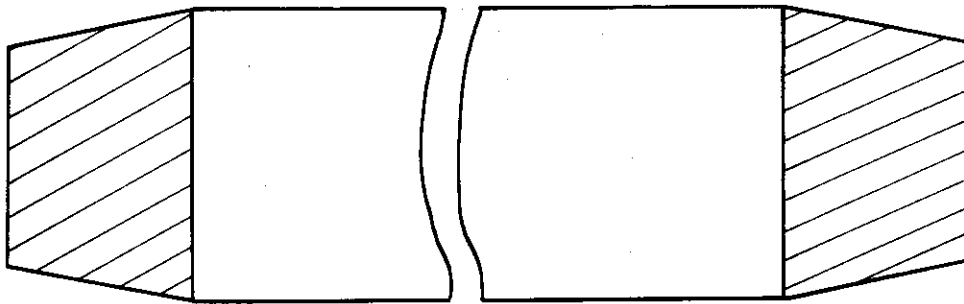


Fig. 2.1 Constant Tension D型形状

(本設計形状の基本となったもの)



トロイド中心

Fig. 2.2 台形断面コイル

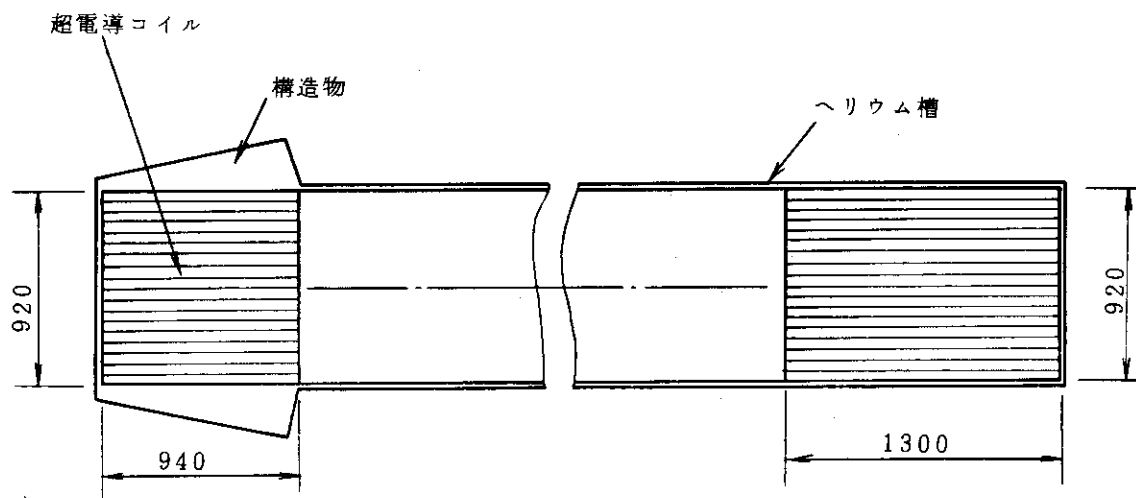


Fig. 2.3 本設計の矩形断面コイル

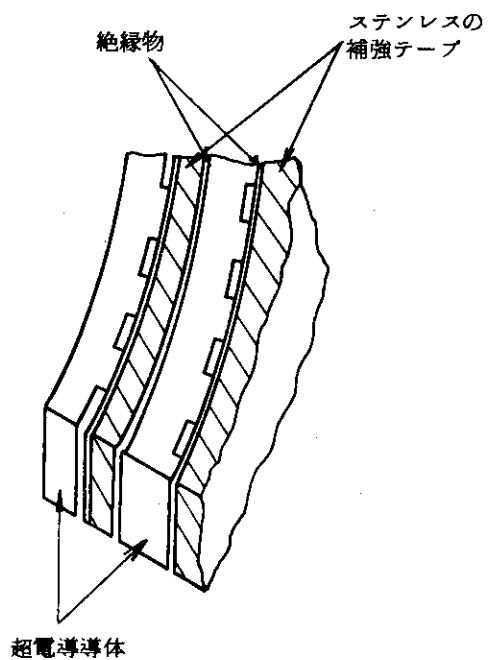


Fig. 2.4 パンケーキ巻線の1例

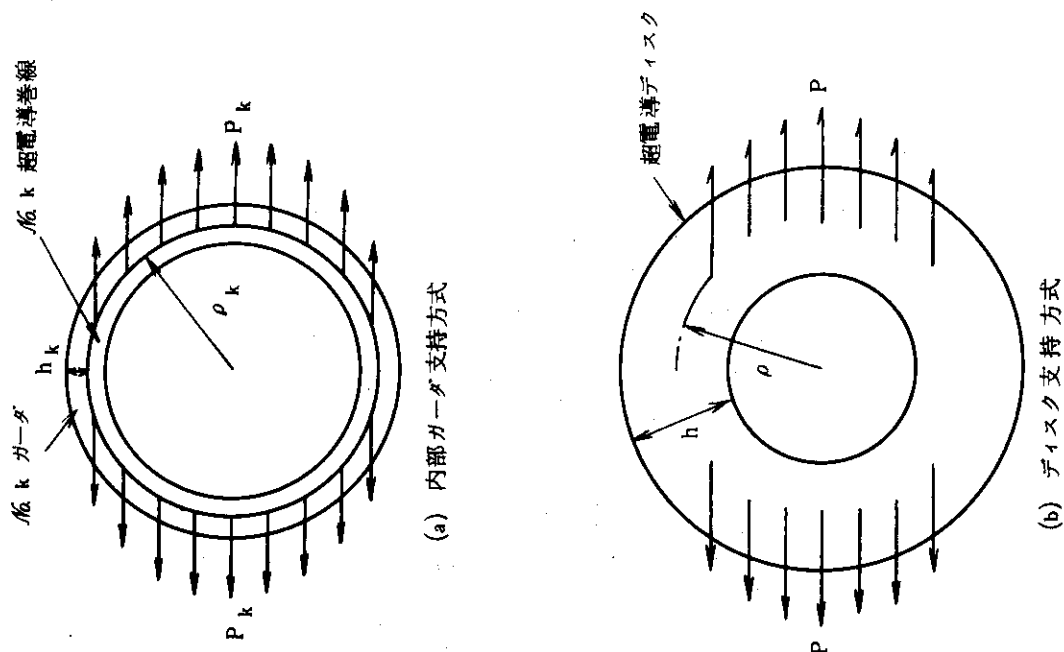


Fig. 2.6 コイル巻線支持構造の強度計算モデル

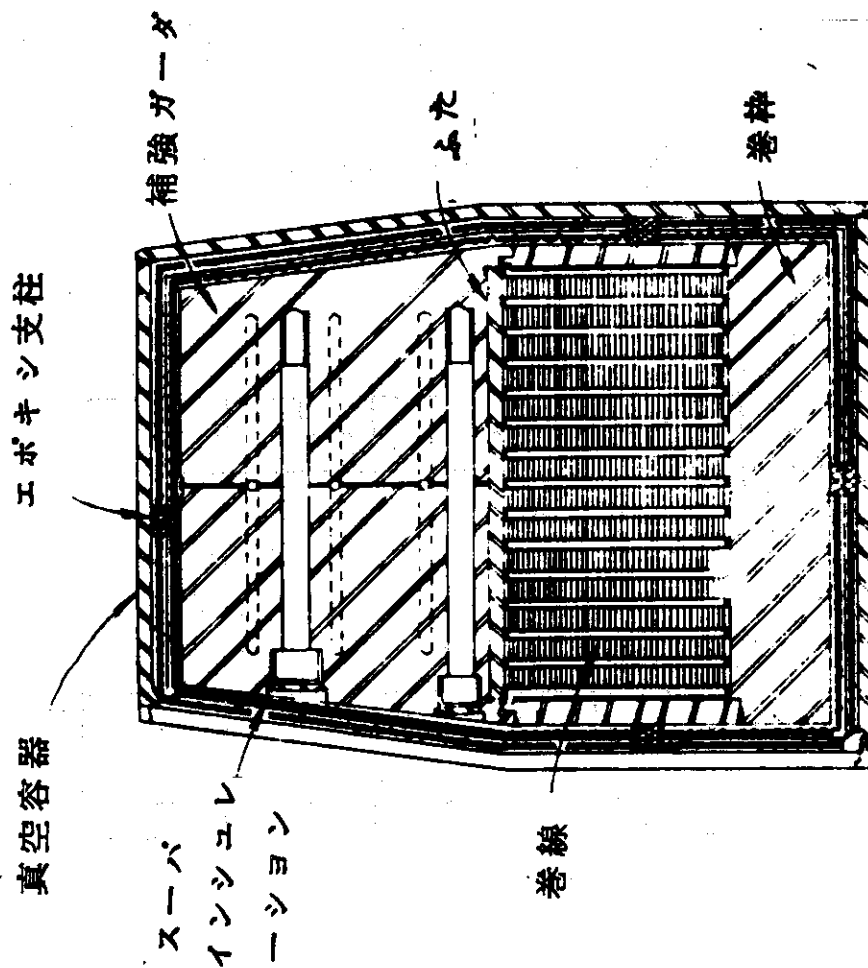


Fig. 2.5 補強ガード付のパッケージコイル巻線

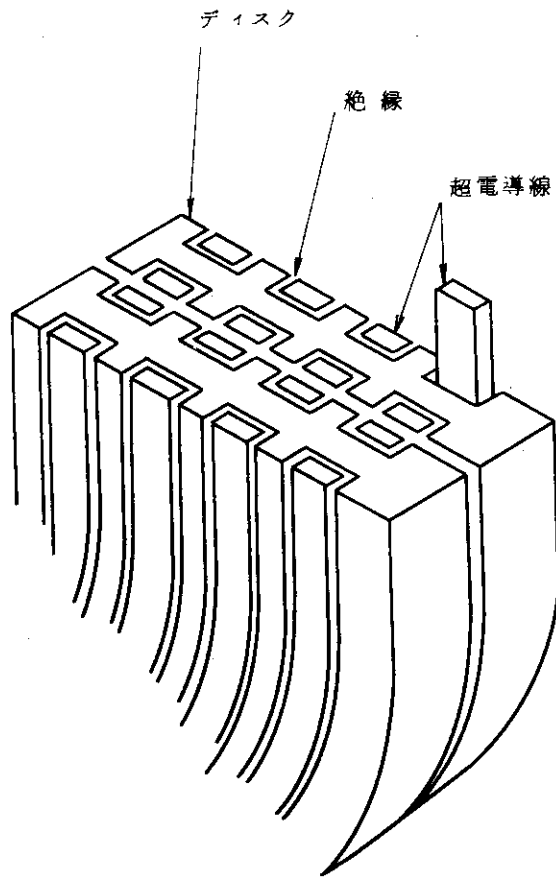
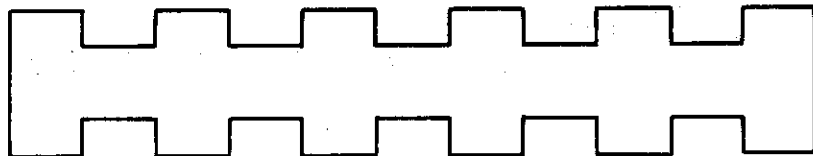


Fig. 27 ディスク形巻線方式



(a) 片面スロット



(b) 両面スロット

Fig. 28 ディスクの方式

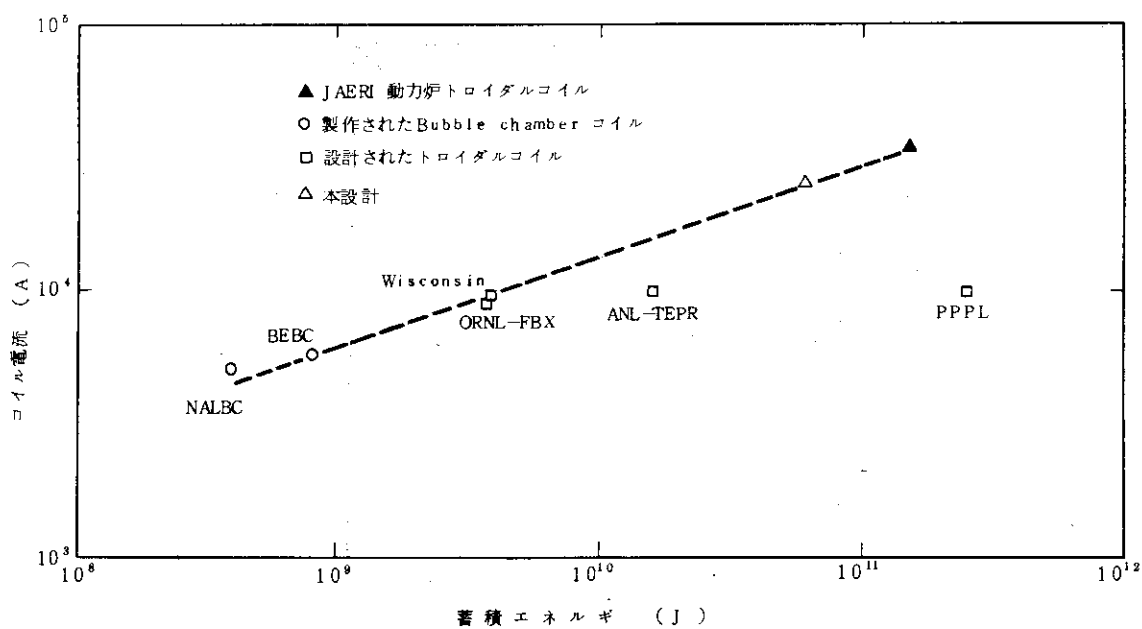


Fig. 2.9 コイル電流と蓄積エネルギーの関係

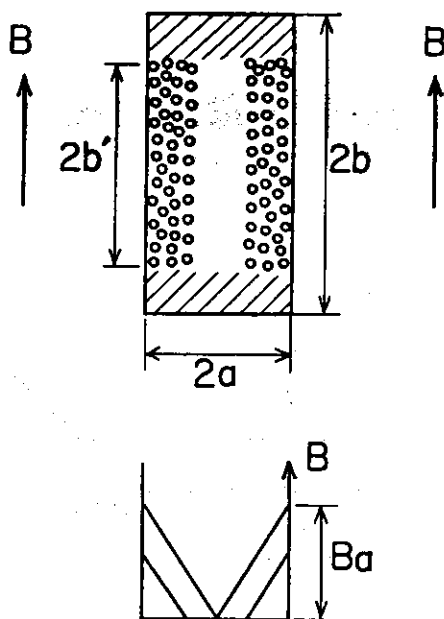


Fig. 2.10 トロイダルコイル用
複合超電導線の断面概念図
と結合の場合の導体内磁界
分布

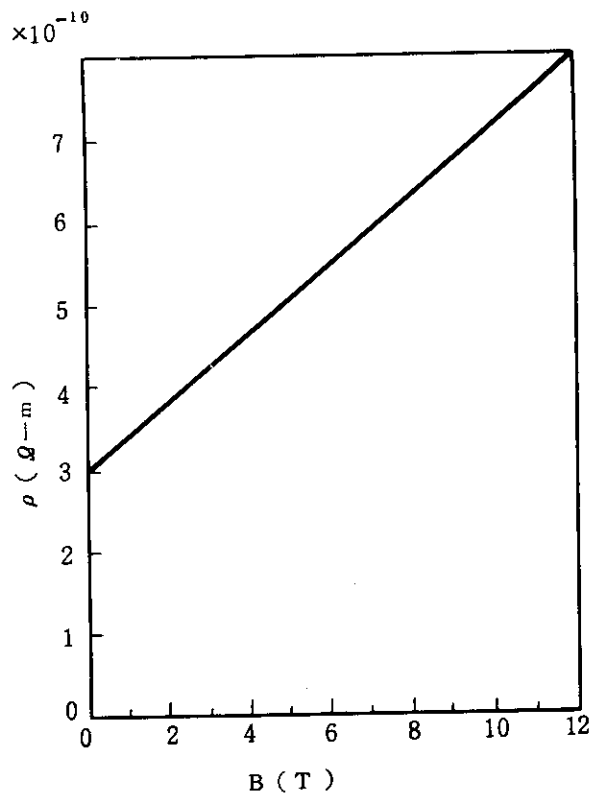


Fig. 2.11 Cu の抵抗率 ρ の磁界依存性

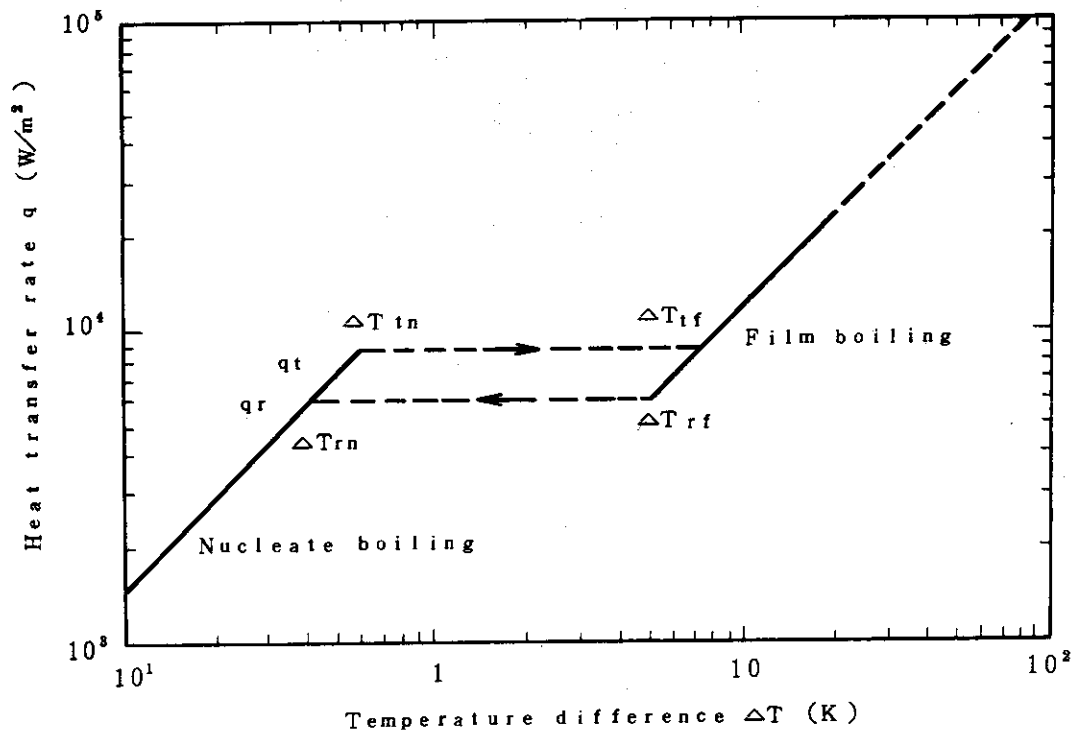


Fig. 2.12 LHe 熱伝達特性

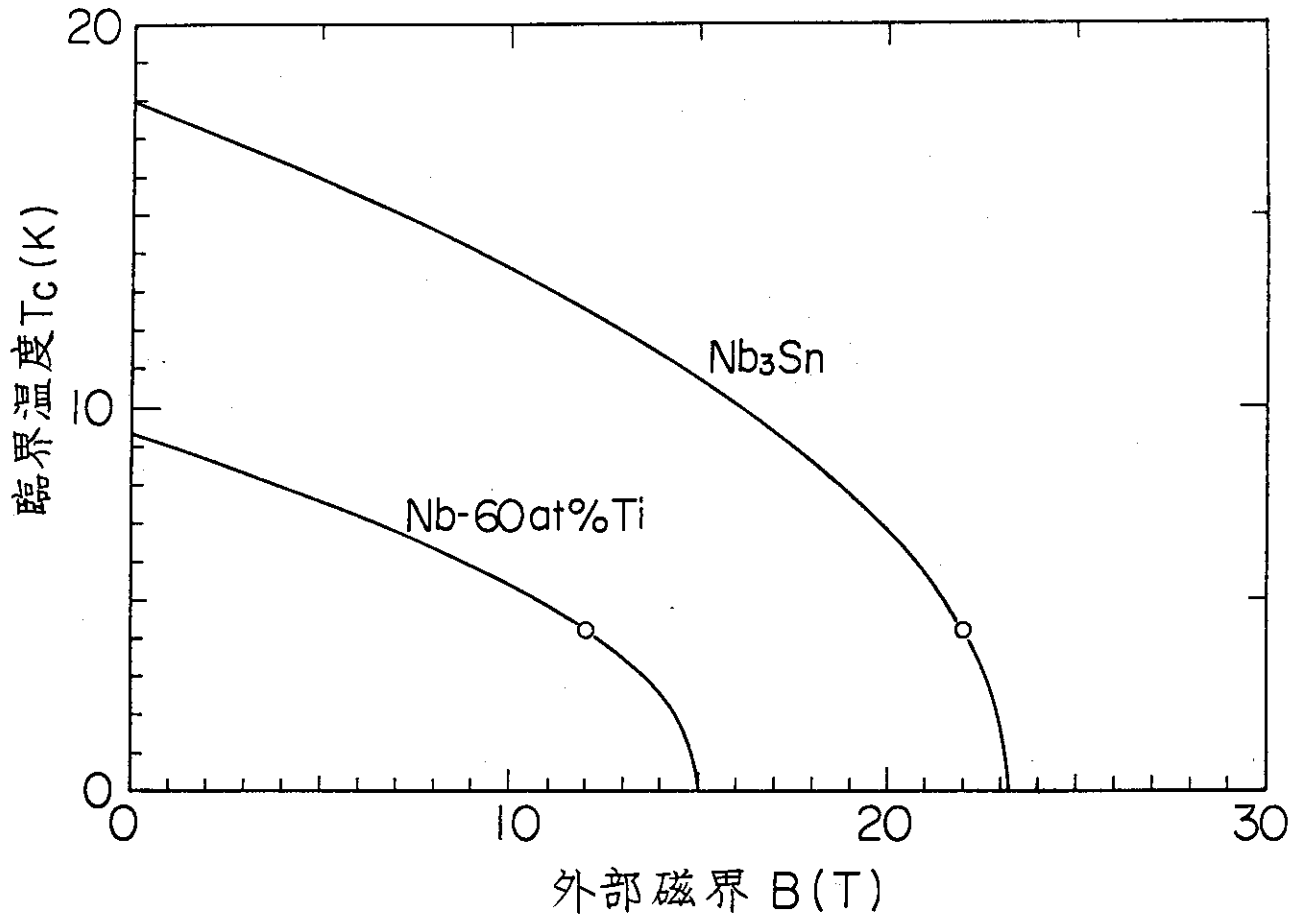


Fig. 2.13 磁界Bにおける臨界温度 T_c

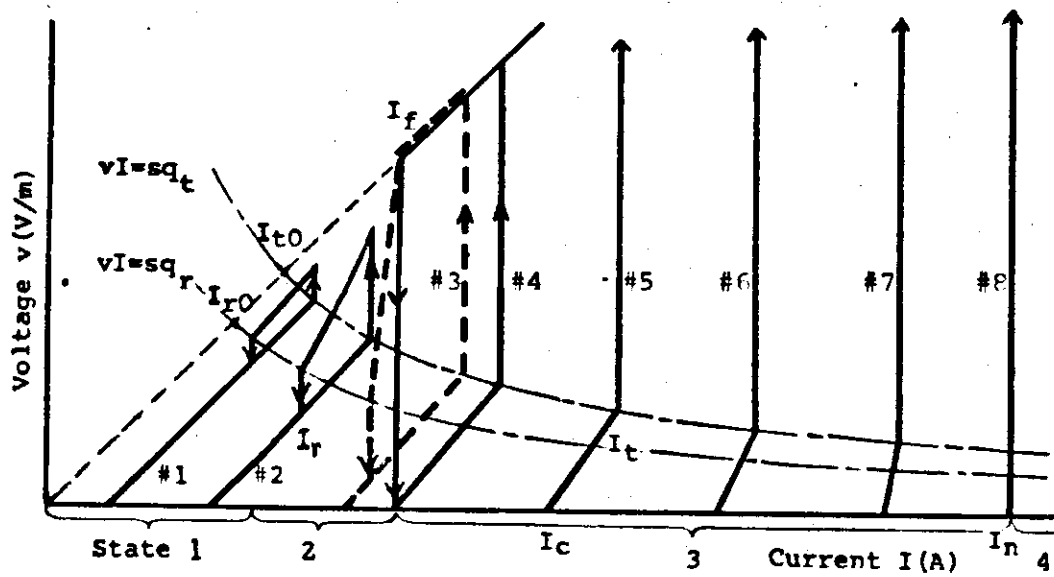


Fig. 2.14 Nb_3Sn 複合超電導線の電圧-電流特性

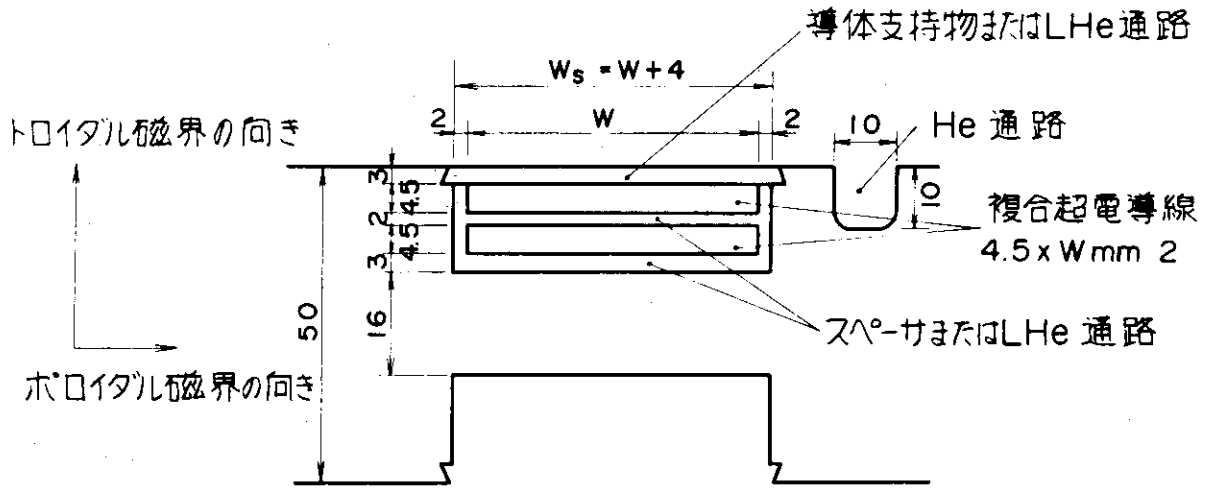


Fig. 2.15 超電導ディスク断面詳細図

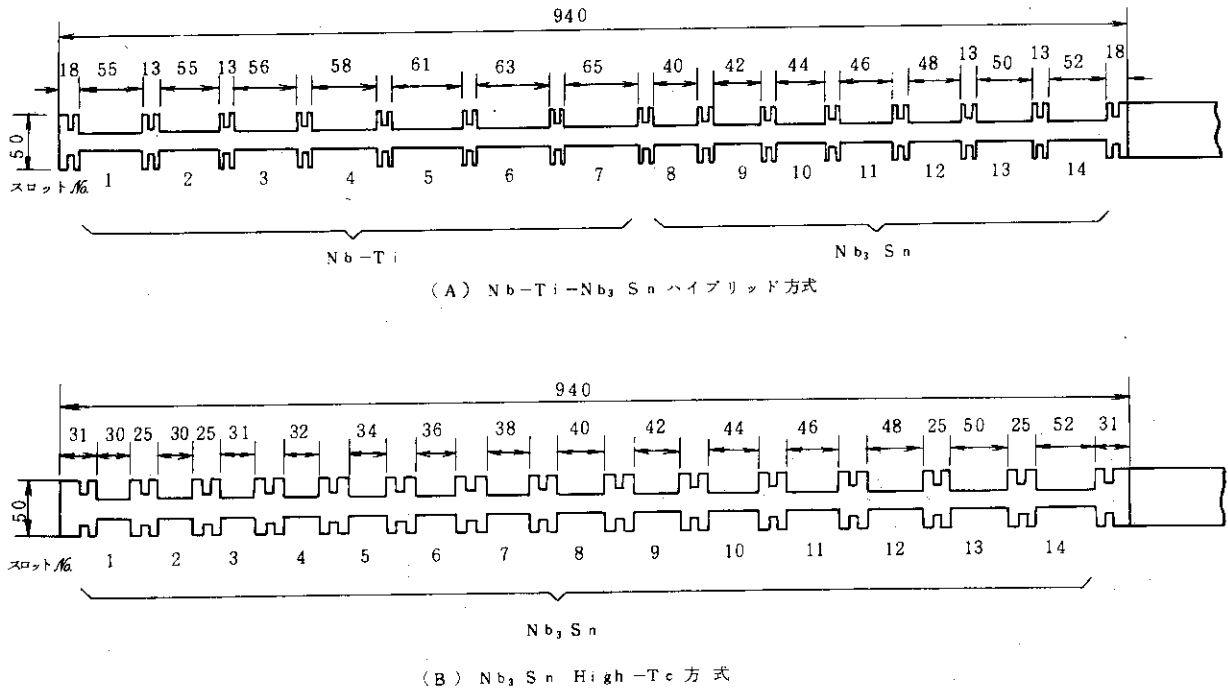


Fig. 2.16 ディスクの断面図

3. マグネット構成材料

3.1 超電導線

3.1.1 超電導材料

現在、マグネット等の超電導機器用材料として一応実用化の段階にあるのは、合金系ではNb-Zr, Nb-Ti およびこれを基本とした多元合金、化合物系ではNb₃Sn および V₃Ga に限られているようである。Table 3.1 にはこれらの臨界温度 (T_c) および臨界磁界 (H_{c2}) を示す。一般には 7~8 T 以下の磁界に対しては Nb-Ti 系合金が、それ以上の磁界に対しては Nb₃Sn または V₃Ga が用いられるのが普通である。Fig. 3.1 は代表的な各種超電導材料の臨界電流密度 (J_c) の磁界依存性を示した。

Fig. 3.1 から明らかなように、Nb₃Sn, V₃Ga 等の化合物系材料は Nb-Ti, Nb-Zr などの合金系に比べ J_c がかなり高い。しかし、現時点では合金系材料に見られる製造や取扱いの容易さ、価格の低廉さなど数多くの利点を考えれば、化合物系のみを用いるのは必ずしも得策ではないかもしれない。本設計では一応、化合物材料のみの場合と、高磁界側で化合物、低磁界側で合金材料を用いた場合の 2 通りについて検討しておく。

化合物系の Nb₃Sn と V₃Ga を比較した場合、実用化の歴史の長さ、研究、製造、使用などの実績の豊富さなどの点で、現在では Nb₃Sn の方が勝っている。また、原材料のコストの面からも Nb₃Sn の方が有利である他、Fig. 3.1 から明らかなように、12 T 以下の磁界であれば Nb₃Sn の方が高い J_c を有している。

以上の理由により化合物系材料としては Nb₃Sn を用いる。

合金材料の Nb-Ti と Nb-Zr を比較した場合、製造上、特性上いずれの点でも Nb-Ti が優れていると言える。特に、60 at.% 程度の Ti を含んだものはかなり高い磁界まで高い J_c を有しており、現在の合金系材料の主流を占めている。本設計では合金系材料としては 60 at.% 程度の Ti を含む Nb-Ti 合金を用いることにする。なお、Nb-Ti に 5% 程度の Ta を添加した Ti-Nb-Ta 3 元合金は合金系超電導材料として最高の臨界磁界 (H_{c2}) を持つものとして知られており、Fig. 3.1 から明らかなように 8 T 程度の高磁界では Nb-Ti よりも高い J_c を有しているが、本設計では合金系材料は約 7 T 以下の磁界で用いるため、あえて Ta の添加は行わない。

3.1.2 複合超電導線構成

第 2 章で述べたように、超電導線は安定化のための銅基材 (銅帯) と超電導素線が何らかの形で一体化された構造になる。この場合素線は安定化の観点から多数のフィラメント状超電導芯線と銅など常電導金属の基材から成る、いわゆる極細多芯複合超電導線 (FM 線) とするのが望ましい。

素線と銅帯を一体化する場合、

- (1) 銅帯に素線本数だけの溝を切り、溝に沿って素線を入れたのち、圧延などにより機械的にかしめつけて埋め込む。
- (2) 銅に穴をあけたもの、または銅管などに素線要素を挿入し、全体を押し出し加工等により一体化する（熱処理は最終段階で行う）。
- (3) 素線を撚線または編組線の形にし、これらを銅帯にソルダ等で接着する。

などの方法が考えられる。

(1)の方法は超電導応用の初期の頃に大形安定化複合線の製法の1つとして試みられたことがあるが、

- ① 素線の本数を多くするのが困難、
- ② ツイストが施し難い、
- ③ 素線の断線を生じ易い、

などの多くの欠点をもっているため、現在ではほとんど顧られていない方法である。特に素線がNb₃Snの場合にはこの方法の適用は困難であろう。

(2)の方式による複合線はソリッド超電導線、または化合物系材料を芯線とするものではモノリシック超電導線と呼ばれるもので、でき上がった線の外観は平角銅線とほとんど同じであり、巻線の容易さや寸法精度の上で大きな利点のある反面、

- ① 素線の個々にツイストを施せない、
- ② 断面積の大きな線の長尺物を得るのが困難、
- ③ 化合物を素線（芯線）とする大形複合線の場合、曲げなどによる変形歪に対して極めて弱い、

等の難点を有している。

(3)のソルダ方式複合線は例えばFig. 3.2に示したような工程で製作される。所要数の素線を用いてFig. 3.2(a)のような撚線を作製し、これを圧延するなどして(b)に示すようなリボン状の撚線にしたのち、これを溝を切った銅帯のソルダで埋め込むことにより(c)のような複合線を得る。銅帯と素線のソルダによる一体化の構成としてはFig. 3.3に示すような種々のものが考えられる。Fig. 3.3(a)は銅帯の片側面にのみ溝を切って埋め込んだものであり、(b)は両側面に埋め込む形式、(c)は溝に埋め込んだ後に銅の蓋を設けたものである。(d)は溝を切るのではなく銅帯を芯として素線をそのまわりに巻きつけた後、ソルダで固着するものである。

これらのソルダ方式複合線の特長は

- ① 素線と銅帯を別個に製作するため、長尺線が作り易い、
- ② 素線個々にツイストが施せる。素線同士のツイスト、トランスポーズが自由に施せる。
- ③ 素線が化合物線材の場合、化合物の生成反応熱処理が撚線の段階（銅帯と一体化する前）で行えるから、熱処理装置としては大規模なものが要らない、

等の他、後に論ずるようにトロイダルコイル特有の巻線時の変形歪や巨大な電磁力によって生じる複合線の歪などの問題に対しても有効と考えられる。

本設計では一応Fig. 3.3(c)の方式の複合線を採用することにし、素線はリボン状の撚線の形で埋め込むことにする。ソルダとしては、極低温での使用実績からPb-30%Snソルダを用いる。

3.1.3. 超電導線の設計

前項までに述べたように、実験炉トロイダルコイル用超電導線としては、Nb-60 at.% TiまたはNb₃Snを芯線とするFM線を素線とし、これをリボン状燃線としたものを銅帯の溝にPb-30%Sn ソルダで埋め込む形をとっている。FM線の径は、線材のサイズ、製作上の容易さなどの点から、0.5 mm程度が妥当と思われる。

Fig. 3.4には0.5mm径のNb-TiとNb₃SnのFM線の代表的なH-I特性を示す。図中①は現在市販されているNb-Ti FM線(MCA社, H-I conductor)のメーカ保証値であり、②は三菱電機で試作したNb₃Sn FM線の実測値を0.5mm径のものに換算した値である。①、②は3.4節で述べる中性子照射効果を考慮に入れた値(15%低下)である。設計には①、②を用いる。

ディスクの各スロットに印加される磁界は第2章のTable 2.1に与えられているが、これからFig. 3.4から各スロットに納められる複合線の素線(0.5mm径)1本当りのI_cを求めると、Table 3.2およびTable 3.3の第3行のようになり、複合線当り12,750Aの臨界電流を満足するための必要素線本数は第4行に示した値となる。リボン状燃線を埋め込む銅基材の溝の深さ(素線が占有するスペースの厚さ)は1mm又は2mmとし、素線本数が少ない場合には1mm深さの溝に1本のリボン状燃線を埋め込み、素線本数が多い場合には2つのリボン状燃線に分けて銅基材の2mm深さの溝に埋め込む。スロットNo.8からNo.14までのNb₃Sn複合線は後者の形になり、それ以外は前者の形になる。

3.1.4 超電導線の歪に関する検討

実験炉用トロイダルコイルに用いられる超電導線は前項までに検討した通り、厚さ4.5mm、幅26~61mmの極めてたて横比の大きな平角銅帯の中に超電導素線が多数本埋め込まれた構造をもっている。これらの複合線が巻線される場合には複合線のエッチ方向に曲げられる。巻線の曲げ半径はかなり大きいですが、複合線の幅もまた大きいため超電導線の変形は無視できない。最も苛酷な曲げはNb₃Sn複合線の場合、幅48mmのものが半径2.14mの曲率で曲げられるため、最大変形歪量は約1.1%となる。Nb-Ti複合線では幅61mmのものが2.61mの半径で曲げられるから、最大約1.2%の歪を受けることになる。これらはいずれも室温における巻線工程において加えられる歪である。

次に、励磁の際コイルに働く電磁力はステンレス鋼のディスクで支えられるが、35kg/mm²程度の応力により約0.15%の歪がディスクに発生し、複合線も最大これと同程度の歪を受けると考えられる。この場合の歪の絶対値は上記の巻線の曲げ歪の場合よりかなり小さいが、この歪は極低温において励磁中(通電中)に加えられることが先の場合と根本的に異なる。

複合線が歪を受けた場合考えられる問題は

- ① 銅の安定化材としての特性劣化、
- ② 超電導材料の特性劣化、

の2点である。

(1) 歪の銅材に及ぼす影響

銅の安定化材として重要な特性は電気抵抗率 ρ と表面から液体ヘリウムへの熱伝達係数 h で

ある。このうち h は銅の表面状態（粗さ、付着物の有無等）によって決る値であり、僅かな機械的歪によって大きく変ることは全くない。Fig. 3.5 は加工歪を加えた場合の銅の 4.2 K における電気抵抗の変化を測定した筆者らの結果を示すが 1~2% の歪では増加はほとんど無いと見て差支えない。以上のことから、上述の歪において銅の安定化材としての性質には何ら影響はないと考えられる。

(2) 歪の超電導材料に及ぼす影響

先にも述べたように、超電導線に加えられる歪には室温で加えられる曲げ歪と、極低温で励磁中に加えられる引張歪の 2 種類がある。これら 2 種類の歪の超電導特性への影響のしかたはかなり異なる。Fig. 3.6 は Easton⁶⁾ が種々の Nb₃Sn 超電導線に歪を加えた場合の電流劣化をしらべた結果である。Fig. 3.6(a) は室温での曲げ歪を、(b) は 4.2 K において一軸引張りを加えた場合の電流劣化の度合を示している。1×2 mm 角のモノリシック超電導線の場合、Fig. 3.6(a) によれば 15 cm 径の曲げ（約 0.6% の歪に相当）に対して全く劣化を起していないが、Fig. 3.6(b) によれば同じ試料で、4.2 K における 0.3% の引張歪に対して 30% にも及ぶ J_c 劣化を示している。この 2 種類の歪の電流劣化に及ぼす影響の違いの原因については良く判っていないが同様の結果は他にもいくつかの報告がある。ここではこれら 2 種類の歪の個々について検討していく。

(a) Nb-Ti 超電導線における室温曲げ歪

Nb-Ti 超電導線の室温での曲げ歪に関してはほとんど問題はないと考えて良い。Nb-Ti 合金は伸びが 18% もあり、1% 前後の歪で断線が生じる恐れは全くない他、筆者らの経験によれば Nb-Ti 系超電導線はかなり苛酷な曲げや極端な場合には折り曲げ（当然塑性変形している）に対しても臨界電流にほとんど変化がないことが判っている。一般に合金系の超電導材料はその製造過程において、臨界電流増大の手段として強度の加工を施しているため、超電導線の取扱い上において少々の塑性変形を受けても、断線やかなりの断面収縮の起らない限り超電導特性の劣化はないと考えられる。

(b) Nb-Ti 超電導線における極低温引張歪

次に Nb-Ti 超電導線の励磁中の引張歪について検討する。Ekin⁷⁾ が 4 K において磁界印加の下で応力を加えたときの臨界電流劣化の様子をしらべた結果によると、Nb-Ti では 0.5% 程度の歪までは全く劣化がなく、1% の歪に対しても数% の J_c 劣化が見られるのみである。このことから前記の 0.15% 程度の歪に対しては Nb-Ti 超電導線の特性劣化は起らないと考えられる。

(c) Nb₃Sn 超電導線における室温曲げ歪

化合物系の Nb₃Sn 超電導線は極めて脆いため歪によって最も大きな影響を受けると考えられる。先ず室温における曲げ歪に対しては Fig. 3.6(a) に見られるようにモノリシック超電導線では約 0.6% 以上、タングステン補強された 36 本撚線では約 1.8% 以上の曲げ歪に対して J_c の劣化が現れることが示されている。

Fig. 3.7 は Suenaga⁸⁾ らが 10 mil 径の Nb₃Sn FM 線で曲げの J_c に及ぼす影響をしらべた結果であるが、2 インチの曲げ（約 0.7% 歪）から劣化が現れている。Kuckuck⁹⁾ も臨界曲げ歪として 0.7% 程度を得ている。McDougall¹⁰⁾ はブロンズ法による 0.27~0.5 mm 径、1500 芯の Nb₃Sn 線で同様の測定を行い、限界曲げ歪は 1~3% の間でバラツキがあるとしている。また、

米国 IGC 社のカタログによれば、0.13mm 径 240 芯の Nb₃Sn 線 6 本をステンレス鋼補強芯線を中心にした撚線 (0.37mm 径) では許容曲げ径は 20mm (1.9% 歪) 以下としている。

以上のように室温での曲げ歪に対しては、いわゆるモノリシック超電導線よりも撚線構造の方がかなり強いことは言えるが、許容歪の絶対値は複合線の構成やフィラメントの径、本数、補強の方法などによりかなりバラついているため本設計における複合線で想定される 1.1% の歪が許容値以下に納まっているか否かを正確に判断するのは難しい。

(d) Nb₃Sn 超電導線における極低温引張歪

Fig. 3.6(b)によれば、0.15% の歪に対してモノリシック超電導線の最も悪いもので 17% 程度の J_c 劣化を示すほかは、種々の撚線では高々 5% の劣化しか示していない。Fig. 3.8 は Ekin¹¹⁾ による Nb₃Sn モノリシック超電導線とステンレス鋼で補強された 6 本撚線について 4 K の温度、9 T の磁界の下で引張応力を加えながら J_c を測定した結果を示すものである。この場合にも撚線の方がモノリシック超電導線よりも応力や歪に対して良く耐えることが示されており、0.15% の歪に対しては撚線ではほとんど劣化せず、モノリシック超電導線で 10 数% の劣化が生じていることが判る。

Larbalstier ら¹²⁾ は銅の安定化材の中に Ta 障壁で隔離された 18 ユニット (各 125 芯) Nb₃Sn 線を持つモノリシック複合線について 4.2 K, 3 T で同様の測定を行い、180 MN/m² の応力 (約 0.14% の歪) 以下では I_c の劣化は生じないことを確かめている。McDougall¹³⁾ も 0.25mm 径、450 芯の Nb₃Sn 線で反応条件を変えたもの 3 種類について、4.2 K, 2.5 T で同様の測定を行っているが、0.15% 歪ではどの試料もほとんど劣化は生じていないことが示されている。

これらの結果から推定する限り、撚線をベースとした本設計の Nb₃Sn 複合線では励磁中に生ずると予想される 0.15% 程度の歪に対しては電流劣化は全く生じないか、生じたとしても高々数% 程度であり、問題はないと考えられる。

以上述べたところを要約すれば以下ようになる。

- ① 安定化のための銅基材 (帯) は歪によって特性劣化を生じることはない。
- ② Nb-Ti 超電導線は、巻線時の曲げ歪、励磁中の電磁力による引張歪のいずれによっても臨界電流劣化はほとんど生じない。
- ③ Nb₃Sn 超電導線は電磁力による歪に対してはほとんど問題ないと見られるが、巻線時の曲げによって電流劣化を起す恐れがある。

Nb₃Sn 超電導線の巻線時曲げ歪を避ける手段としては、

- (1) 銅帯を所定の巻線形状に曲げた後に、この溝にフレキシブルなリボン状撚線を沿わせソルダで固着する。
- (2) 素線として Nb₃Sn FM 線を用いる代りに Nb₃Sn テープを用いる。

などの方法が考えられる。(1) は多少マグネットの製作工程を複雑にするが Nb₃Sn の脆弱性をカバーする最も有効な方法と考えられ、ソルダ方式複合線にして始めて採用できる解決策でもある。この意味からも核融合炉用トロイダルコイルに Nb₃Sn 等化合物材料を用いる場合にはソルダ方式は不可欠となるであろう。

(2) は必ずしも確実な解決策を与えるというものではないが、Nb₃Sn において、FM 線よりもテープの方が実用化の歴史も古く、高磁界マグネットの実績も多いことから、より信頼性を高める

効果を期待したものである。テープを使用する場合にも銅帯との一体化には溶ダ¹⁾ 接着法の採用は必至であり、例えば Fig. 3.9 に断面図で示したようなものとなろう。この場合にも接着は、曲げられた銅帯の溝にテープを挿入した後に行われることになる。しかし、このテープ方式複合線の場合は、テープ面と垂直に磁界が印加されたときの不安定性、ツイスト、トランスポーズを施すことの困難さなどが新たな難点となる可能性がある。

3.2 金属構造材料

3.2.1 金属構造材料に要求される性質

トロイダルコイルにおいては電磁力による高い応力に対する支持構造材料の選択は極めて重要である。本設計では第2章で述べたようにディスク方式の電磁力支持を採用している。ディスクには最大約 40 kg/mm^2 の応力がかかるが、このディスク用の材料に要求される性質としては、

- (1) 極低温で機械的強度が高く、十分な靱性を有すること、
- (2) 溶接接合部の強度低下が少ないこと、
- (3) 強磁界の影響が少ないこと（透磁率が低い）、
- (4) 弾性率が高く、一定応力に対する歪が小さいこと、
- (5) 低温での電気抵抗が高く、ポロイダル磁界によって生ずる渦電流損が小さいこと、

などである。

本節では低温用構造材として優れた性質をもつとされるオーステナイト系ステンレス鋼、チタン合金、アルミニウム合金などについて比較検討し、構造材の選定を行なう。

3.2.2 オーステナイト系ステンレス鋼

オーステナイト系ステンレス鋼は低温脆性を起こさず、溶接性に優れ、熱伝導率が小さいなどの理由によって古くから低温用材料として使用されている。Table 3.4 には各種オーステナイト系ステンレス鋼の各温度における機械的特性値を示した¹⁴⁾。

まず機械的強度では、引張強度よりも耐力で比較するのが妥当と考えられる。すなわち、ディスク材料で予想される約 40 kg/mm^2 の応力が、材料の耐力または降伏応力より十分小さい必要がある。この意味から、Table 3.4 の中では SUS 310S が極低温における耐力が 80 kg/mm^2 を越え最も優れているといえる。この点 18Cr-8Ni を主体とした SUS 304, 304L (極低炭素濃度)、321 (Ti 入り) では若干耐力が不足するため使用は望ましくない。また、SUS 316 (Mo 入り) もかなり高い耐力を有しており SUS 310S に次いで有力な材料である。

Fig. 3.10 は各種ステンレス鋼の切欠き引張強度とその丸棒強度との比の温度変化を示したものである。切欠き強度比は 4.2K ではいずれも室温よりも減少しているが、SUS 310S は最も減少率が小さく優れている。SUS 304 は 4.2K で 1 以下になっており、低温での脆化が大きく構造材としての使用には注意が必要である。

Fig. 3.11 はアーク溶接された試料の溶接強度を示す。溶接の際の残留応力や炭化物の析出は溶接後の熱処理によって除去できるが、ディスクのような大形構造物では熱処理が困難であり溶接されたままの状態での用いられるため、溶接部の強度は重要である。SUS 304 では熱処理によ

り強度は回復するが、溶接されたままの強度は極めて大きなバラツキを示し、使用上問題がある。SUS 310S は溶接されたままでも強度のバラツキが小さく、しかも母材強度に比べてそれほど大きな低下は見られない。

以上のようにオーステナイト系ステンレス鋼の中では SUS 310S が種々の点で優れていることが判る。Table 3.4 によれば、弾性率と電気抵抗において SUS 310S が最も高いことなどを考え合わせれば、ディスク材料として SUS 310S が極めて望ましいと言える。SUS 310S は Ni を 20% 含んでいるため、オーステナイト組織の安定性が良く、塑性変形を受けてもマルテンサイト変態を生じないことが確かめられており、ディスク材料のような高応力構造材料として最も適している。

3.2.3 チタン合金

比強度が高く耐食性に優れていることから、チタンは航空宇宙産業や化学工業でなくてはならぬものになっている。最近では、磁気浮上列車のクライオスタットを中心に極低温での用途が開発され始めている。チタンの機械的性質は O, N, C, Fe などの不純物含有量によって大きく変化する。Al, Sn などの添加物元素で強化されたチタン合金では、これら不純物の影響は比較的少なくなる。しかし、低温の性質には不純物量がかなり影響するから、米国航空宇宙材料規格 (AMS) および軍規格 (MIL) には不純物量を特に低くした ELI (Extra Low Interstitial) グレードのチタン合金 Ti-5Al-2.5Sn と Ti-6Al-4V が規定されている。Ti-6Al-4V は比較的 β の少ない $\alpha + \beta$ 合金であり、77K まで十分な靱性を示し、 α 合金の Ti-5Al-2.5Sn は 4.2K まで延性低下は起らないとされている。

Table 3.5 にはチタン合金の機械的、物理的諸特性値を示した¹⁴⁾。強度はいずれも低温になるほど増大し、特に耐力がほとんど引張強度と変わらず、前述のオーステナイト系ステンレス鋼の 2~3 倍の大きさを持っている。しかし、切欠き強度比が低温で低く、Ti-5Al-2.5Sn ELI で僅かに 1 を越える他は 1 以下になり、靱性上若干問題がある。また、弾性率がステンレス鋼の約 1/2 であることも歪の面で問題になる可能性がある。電気抵抗はステンレス鋼よりもかなり大きく優れていると思われる。

3.2.4 アルミニウム合金

アルミニウム合金は比強度が高く、加工性、耐食性が優れており経済的でもあるため、LNG の貯蔵、輸送機器関係を中心に 9% Ni 鋼と並んで多用されている。アルミニウム合金には 1000 系 (純 Al), 2000 系 (Al-Cu 系), 5000 系 (Al-Mg 系), 6000 系 (Al-Mg-Si 系), 7000 系 (Al-Zn-Mg 系) など 7 種類がある。Table 3.6 には代表的アルミニウム合金の諸特性値を示す¹⁴⁾。

アルミニウム合金は低温脆性を示さず、引張強度、耐力、伸びのほとんどが低温になるほど増加するため低温用構造材として望ましい性質をもっている。しかし、本設計のトロイダルコイル用ディスク材のように極めて高い応力がかかる構造物には若干機械的強度が不足する。また、弾性率の低いことも問題になるし、電気抵抗の低いことがディスク材の場合の特殊性としてかなり致命的な欠点となるようである。

3.2.5 金属構造材料の選定

低温構造材料としては他にニッケル合金のモネル、インコネル、ハステロイ、インバル、銅合金のベリリウム銅、Co を主体としたステライト等、低温まで高い機械的強度を持つものもあるが、これらは特殊用途に限られており、大形構造物への使用には不安が感じられる。

ディスクのような大形構造物用材料としては前項までに検討したステンレス鋼、チタン合金、アルミニウム合金のどれかになる。これらの中では、強度、溶接性、溶接強度、弾性率、電気抵抗などにおいて優れている SUS 310S ステンレス鋼がディスク材料としては最適であると判断される。

本設計における金属構造材料として SUS 310S を用いることにする。

3.3 絶縁材料

第2章で述べたように、ディスクと導体の間に間隙を設ける絶縁材料としてエポキシ・ファイバークラス積層材（ガラスエポキシ）が用いられる。この絶縁材には導体に発生する電磁力をディスクに伝達するための圧縮力を主とした応力が加わるが、この応力は第5章で検討されるように約 9 kg/mm^2 であり、ほとんど問題にはならないと考えられる。

Fig. 3.12 はガラスエポキシの引張強度、圧縮強度、および伸びの温度変化を示すものである。強度はいずれも低温になるほど増大し、圧縮強度は極低温で 70 kg/mm^2 程度の値を持ち、十分設計応力に耐えると考えられる。

ガラスエポキシの熱膨張率は、エポキシおよびガラス繊維の種類、充填率等によって、また繊維の方向に平行か垂直かの違いによって、 $(L_T - L_{293}) / L_{293}$ の値は -0.1% から -0.4% 位の間で変化する。しかし、これらの要素を適当に選ぶならばステンレス鋼の -0.3% 、銅の -0.35% に近い値に設定することは可能であろう。

次にガラスエポキシ材の電気絶縁特性につき検討する。このような複合材の絶縁耐圧に関してはあまりデータがないが、例えば Table 3.7 等から推定すれば、10万ボルト/mm 以上の耐圧をもつと推定される。Fig. 3.13 には液体ヘリウム自身の絶縁耐圧が示されているが、これによると2万ボルト/mm 程度と見られる。したがって、絶縁物（スペーサ）の耐圧はこれより遥かに高いため、絶縁破壊が問題になるとすればスペーサが存在しない部分、すなわち、液体ヘリウム自体が絶縁物となっている部分であると考えられる。しかし、本設計においては、クエンチ時に高々300Vの層間電圧しか印加しないコイル保護法を採用しているため、層間あるいはタービン間に絶縁破壊を起すことはない。

3.4 超電導マグネット材料に対する放射線照射効果

超電導マグネット材料に対する放射線照射効果についての調査検討は、McCracken and Blow¹⁷⁾ (1972), Soell (1972, 1975)¹⁸⁾, Kulcinski 等 (1973)¹⁹⁾, Ullmaier (1975)²⁰⁾, Guess 等 (1975)²¹⁾ によって核融合炉システムに関連してまとめられている。ここで参照するデータは、これ等のレポートから引用した。

3.4.1 超電導材料

a) Nb-Ti 合金

現在最も多く利用されている超電導材料は Nb-Ti 合金である。Nb-Ti 合金線としては、常電導材料基材中に Nb-Ti 芯線多数本を埋め込んだ極細多芯線が現在広く使われている。

一般に超電導線に対する照射効果は臨界電流密度 J_c に変化を及ぼすことがわかっており、これは冶金学的な履歴に依存することが示されている。これらの現象は照射によって生ずる格子欠陥と冶金学的な材料処理の結果生ずる格子欠陥との相関によって、Magnetic fluxoid のピン止め効果が影響をうけるものと考えられている。

Nb-Ti 超電導線では、冷間加工と析出により多量の格子欠陥を導入し、 J_c の初期値を高めているので、照射によって J_c が減少する傾向にある。一方、格子欠陥濃度の低い材料では初期 J_c 値は低い、照射によって J_c 値が増大する。

Fig. 3.14 は Soell¹⁸⁾ 等の結果を示す。種々の加工履歴の Nb-Ti 超電導線について $\sim 3.5 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ ($E > 0.1 \text{ MeV}$) の全中性子量照射による損傷の観察を行なっている。この図は照射前後における J_c 値の比 J_c/J_{c0} と Upper Critical Field H_{c2} とピン止めがはずれる磁界 H との比 $b = H/H_{c2}$ の相関を示す。 b ($F_{p_{\max}}$) は照射前の超電導線の最大 flux ピン止め力に対応する。 b の値は初期の転位セルの大きさに依存することがわかっており、照射効果の研究において 1 つの便利な Reference Index として利用されている。Fig. 3.14 に示される結果から高速中性子の照射は高い b 値をもつ材料では J_c をより著しく減少させることが分る。

Tables 3.8 および 3.9 に低温照射データを要約した。照射前の $J_{c0}(H)$, T_{c0} , $H_{c2}(T=4.2\text{K})$ の値と照射後の変化値

$$\Delta J_c / J_{c0} \equiv \frac{J_c - J_{c0}}{J_{c0}}, \Delta T_c, \Delta H_{c2} \text{ を示した。}$$

照射量が $2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ より小さい照射では $J_c(H)$ に対する低温照射の効果は小さい。Soell 等 (1972)¹⁸⁾ は、原子炉の中性子スペクトルで、5 K における照射試験を行った。その結果、 $3.2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ で $\Delta J_c / J_{c0} = -10\%$ 、 $7.5 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ で $\Delta J_c / J_{c0} = -45\%$ の減少が測定された。 J_c は 10^{18} n/cm^2 の照射レベルで急激に低下する。臨界温度に対する低温照射効果は測定されていないが、 10^{18} n/cm^2 程度の照射による効果は小さいと思われる。

b) Nb₃Sn 化合物

Nb₃Sn の低温における放射線照射効果を Tables 3.10 と 3.11 に示す。

Nb₃Sn では Soell (1975)¹⁸⁾ によって $4 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ の原子炉の中性子照射 (分裂スペクトルよりソフトなスペクトルである) で $\Delta T_c = -0.8 \text{ K}$ と低下することが示されている。

さらに大きな照射量での T_c の変化は、Besslein 等²²⁾ (1975) の 30 K での 25 MeV 酸素イオン照射試験から推論されている。これによると、 $10^{16} \text{ ions/cm}^2$ の照射で、分裂反応による中性子の 10^{20} n/cm^2 に近似的に対応するが、この照射で $\Delta T_c = -10 \text{ K}$ であった。 $6 \times 10^{14} \text{ ions/cm}^2$ ($\sim 6 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ に対応) で $\Delta T_c = -1 \text{ K}$ である。これ等の実験データはほぼ一致した結果を出しており、高速中性子 ($E > 0.1 \text{ MeV}$) の $4 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ で T_c は約 1 K

低くなると推定される。

H_{c2} の変化 ΔH_{c2} は中性子照射では検出されていない。一方分裂反応中性子の $2.5 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ に相当する Deuteron の照射では、 $\Delta H_{c2} \approx -0.19 H_{c2}$ 、酸素イオンの 10^{18} n/cm^2 相当では $\Delta H_{c2} \approx -0.55 H_{c2}$ の変化が測定されている。

Nb₃Sn の $J_c(H)$ は照射によって変化している。Brown 等²³⁾ (1975a) によると、6K で $1.2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ の中性子照射では、 $H = 32 \text{ kOe}$ において J_c の 33% 増加が認められた。 J_c の増加は照射量の増加とともに飽和して、その後減少する。小さな磁界中では $J_{c0}(H)$ からの相対的増加は一般には小さく、 $J_c(H)$ の飽和値に達する照射量もまた小さい。この現象は J_c や H_{c2} における変化と同様、照射による欠陥カスケードによる flux の pinning 現象によって説明される。以上の結果として、 $5 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ より小さな照射量では J_c (高磁界中) は悪化しないと結論づけられよう。

常温での炉中照射試験は Bett (1973, 1974)²⁴⁾, Schweitzer & Parkin (1974)²⁵⁾, Parkin & Sweedler (1975)²⁶⁾, Sweedler 等 (1974, 1975)²⁷⁾ 等によって行なわれ、 J_c の大きな減少が測定されている。Besslein 等 (1975)²²⁾ のデータと Sweedler 等²⁷⁾ の結果を比較すると、1個の 25MeV 酸素イオンは 1500個の中性子 ($E > 1 \text{ MeV}$) に対応する欠陥を生成することが示されている。

これ等のデータをまとめると、 T_c の変化については、室温照射効果は低温照射効果と近似的に同じである。

3.4.2 安定化材料

Cu や Al 材料の電気抵抗は低温では不純物原子と格子欠陥によるところが大きく、したがって照射による影響も考慮する必要がある。電気抵抗は簡単に測定出来るので、照射効果の基礎研究には従来からよく利用されている。

一般に電気抵抗は照射により増加し、その増加の割合は照射量の増大とともに減少し飽和する傾向にある。

Table 3.12 に初期抵抗値 $0.3 \sim 4 \times 10^{-9} \Omega\text{-cm}$ をもつ Al と Cu の低温照射の結果の一部を要約している。 $1 \sim 2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ ($E > 0.1 \text{ MeV}$) の範囲の照射量で Cu は約 $100 \times 10^{-9} \Omega\text{-cm}$ 、Al は約 $300 \times 10^{-9} \Omega\text{-cm}$ の抵抗増加がみられる。このような変化は、安定化材としては、大変大きな値である。

抵抗増加の割合 $\Delta\rho/\Delta(\phi t)$ は、照射の比較的初期では

$$\text{Cu} \dots\dots\dots (8 \pm 1) \times 10^{-26} \frac{\Omega\text{-cm}}{\text{n/cm}^2}$$

$$\text{Al} \dots\dots\dots (30 \pm 10) \times 10^{-26} \frac{\Omega\text{-cm}}{\text{n/cm}^2}$$

の範囲である。Fig. 3.15 に 4.9K での中性子照射量の関数として、抵抗率 ρ の変化を示す²¹⁾。

初期抵抗値は Cu $7.7 \times 10^{-9} \Omega\text{-cm}$ 、Al $3.3 \times 10^{-9} \Omega\text{-cm}$ である。Fig. 3.16 に Horak 等

(1972)²⁸⁾の式による損傷量(dpa)と抵抗変化量をプロットした(Kulcinski 1973)¹⁹⁾。室温での焼鈍によりCuでは85%, Alでは完全に回復する。欠陥生成率の結果は種々の実験で、ほぼfactor 2の間に入っている。現在の中性子束の測定の不確定さがデータばらつきの主要原因と考えられる。くり返し焼鈍の効果は不明である。照射研究のほとんどが高純度金属で十分焼鈍した材料で行っており、一般的に不純物や冷間加工の精密な効果は明らかでない。

一般に不純物や冷間加工は、Cuでは初期の低温のDamage rateを約20%増加させる。

Magnetoresistance に対する照射効果はデータが少ないが、Böning等(1969, 1970)²⁹⁾は、Alに対する照射によっては、Kohler則は破られないことを示した。またCuでもColtman等(1974)³⁰⁾は4.9Kで高純度銅で比較的照射量の少ない時の効果を測定しているが、照射焼鈍によってもKohler則は守られていた。

3.4.3 複合超電導線

複合超電導線に対する照射データは限られている。Mauer(1972)³¹⁾はCu cladのNb-Ti試料で臨界電流 I_c とTake-off current I_t が照射で減少することを測定している。 I_t は複合超電導線が完全に常電導になる最少電流値として定義している。Soell等(1975b)¹⁸⁾はNb-Ti-Cu複合線で I_t の回復はCuの照射による抵抗の回復現象と関係あることを示した。またBrown等(1975a)²³⁾は高速中性子照射と焼鈍効果の検討をNb₃Snについて行ない、 I_t が定性的には安定化材と超電導材の照射とその焼鈍効果によって説明できることを示した。

3.4.4 絶縁材料

大型マグネットの建設には種々の電気絶縁材料が必要である。絶縁材料の低温照射による効果は、その機械特性、熱特性及び電気的特性変化としてそれぞれ興味あるが、総合的にその劣化がマグネット寿命を左右する重要な問題である。絶縁材料は、一般に有機と無機にわけられる。

a) 無機絶縁材料

繁用される材料としてはガラス、珪素化合物とAl₂O₃, MgO, SiO₂等の耐火酸化物である。酸化物に対する照射試験は常温で行われており、Wilks(1968)³²⁾, Lell等(1966)³³⁾によって考察されている。

これ等の研究の結果、約 5×10^{19} n/cm²の高速中性子によっては機械的特性に大きな変化がないと考えられる。また電気抵抗値の減少も絶縁材としての利用上問題となるほどの変化は認められていない。しかしながら低温照射による研究は行われておらず、低温での欠陥の挙動は常温とは異なることを考えると問題がある。

McDonald(1963)³⁴⁾は多結晶BeOを90Kで照射し(1.8×10^{17} n/cm²)、熱抵抗が常温で報告された(Dryor 1964)³⁵⁾割合より10倍も大きな割合で増加していることを見出した。この分野での低温照射効果の研究が必要であると考えられる。

絶縁材が高エネルギー照射を受けると、コンプトン電子の生成を行なう。ある種の材料では(Gross 1964)³⁶⁾コンプトン電子を保留しておくようなSiteがあり、電荷の分布の結果として、局部電圧が絶縁強度をこえた場合は破壊的放電をひき起す原因となり得る。

この効果は、300Kより高い温度では単純な結晶性の酸化物やガラスでも観察されない

(Weeks 1975)³⁷⁾。低温に於ける照射で材料にこうした現象が起きないと保証出来ないので十分な研究が必要である。

b) 有機絶縁材料

有機物は一般に照射に敏感である。分子構造を形成する共有結合が高エネルギー照射（電子の結合エネルギーより大きなエネルギーをもつ粒子や光子）に影響されやすいためである。それ故、ポリマーの中性子や γ 線による材料損傷率は、そのエネルギー源の種類よりむしろ吸収した全エネルギーに比例すると考えられる。(Sisman & Bopp 1956)³⁸⁾

室温と高温のポリマーの照射研究では、ある種の分子構造は他より耐照射性に優れていると云うものがある(Brechna 1965³⁹⁾, Parkinson & Sisman 1971⁴⁰⁾, Pluyn & Vande Voorde 1967⁴¹⁾, Van de Voorde 1970⁴²⁾)。例えば、ベンゼン核はポリマーの照射安定性を与え、特にポリマーの鎖の一部について時に有効である。さらに直鎖は枝鎖より安定であり、また固定的な構造は自由なものより安定である。沸化または塩化炭素等では炭素の自由な板の所が最も不安定な点である。

室温の照射ではまず機械的特性が劣化する。鎖の切断又はCross linkにより材料が脆性になるか、またはよりplasticになる。電気的性質（電気抵抗や誘電特性）は機械的特性ほど悪化しないと考えられる(Sisman 1956)⁴³⁾。しかし、この事は低温で電荷捕獲、自由基や荷電状の原子閉じ込めが、電気的性質に影響を及ぼすことは無視しての話である。

NERVA計画で多種のポリマーが、LN₂又はLH₂温度でGeneral Dynamics Ground Test Reactorで照射試験された(Kerlin & Smith 1964, 1966⁴⁴⁾, Smith 1963⁴⁵⁾, Thorton 1965⁴⁶⁾, Weleff 1966⁴⁷⁾)。Table 3.13に結果をまとめた。31種の材料を選んで低温照射試験を行っている。Van de Voorde (1971, 1973)⁴²⁾は同様に低温照射について議論している。

ガラス充填材料は層状に分離するような材料を除いて一般に非常に安定である。ポリウレタンは照射に敏感である。

マイラーフィルムの低温照射の効果はSmith (1963)⁴⁴⁾等のデータがあるのみで不確実性が強いが、1 mil厚さのマイラーCフィルムの機械特性は、20℃で γ 線の 5×10^7 Rads照射により、引張り強さが20%増加し、伸びは7.2%~3.9%減少している。

3.4.5 構造材料

オーステナイトステンレス鋼は低温構造材として優れた性質をもっている。Table 3.14にステンレス鋼に対する低温における中性子照射効果を示す。室温照射では、約 10^{21} n/cm²迄耐力は増加し、高温では300℃以上で性質の劣化が認められている(Bloom 1967)⁴⁸⁾。Al合金、Ni基合金、ステンレス鋼等の種々の金属材料の低温照射試験はNERVA計画で行われた。347 SSの溶接材料で照射により耐力が増加した例を除外すれば、いちじるしい特性変化は認められず、伸びが若干減少する程度である。現在までの実験データから推定すると、 $\sim 10^{19}$ n/cm²迄は機械特性の劣化は考えなくてよいと云える。

3.4.6 考察

(1) Nb-Ti 合金 (Nb-44 wt % Ti ~ Nb-61 wt % Ti)

- a) 高速中性子照射の結果 T_c , H_{c2} の変化は少なく, J_c は $3 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ で 5 ~ 10 %, $7.5 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ で 45 % 程度減少する。
- b) 15 MeV の Deuteron または 3.1 MeV の proton の $\sim 10^{17} \text{ /cm}^2$ の照射量では $\Delta T_c = -0.2 \text{ K}$ であり, H_{c2} は 3 % 減少する。 J_c の減少は重イオン照射ですべて観察されるが高々 19 % である。
- c) 室温での焼鈍で J_c の 60 ~ 100 % が回復する。研究された試料は銅被覆の多芯及び単芯線と裸線についてである。

(2) Nb₃Sn と V₃Ga

- a) 高速中性子 ($E > 0.1 \text{ MeV}$) の $4 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ 迄の照射データがある。 H_{c2} は変化せず, T_c の減少は約 1 K である。 J_c は 25 ~ 250 % 増加し, 高磁界中では小さな J_{c0} をもつ試料でより大きな増大が認められた。
- b) Nb₃Sn に対する Deuteron (15 MeV) の 10^{17} d/cm^2 の照射により T_c は 1 K 減少, H_{c2} の減少は約 19 %, J_c の減少は約 16 % である。
- c) V₃Ga の 50 MeV Deuteron 照射では $2.6 \times 10^{17} \text{ d/cm}^2$ で J_c が 50 %, $\Delta T_c = -2.4 \text{ K}$ 減少している。 H_{c2} の研究はない。

(3) Al と Cu

- a) 初期抵抗値が $1 \sim 4 \times 10^{-9} \Omega\text{-cm}$ の Cu の中性子照射研究によれば, $1 \sim 2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ の高速中性子照射で ($E > 0.1 \text{ MeV}$) $85 \sim 115 \times 10^{-9} \Omega\text{-cm}$ に変化する。初期の中性子照射による抵抗増加は

$$\Delta\rho/\Delta(\phi t) = (8 \pm 1) \times 10^{-26} \frac{\Omega\text{-cm}}{\text{n/cm}^2} \text{ である。}$$

室温での焼鈍で欠陥導入型の抵抗値の 80 ~ 85 % が回復する。

- b) 初期抵抗値が $1 \sim 4 \times 10^{-9} \Omega\text{-cm}$ の Al の中性子照射では, $\Delta\rho$ が $1 \sim 2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ で $300 \times 10^{-9} \Omega\text{-cm}$ となり,

$$\Delta\rho/\Delta(\phi t) = (30 \pm 10) \times 10^{-26} \frac{\Omega\text{-cm}}{\text{n/cm}^2} \text{ である。}$$

(4) 絶縁物

ポリマーの γ 線照射に関する報告があり, 31 種のポリマーを LH_2 温度で研究している。 $1 \sim 8 \times 10^8 \text{ Rads}$ の照射でも低温条件の環境でも 9 つの試料について劣化はなかった。材料としては Phenolics, Epoxy, Silicone, Polyurethane, Polyimide を含む。

低温照射の Dielectric breakdown の影響についての有用なデータがないがこの問題は今後注意を要する。

(5) 構造材

NERVA 計画で構造材の低温照射研究が行われている。ステンレス鋼 (347, 301, 303 及び A-286) では引張り強さは変化が少なく, 耐力は照射によって一般には増加する。一方

場合によって若干の伸びの減少が認められた。高速中性子 $1 \times 10^{19} \text{ n/cm}^2$ の照射では使用上問題となる劣化はないといえる。

3.5 まとめ

本章では、実験炉用トロイダル超電導マグネットの構成材料について検討を加えた。得られた結果を要約する。

(1) 超電導線

(a) 超電導材料としては、合金系として60 at %程度のTiを含んだNb-Ti合金を、化合物系として Nb_3Sn を用いる。

(b) 線材構成としては、極細多芯複合超電導線(FM線)を素線とし、所要数の素線をリボン状撚線としたものを平角の銅基材の溝にPb-30%Sn溶ダで埋め込んだ形のものを採用する。設計された超電導線の諸元はTables 3.2および3.3にまとめられた通りのものである。

(c) コイル巻線段階で生ずる曲げや、励磁中の電磁力による引張り等、超電導線に加えられる歪に対する超電導特性の変化につき検討し、次の結果を得た。

- ① 安定化のための銅基材は歪によって特性劣化を生ずることはない
- ② Nb-Ti複合線はいずれの歪に対しても電流劣化は生じないと見られる
- ③ Nb_3Sn 複合線は電磁力による歪に対しては問題はないが、巻線時の曲げ歪が無視できない。これに対する対策としては、次のような方法が考えられる。
 - ④ 銅帯を所定の巻線形状に曲げた後に、この溝にリボン状撚線を沿わせ溶ダで固着する。
 - ⑤ 素線として Nb_3Sn テープを用いる。

(2) 金属構造材料

(a) オーステナイト系ステンレス鋼ではSUS 310Sが耐力、切欠強度、溶接部強度、などの低温値が高い上、電気抵抗、弾性率などにおいても優れている。

(b) チタン合金ではTi-5Al-2.5SnのELIグレードのものが高い低温強度を示し、電気抵抗も高いが、靱性の面で若干問題がある他弾性率がステンレス鋼に比べて低い。

(c) アルミニウム合金はディスク用材料としては機械的強度がやや不足する。

(d) 以上の検討から低温用金属構造材としてはSUS 310Sを用いることとする。

(3) 絶縁材料

ディスクと超電導線の間支持材であるエポキシガラスファイバー積層材については、トロイダルコイルで想定される応力に対して十分耐える強度を有しており、又電氣的な絶縁性も何ら問題にはならない。

(4) 超電導マグネット材料の照射効果

a) Nb-Ti

10^{19} n/cm^2 の照射量まで T_c 、 H_{c2} には大きな変化はなく、 J_c は $3 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ で5~10%程度減少する。室温の焼鈍で J_c の60~100%が回復する。

b) Nb_3Sn

$4 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ で, H_{c2} は変化せず, T_c は約 1 K 減少する。 J_c は 25~250% 増加する。
c) Cu 安定化材

初期の中性子照射による抵抗増加は

$$\Delta\rho/\Delta(\phi t) = (8 \pm 1) \times 10^{-26} \frac{\Omega\text{-cm}}{\text{n/cm}^2} \text{ であり, 室温の焼鈍で抵抗増加分の } 80 \sim$$

85% が回復する。

d) 絶縁物

無機絶縁物は $\sim 5 \times 10^{19} \text{ n/cm}^2$ 程度迄機械的特性に大きな変化は認められない。一方有機絶縁物は照射に敏感である。ガラス充填材料は層状に分離するような材料を除いて安定である。低温における Dielectric breakdown 現象は, 今後の実験データを注意深く観察する必要がある。

e) 構造材

オーステナイトステンレス鋼では, 10^{19} n/cm^2 迄, 使用上問題となる機械特性上の劣化はない。

参考文献

- 1) A.C. Prior, "A Comparative Review of Materials for Construction of Superconducting Solenoids", *Cryogenics* 7 (1967) 131
- 2) T. Komata et al., "Effect of Microstructure of Ti-Nb-Ta and Nb-Ti Alloys on Their Superconductivity", *IEEE Trans. Mag.* MAG5 (1969) 435
- 3) 太刀川恭治, "超電導材料の最近の進歩と応用", *日本金属学会会報* 12 (1973) 853
- 4) 真 昭彦他, "超電導金属間化合物 Nb_3Al および $\text{Nb}_3(\text{AlGe})$ の生成", *低温工学* 6 (1971) 190
- 5) J.R. Gavaler et al., "Very High Critical Current and Field Characteristics of Niobium Nitride Thin Films", *J. Appl. Phys.* 42 (1971) 54
- 6) D.S. Easton and R.E. Schwall, "Performance of multifilamentary Nb_3Sn under mechanical load", *Appl. Phys. Letters* 29 (1976) 319
- 7) J.W. Ekin, "Mechanics for Critical Current Degradation in Nb-Ti and Nb_3Sn Multifilamentary Wires", *Proc. of 1976 Applied Superconductivity Conf., Stanford Univ., Stanford, California U.S.A.* (1976) D20
- 8) M. Suenaga and W.B. Sampson, "Superconducting Properties of Multifilamentary Nb_3Sn Made by New Process", *Appl. Phys. Letters* 20 (1972) 443

- 9) H. Kuckuck et al, "Magnet coil tests with multiple soldered niobium-tin filament conductors", *Cryogenics* 16 (1976) 350
- 10) I.L. McDougall, "The Mechanical Properties of Filamentary Niobium Tin Composites", *IEEE Trans. Mag.* MAG-11 (1975) 1467
- 11) J.W. Ekin, "Effect of stress on the critical current of Nb₃Sn multifilamentary composite wire", *Appl. Phys. Letters* 29 (1976) 216
- 12) D.C. Larbalestier et al., "Mechanical Properties and the Critical Current in Filamentary Nb₃Sn", *Proc. of ICEC 6, Grenoble, France* (1976) 301
- 13) I.L. McDougall, "Stress Induced Degradation of Critical Currents in Filamentary Nb₃Sn", *Proc. of ICEC 6* (1976) 307
- 14) Handbook on Metals for Superconducting Machinery:
Metals and Ceramics Information Center
- 15) F.R. Schwartz, et al.: Cryogenic Materials Data Handbook: Air Force Materials Laboratory, USA.
- 16) S. Neal, "Cryogenic transmission in the power industry of the future", *Proc. American Power Conf., 30th Annual Meeting, Sherman House, Chicago, USA* (1968)
- 17) G.M. McCracken and S. Blow: CLM-R120 (1972)
- 18) M. Soell: *Proc. 7th Symp. on Fusion Tech., Grenoble* (1972)
IEEE Trans. Mag. 11, 178 (1975)
- 19) G.L. Kulcinski et al., "UWMAK-1, A Wisconsin Toroidal Fusion Reactor Design", (1973)
- 20) H.A. Ullmaier: *International Conf. on Radiation Effects and Tritium Tech. for Fusion Reactor* (1975)
- 21) J.F. Guess et al.: ORNL-TM-5187 (1975)
- 22) B. Besslein et al.: *Phys. Lett.* 53A (1975) 49
- 23) B.S. Brown et al.: *J. Appl. Phys.* to be published (1975a) *Bull Am. Phys Soc.* 20 (1975,b) 296
- 24) R. Bett: *AERE Report R 7205* (1973) *Cryogenics* 14 (1974) 361
- 25) A.R. Schweitzer and D.M Parkin: *Appl. Phys. Letts* 24 (1974) 233
- 26) D.M. Parkin and A.R. Sweedler: *IEEE Trans. Magn.* 11 (1975) 166
- 27) A.R. Sweedler et al.: *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974) 168
IEEE Trans. Mag. 11 163 (1975) *Phys. Rev.* 12B (1975) 147
- 28) J.A. Horak and T.H. Blewitt: *Phys. Stat. Sol.* 9 (1972) 721
- 29) K. Böning et al.: *Phys. Stat. Sol.* 34 (1969) 395
Phys. Kondens. Material 12 (1970) 72

- 30) R.R. Coltman et al.: ORNL-4952 (1974) 30
- 31) W. Mauer: KFK 1699 (1972)
- 32) R.S. Wilks: J. Nucl. Mater. 26 (1968) 137
- 33) E. Lell et al.: Progress in Ceramic Science 4 (1966)
- 34) D.L. McDonald: Appl. Phys. Lett 2 (1963) 175
- 35) Dryor: See ORNL-TM-5187 (1975)
- 36) B. Gross: Charge Storage in Solid Dielectrics: Elsevier Pub. Co., New York (1964)
- 37) R.A. Weeks: See ORNL-TM-5187 (1975)
- 38) O. Sisman & C.D. Bopp: ASTM STP 208, 119.
- 39) H. Brechna: SLAC-40 (1965)
- 40) W.W. Parkinson & O. Sisman: Nuc. Eng. & Design 17 (1971) 247
- 41) G. Pluyn and M.H. Van de Voorde: Proc. 2nd Int. Conf. on Magn. Tech. Oxford (1967)
- 42) M.H. Van de Voorde: Proc. 3rd Int. Conf. Mag. Tech. (1970)
IEEE Trans. Nucl. Sci. 18 (1971) 784: IEEE Trans. Nucl. Sci. 20
(1973) 693
- 43) O. Sismann: ASTM STP 208 (1956) 130
- 44) E.E. Kerlin & E.T. Smith: NARF Rep. FZK 188-1 (1964) 2
NARF Rep. FZK-290 (1966)
- 45) E.T. Smith: NARF Rep. FZK 161-2 (1963)
- 46) H.G. Thornton: NARF Rep. FZK 263-1,3 (1965)
- 47) W. Weleff: Adv. in Cryogenic Eng. 11 (1966) 486
- 48) E.E. Bloom et al.: J. Nucl. Science 22 (1967) 68

Table 3.1 代表的超電導材料の T_c , T_{c2}

材 料	T_c (K)	H_{c2} (T) at 4.2 K
Nb-25 at % Zr	10.5	7.8
Nb-60 at % Zr	8.8	11
Nb-60 at % Ti	9.3	12
Ti-35 at % Ti-5 at % Ta	9.8	12.5
Nb_3Sn	18.0	2.2
V_3Ga	15.2	2.4

Table 3.2 ディスクの各スロット用超電導線材の諸元(1) Nb_3Sn のみ

1. スロットNo	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
2. 最大磁界 (T)	33	33	40	48	57	65	72	7.9	8.6	9.3	10.0	10.6	11.3	12.0
3. 素線1本当りの I_c (A)	264	264	232	195	160	136	119	103	91	80	71	66	62	59
4. 必要素線本数	49	49	55	66	80	94	108	124	141	160	180	194	206	216
5. 超電導体断面積 (mm^2)	220	220	247	296	359	422	484	556	632	717	807	870	924	969
6. 銅帯幅 (mm)	26	26	27	28	30	32	34	36	38	40	42	44	46	48
7. 銅材断面積 (mm^2)	105	105	108	110	115	121	126	131	136	140	144	150	156	162
8. Cu/SC 比	47.7	47.7	43.7	37.2	32.0	28.7	26.0	23.6	21.5	19.5	17.8	17.2	16.9	16.7

Table 3.3 ディスクの各スロット用超電導線材の諸元(2) Nb-Ti ハイブリッド

1. スロットNo	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
2. 最大磁界 (T)	33	33	40	48	57	65	72							
3. 素線1本当りの I_c (A)	190	190	170	150	123	107	91			Table 3.2と同じ				
4. 必要素線本数	68	68	75	85	104	120	140			(Nb ₃ Sn 使用)				
5. 超電導体断面積 (mm^2)	593	593	654	742	908	105	122							
6. 銅帯幅 (mm)	51	51	52	54	57	59	61							
7. 銅材断面積 (mm^2)	220	220	223	231	242	249	255							
8. Cu/SC 比	37.1	37.1	34.1	31.1	26.7	23.7	20.9							

14)
Table 3.4 各種ステンレス鋼の特性値

材 料	温 度 (K)	耐 力 (kg/mm ²)	引張強さ (kg/mm ²)	伸 び (%)	弾 性 率 (10 ³ kg/mm ²)	電気抵抗 ($\mu\Omega \cdot \text{cm}$)	透 磁 率	
							H=0.3T	H=8T
SUS 304	297	299	67.1	75	18.2		1.0027	
	77	386	166	42	20.5		1.0059	
	4	580	174	30	21.4*	51	1.0075	1.0082
SUS 304L	297	300	67.4	56		70	1.0027	
	77	278	149	37			1.0067	
	4	411	162	29		49	1.0090	1.0093
SUS 310S	297	266	59.6	54	21.1	90	1.0027	
	77	616	112	72	22.1		1.0082	
	4	833	133	64	22.5	70		1.016
SUS 316	297	280	60.7	61		75	1.0027	
	77						1.0075	
	4	679*	161*	55*		53	1.011	1.0093
SUS 321	297	228	63.0	55	18.3	74		
	77	320	141	46	20.7			
	4	383*	168*	36*	21.6*	53		1.017

*印を付したものは20Kの値である。

Table 3.5 各種チタン合金の特性値¹⁴⁾

材 料	温 度 (K)	耐 力 (kg/mm ²)	引張強度 (kg/mm ²)	伸 び (%)	切欠強度比 Kt = 6.3	弾 性 率 (10 ³ kg/mm ²)	電気抵抗 ($\mu\Omega$ -cm)
Ti - 5Al - 2.5Sn (普通材)	297	82.3	87.9	17	1.32	10.8	160
	77	135	143	14	1.16	12.4	
	20	166	175	7	0.81	13.0	137
Ti - 5Al - 2.5Sn (ELI)	297	76.7	82.8	16	1.33	11.6	
	77	125	134	15	1.19	13.2	
	20	150	163	10	1.03	13.7	
Ti - 6Al - 4V (ELI)	297	92.1	99.5	12	1.13	11.2	160
	77	147	154	10	0.89	12.1	
	20	173	180	3.3	0.75	13.5	138

Table 3.6 各種アルミニウム合金の特性値¹⁴⁾

	温 度 (K)	耐 力 (kg/mm ²)	引張強度 (kg/mm ²)	伸 び (%)	切欠強度比 Kt = 6.3	弾 性 率 (10 ³ kg/mm ²)	電気抵抗 ($\mu\Omega$ -cm)
2014-T6	297	45.2	50.0	10	1.06	7.19	4.25
	77	52.7	59.6	12	0.99	8.10	
	20	58.0	70.5	13	0.94	8.41	1.51
2219-T87	297	39.7	48.0	10	1.02	7.60	
	77	48.9	60.3	12	1.00	7.87	
	20	50.9	69.9	15	0.96	8.36	
5083-0	297	14.4	32.8	20	1.10		5.70
	77	16.3	44.3	34	0.94		
	20	17.7	59.9	32	0.70		3.05
6061-T6	297	28.8	32.7	13	1.06	6.93	3.94
	77	33.9	43.0	21	0.93	8.01	
	20	35.2	50.7	25		8.86	1.47
7039-T6	297	42.1	46.4	12	1.09	6.90	4.50
	77	49.7	57.9	17	0.99	8.01	
	20	53.6	68.7	19	0.84	8.01	1.94

Table 3.7 a.c. および d.c. 電圧における絶縁
破壊電界 (MV/cm)
球 (直径 30mm) - 平板電極

試 料	a.c. 破壊値 (波高値)		d.c. 破壊値	
	LN ₂ (77K)	LHe (4.2K)	LN ₂ (77K)	LHe (4.2K)
マイラー	1.71	1.20	2.1	2.1
テフロン	1.14	1.34	2.0	2.3
ポリエチレン	1.55	0.92	1.8	1.8
ナイロン	1.27	1.11	2	2.4
PVC	1.09	1.05	1	2
ポリイミド	1.98	1.63	2.4	2.6

試料はすべて 100 μ m 厚フィルム

Table 3.8 低温での高速中性子照射を受けたNb・Tiの超電導特性変化

参考資料	照射条件	照射履歴	照射前			照射温度		照射後			備考
			J _{co} (H) (A/cm ²)	T _{co} (K)	H _{co} (kOe)	(K)	(K)	ΔJ _c /J _{co} (%)	ΔT _c (K)	ΔH _{c2} (kOe)	
Soell 等 19756	4×10 ¹⁸ n/cm ² E > 0.1 MeV まで	Nb50wt% Ti, (MF) Cu/SC=3/1, 各種の冶金的处理	H=50kOe T _M =5.3Kで 4×10 ³ から 2×10 ⁵ に変化	-	-	4.6	-	+20から-10まで	-	-	○線材安定性の照射効果
Couach 等 1975	10 ¹⁹ n/cm ² E > 1 MeV まで	Commercial Nb-Ti (MF) Cu/SC=1/2	H=50kOeで 1.4×10 ⁵	-	-	7.7	-	-15, 4×10 ¹⁸ 以上で これ以上の減少な し	-	-	○より高い温度と類似の 飽和効果
Couach 等 1975	10 ¹⁹ n/cm ² E > 1 MeV まで	Commercial Nb-Ti (MF) Cu/SC=2/1	H=50kOeで 2×10 ⁵	-	-	7.7	27Kの照 射も報告さ れている	-2.5	-	-	○線材安定性の照射効果 ○9×10 ¹⁸ n/cm ² 迄 飽和効果は認められず
Brown 等 1974	3.2×10 ¹⁸ n/cm ² E > 0.1 MeV まで	Nb44at% Ti シリンダー, 3mm直径 冷間加工と焼鈍	冷間加工試料 H=8kOeで 6×10 ⁴	-	-	4.5	-	-8	-	-	○8.2×10 ¹⁷ n/cm ² 以下 変化認められず ○270K 焼鈍50%回 復
Soell 等 1972	7.5×10 ¹⁸ n/cm ² E > 0.1 MeV まで	Nb50wt% Ti 裸線 1.1×10 ⁻³ cmと 2.1×10 ⁻³ cm	H=27kOe T _M =5.3Kで 1.1×10 ⁵	-	-	~5	-	-10 3.2×10 ¹⁸ n/cm ² -50 7.5×10 ¹⁸ n/cm ²	-	-	○300Kで焼鈍によっ て大部分(94~100%) 回復

Table 3.9 低温で陽子, 重陽子, 電子照射を受けたNb・Tiの超電導特性変化

参考資料	照射条件	試料履歴	照射前			照射後			備考
			$J_{co}(H)$ (A/cm ²)	T_{co} (K)	H_{c2} (kOe)	J_{c}/J_{co} (%)	ΔT_c (K)	ΔH_{c2} (kOe)	
Seibt 1975	Deuterons 50MeV $35 \times 10^{16}/cm^2$	Nb44 wt% Ti(MF) Cu matrix 0.21 mm \times 0.26 mm	H=50 kOe 1.5×10^5	-	-	0	0	-	
Wohleben 1973	Protons 3.1MeV $10^{17}/cm^2$	Nb50 wt% Ti(SF) Nb Ti core diam = 4.6×10^{-2} mm Cu sheath 5×10^{-3} mm 厚さ	H=40 kOe 1.3×10^5	885	T = 5.8K 80	-19	-0.2	T = 5.8K -4	○ 285 K 1 hr の焼鈍で 6%回復
Hassenzahl等 1971	Protons 13-15MeV $7 \times 10^{17}/cm^2$	Nb60 wt% Ti(MF) 1.5 mm diam Cu/SC = 42/1	H=50 kOe 1.5×10^5	-	-	-3	-	-	
Coffey等 1967	Deuterons 15 MeV $10^{17}/cm^2$	Nb61 wt% Ti ribbon (bare)	H=35 kOe $T_M = 7$ K 2.3×10^4	895	T = 7K 47	-60	-0.3	T = 7K -6	○ 300K焼鈍で H_{c2} と T_c はほとんど完全に 回復
Schweitzer等 1972	Electrons 1 MeV $10^{19}/cm^2$	Nb50 wt% Ti(MF) 0.2 mm diam Cu/SC = 1/1	H=40 kOe 1.2×10^5	-	-	0	-	-	○ 加熱効果のみ

Table 3.10 低温で高速中性子照射を受けたNb₃Snの超電導特性変化

参考資料	照射条件	試料履歴	照射前			照射温度 (K)	照射後			備考
			J _{co} (H) (A/cm ²)	T _{co} (K)	H _{c2} (kOe)		4J _c /J _{co} (%)	ΔT _c (K)	ΔH _{c2} (kOe)	
Soell 等 1975a	4×10 ¹⁸ n/cm ² E>0.1 MeV まで	拡散法 線材	H=50kOeで 3×10 ³	179	-	4.6	+250	-0.8	-	○250Kで焼鈍10分 J _c は1.25J _{co} に減少 しT _c は0.2K低下
Brown 等 1975a	1.8×10 ¹⁸ n/cm ² E>0.1 MeV まで	Bronze型 1971ラメント Cu-Sn/SC=98/1	H=32kOeで 1.5×10 ⁶	17	-	6	+33	<-1.0	-	○259Kの焼鈍でJ _c は1.22J _{co} に減少 ○Cu被覆の安定性の照 射と焼鈍の効果研究
Brown 等 1975b	1.5×10 ¹⁶ n/cm ² E>0.1 MeV まで	Bronze型 1971ラメント	H=35kOeで 8.0×10 ⁵	-	-	6	~+100	-	-	
Colucci 等 1975	5×10 ¹⁷ n/cm ² E>0.1 MeV まで	Bronze型 1971ラメント	H=35kOeで 1.2×10 ⁶ H=100kOeで 1×10 ⁵	-	-	6	+25	-	-	
							+50			

Table 3.1.1 低温で重陽子，重イオン照射を受けたNb₃Sn, V₃Ga の超電導特性変化

参考資料	照射条件	試料履歴	照射前			照射後			備考	
			J _{co} (H) (A/cm ²)	T _{co} (K)	H _{c2} (kOe)	照射温度 (K)	ΔJ _c /J _{co} (%)	ΔT _c (K)		ΔH _{c2} (kOe)
Seibt 1975	Deuterons 50 MeV 2.6×10 ¹⁷ /cm ²	V ₃ Ga (FM) 0.25mm O.D. 360 マイラメント CuGa Matrix	H=50kOe で 1.3×10 ⁵	14.7	-	15	-50	-2.4	-	○ 373 K で焼鈍 15~20% J _c 増加 ○ T _c の回復はなし
Besslein 等 1975	O ₂ ion. 25 MeV 10 ¹⁶ /cm ²	Hastelloy strip 上に Nb ₃ Sn を 蒸着させた	-	16	220*	<30	ΔJ _c 負	6×10 ¹⁴ /cm ² で -1 10 ¹⁶ /cm ² で -10	10 ¹⁵ /cm で -120*	○ 300K で焼鈍 H _{c2} は 10% 以内で回復 ○ 効果は Long Range Order Parameter に関係
Coffey 等 1967	15 MeV 10 ¹⁷ /cm ²	Hastelloy strip 上に Nb ₃ Sn を 蒸着させた	H=35kOe で T _M =5.7K 3.5×10 ⁴	-	-	30	+130	-1	ΔH _{c2} 正	○ J _{co} が小さい時 ΔJ _c は正
Coffey 等 1967	15 MeV 10 ¹⁷ /cm ²	Hastelloy strip 上に Nb ₃ Sn を 蒸着させた	H=35kOe で T _M =5.1K 3×10 ⁵	15	T= 12.2K で 44	30	-16	-1	T=122K で -21	○ J _{co} が大きい時 ΔJ _c は負 ○ 300 K 焼鈍で T _c と H _{c2} は不完全な回復

* T = 0 に外挿した値

Table 3.1.2 Cu, Al 安定化材の低温における中性子照射効果

参考資料	照射条件 (n/cm^2)	試料と照射温度	抵抗率 ρ ($\times 10^{-9} \Omega\text{-cm}$)		焼鈍による回復	損傷割合(初期) $\Delta\rho/\rho$ (ϕt) $10^{-26} \Omega\text{-cm}/n/cm^2$	備考
			照射前	照射後			
Brown 等 1974	1.8×10^{18} $E > 0.1\text{MeV}$	Cu, 18K	38	130	85% 300 K 5分 Isochronal	9.2	$\rho = 0.3 \times 10^{-6} \Omega\text{ cm}$
Horak 等 1972	2×10^{18} $E > 0.1\text{MeV}$	Cu, 45K	0.824	116	-	6.9	$\rho = 0.33 \times 10^{-6} \Omega\text{ cm}$
Boning 等 1970	1.2×10^{18} $E > 0.1\text{MeV}$	単結晶 Cu, 4.6K	2.38	89.7	92% 580 K で 30分	7.5	◦ Magnetoresistance に対する照射効果
Boning 等 1970	1.2×10^{18} $E > 0.1\text{MeV}$	多結晶 Cu, 4.6K	3.27	93.1	89.3% 580 K で 30分	7.5	◦ Magnetoresistance に対する照射効果
Coltman 等 1967	2.9×10^{16}	Cu, 4.4K	0.314	0.386	84% 320 K 5分 Isochronal	0.24	
Coltman 等 1962	1.2×10^{16}	Cu, 4.8K	1.55	2.56	70 K で 38%	8.7	
Horak 等 1972	2×10^{18} $E > 0.1\text{MeV}$	多結晶 Al, 4.5K	1.02	322.3	-	24.9	$\rho = 0.8 \times 10^{-6} \Omega\text{ cm}$
Boning 等 1969	10^{18} $E > 0.1\text{MeV}$	多結晶 Al, 4.6K	2.7	300	200K で 100%回復	3.9	
Wenzl 等 1965	不明	Al, 4.6K	1.8	305	100% 270 K 10分 Isochronal	-	
Coltman 等 1962	炉高速中性子 スペクトル不明	Al, 4.7K	3.95	1.20	70 K で 48%	~40	

Table 3.13 ポリマーの低温照射

材 料	種 類	300K		照射前 20K		照射量 (Rad)		試験	
		引張強さ (psi)	伸 び (%)	引張強さ (psi)	伸 び (%)	照射温度 20K	引張強さ (psi)		伸 び (%)
構造接着材									
Aerobond 422J	Epoxy-Phenolic	2,354		2,436		8×10^8	2,244		剪断
HT 424	Epoxy-Phenolic	3,460		3,593		8×10^8	3,125		剪断
Hexcel 1252	Polyurethane	2,250		5,900		1.2×10^8	4,600		剪断
構造材									
Conolon	Phenolic-Fiberglass	43,200	2.0	66,240	3.6	3.0×10^8 (7)	92,750	3.9	引張り
CTL-91LD	Phenolic-Fiberglass	34,897	1.2	36,528	2.4	2.3×10^8 (7)	49,941	3.2	引張り
Mobaloy 81-AH7	Phenolic-Fiberglass	36,102	1.3	50,706	2.4	1.1×10^8 (7)	57,153	2.9	引張り
DC 2104	Silicone-Fiberglass	24,195	1.0	55,021	4.5	2.3×10^8 (7)	56,255	4.3	引張り
Epon 828/A	Epoxy-Fiberglass	39,798	2.1	87,344	5.4	1.1×10^8 (7)	84,675	5.5	引張り
シール材									
Polymer Sp-1	Polyimide			14,037	2.2	2.3×10^8 (7)	14,745	2.4	引張り

Table 3.1.4 ステンレス鋼の低温中性子照射効果

材 料	形状・処理	照 射 条 件		0.2%耐力 (ksi)		引張強さ (ksi)		伸 び (%)		参 考 資 料	備 考
		照射量 E > 1 MeV (n/cm ²)	温 度 (K)	初期値	照射後	初期値	照射後	初期値	照射後		
347	鍛造	<5×10 ¹⁸	78	40	120	~180	~180	統計的に		Aerojet, 1971	
347	鍛造	<5×10 ¹⁸	78*	40	100	~180	~180	顕著な変化なし			
347	板	3×10 ¹⁷	22	66	83-87	230	228	27	26	Smith, 1968 Stadig 等, 1969	78 K 照射と 同様な結果
347	板	2-35×10 ¹⁷	20	75	90	234	230	28	26	Stadig 等, 1967	78 K 照射有
347c	圧延	5×10 ¹⁶	20	83	80	117	115	8	10	Thorton, 1965 Lombardo 等 1965, 1967 Coombe, 1968	
347	溶接	3×10 ¹⁷	22	67	90	204	208	22	20	Stadig 等, 1969	
347	溶接	2-35×10 ¹⁷	22	66	90	204	201	22	18	Stadig 等, 1967	
347	溶接	5×10 ¹⁶	20	97	63	224	229	27	30	Thorton 等, 1965 Lombardo, 1965, 1967 Dixon 等, 1965 Coombe, 1968	剪断強度に 顕著な変化なし
A-286	鍛造	2-35×10 ¹⁷	20	147	156	208	204	26	19	Stadig 等, 1967	78 K 照射用
A-286	圧延	5×10 ¹⁶	20	136	137	224	220	37	30	Thorton 等, 1965 Coombe, 1968 Lombardo 等, 1968	剪断強度に顕著 な変化なし
301-CW Type 3	硬化シート	5×10 ¹⁷	78	165	177	292	290	20	20	Palmer 等, 1965	焼鈍サイクル
301-CW Type 3	硬化シート	5×10 ¹⁷	78*	-	175	-	294	-	-	Begley 等, 1965	焼鈍サイクル
303-SE Type 1	焼鈍棒	6.5×10 ¹⁷	78	85	115	165	174	45.5	34	Palmer 等, 1965	焼鈍サイクル
303-SE Type 1	焼鈍棒	6.5×10 ¹⁷	78*	-	89	-	173	-	41	Begley 等, 1965	焼鈍サイクル

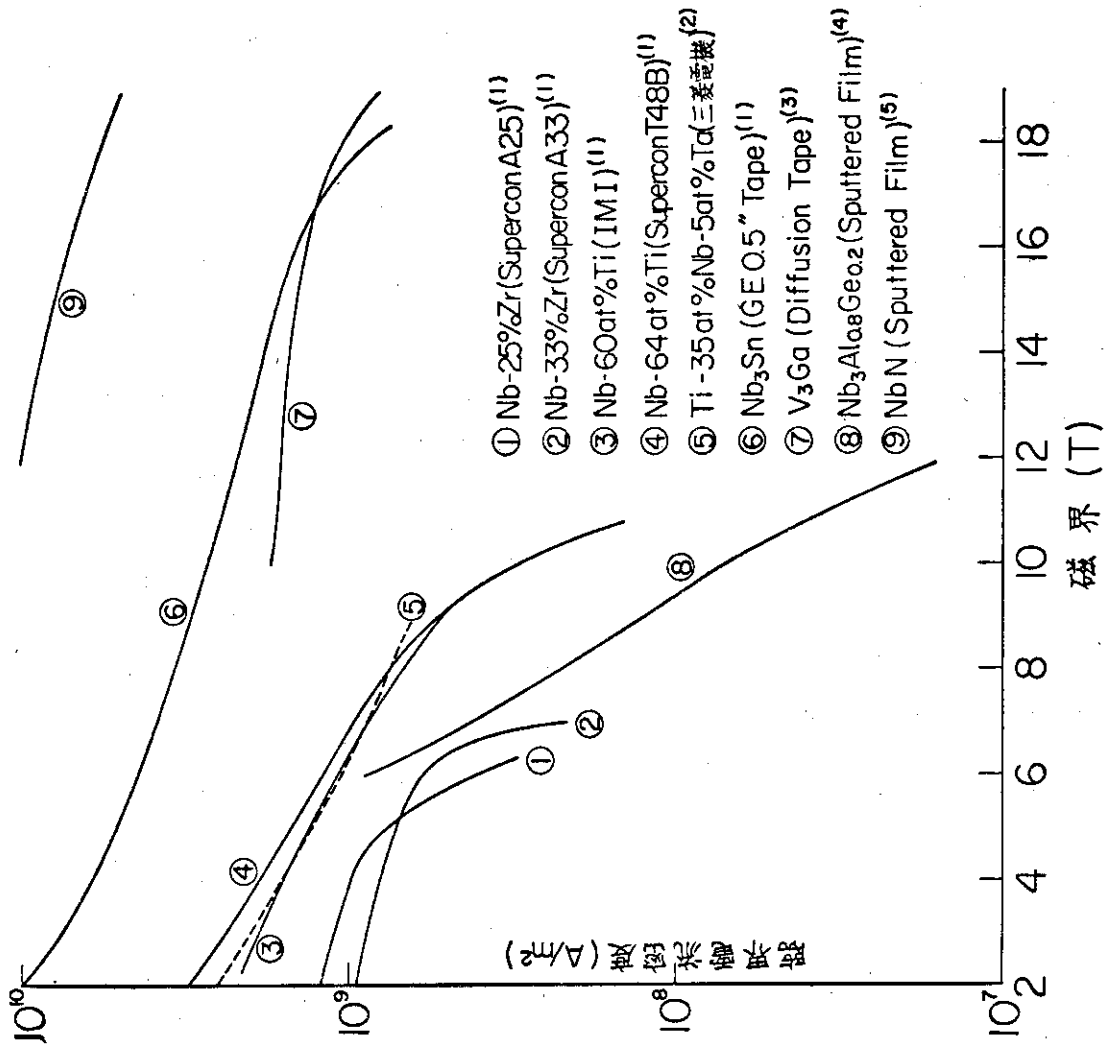


Fig. 3.1 各種超電導材料の臨界電流特性

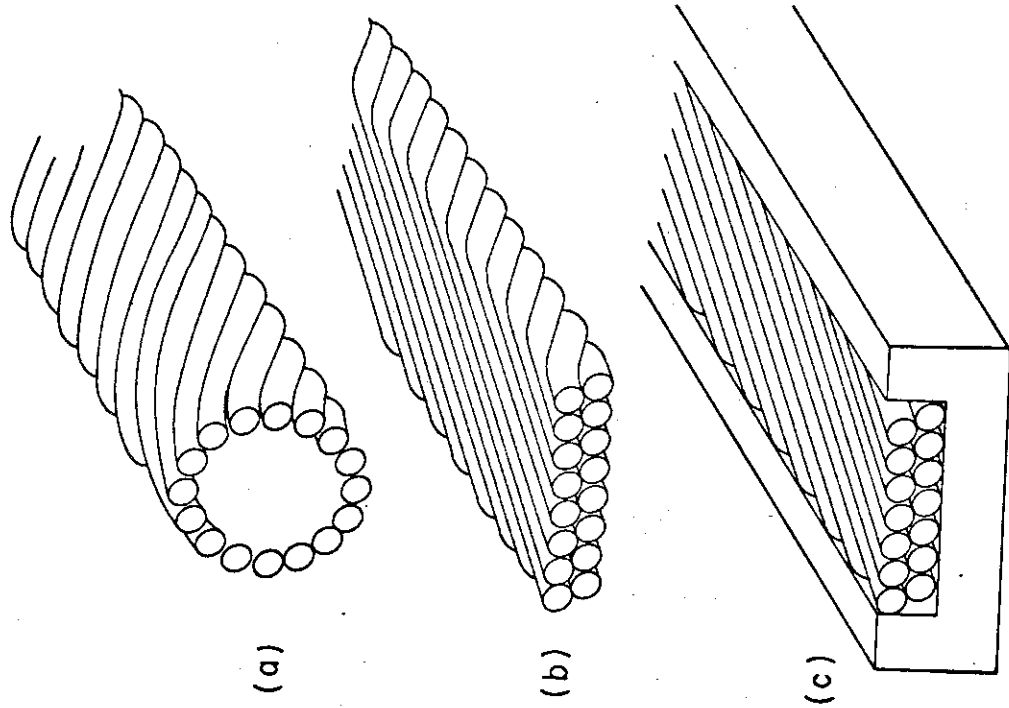


Fig. 3.2 ソルダージョイント方式線材の製法の一例

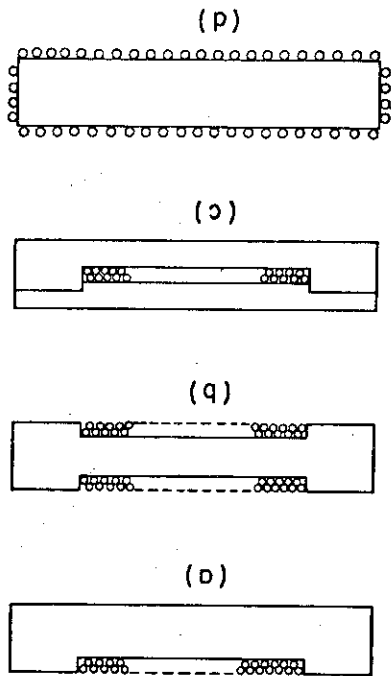


Fig. 3.3 各種溶接方式超電導線

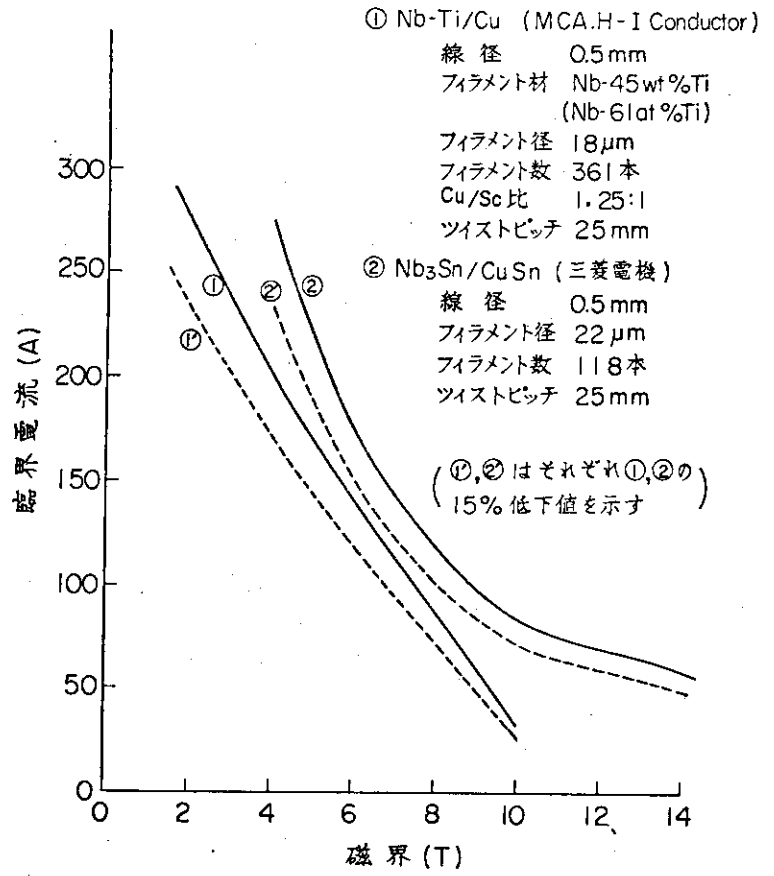


Fig. 3.4 Nb-Ti系およびNb₃Sn系極細多芯複合超電導線(0.5mm径)の臨界電流

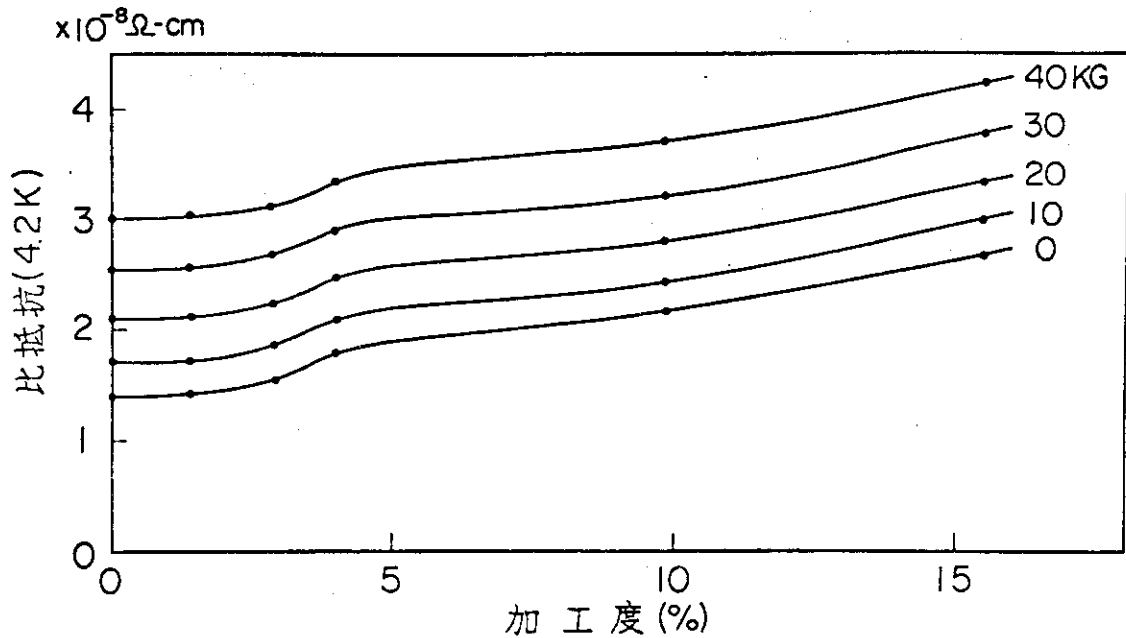
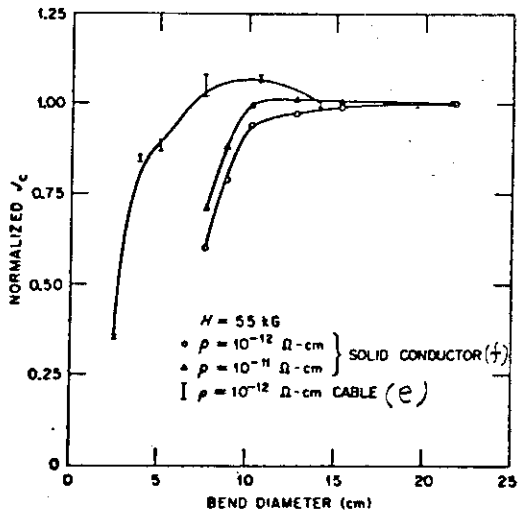
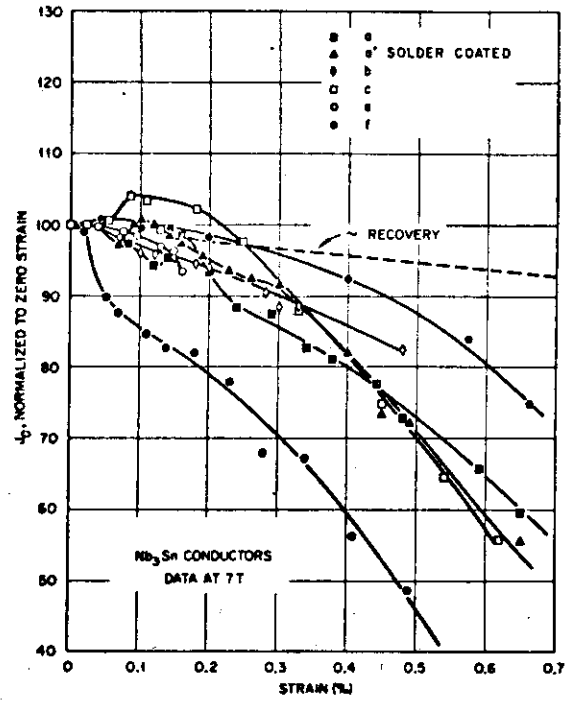


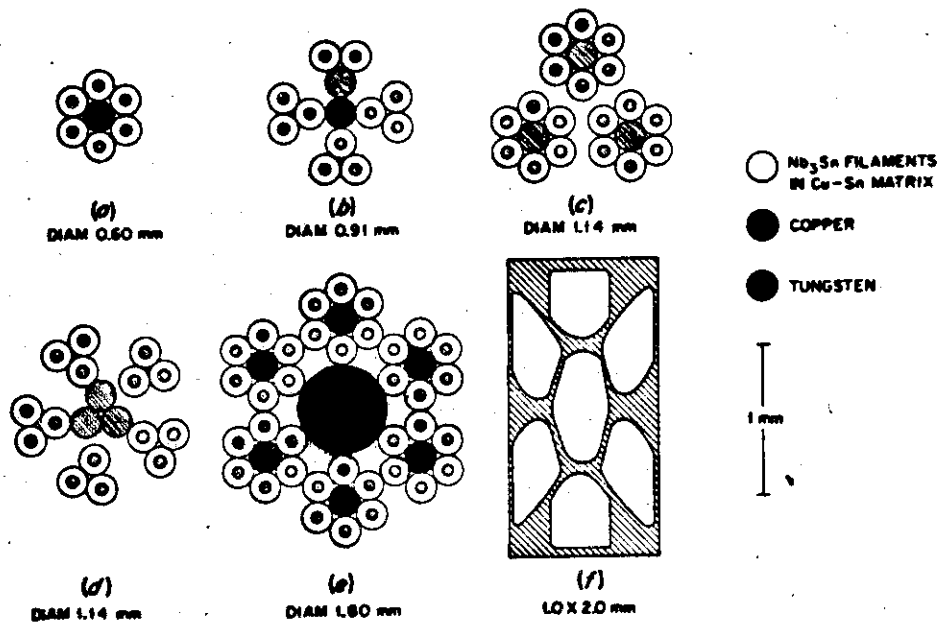
Fig. 3.5 無酸素銅を室温で加工したときの比抵抗変化



(a) 室温における曲げによる臨界電流の劣化



(b) 4.2 Kにおける引張り歪による臨界電流の劣化



(c) 試料構成

Fig. 3.6 歪による臨界電流の劣化⁶⁾

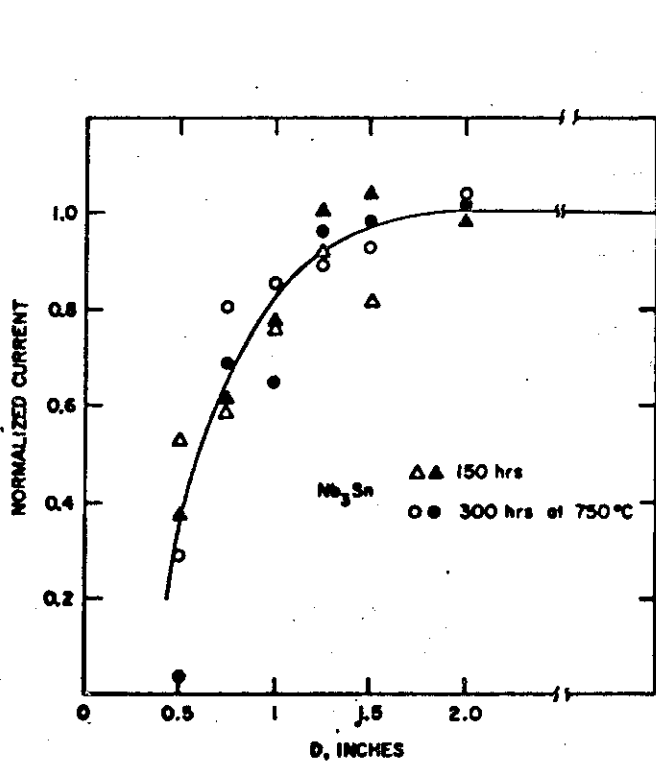


Fig. 3.7 Nb₃Sn線 (10 mil 径)の曲げ径と臨界電流劣化の関係⁸⁾

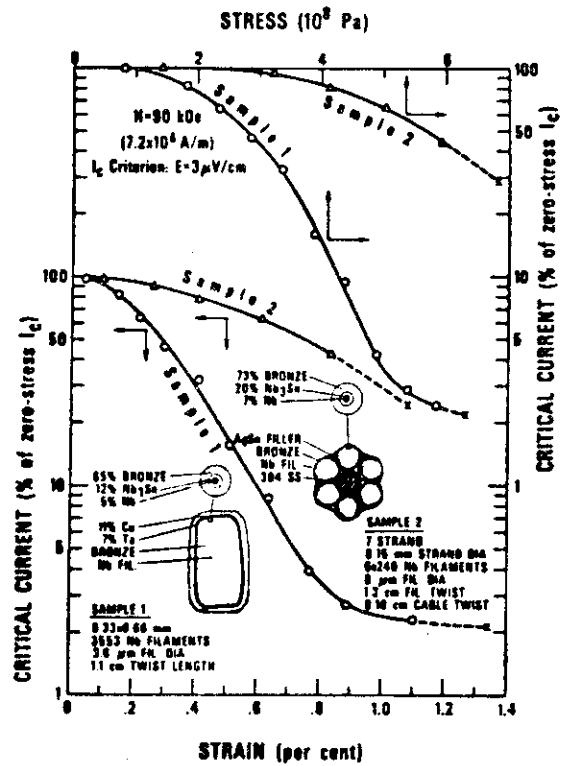


Fig. 3.8 応力, 歪による臨界電流の相対的低下¹¹⁾

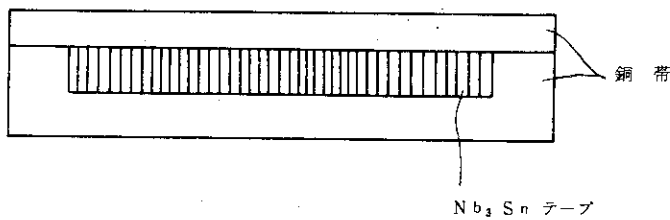


Fig. 3.9 Nb₃Snテープを用いたソルダー線材

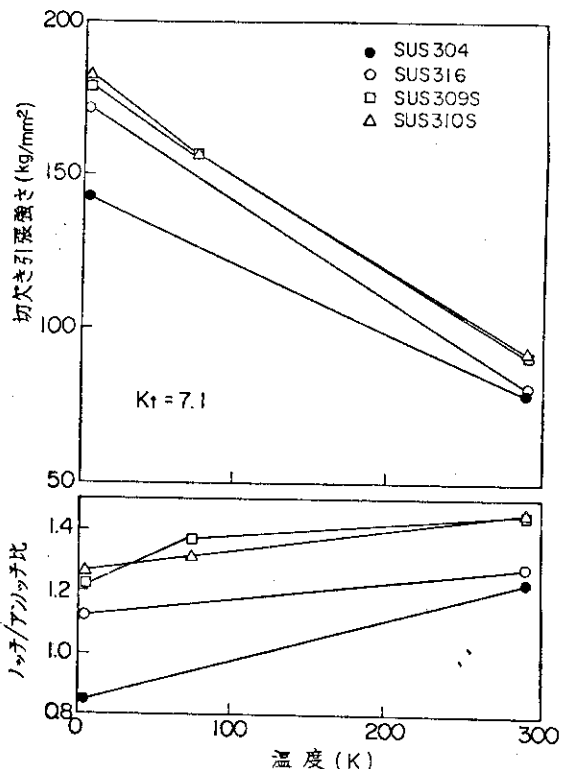
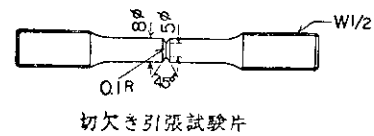


Fig. 3.10 オーステナイトステンレス鋼の極低温における切欠引張強さ

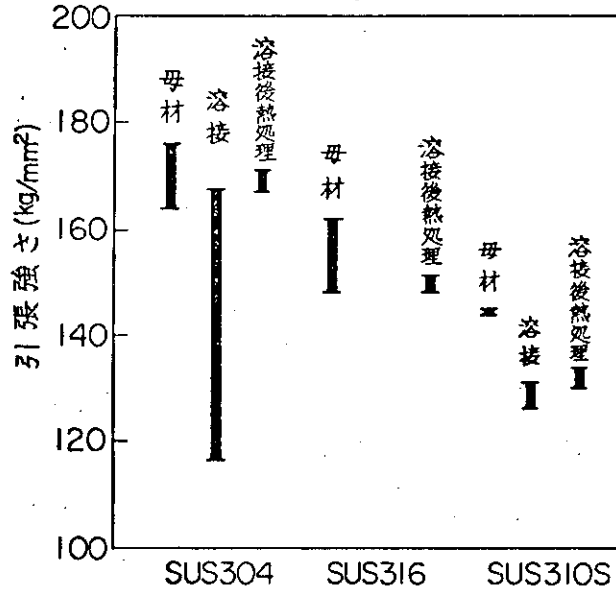
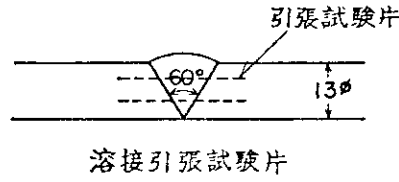


Fig. 3.11 オーステナイトステンレス鋼の 4.2 K における溶接強度

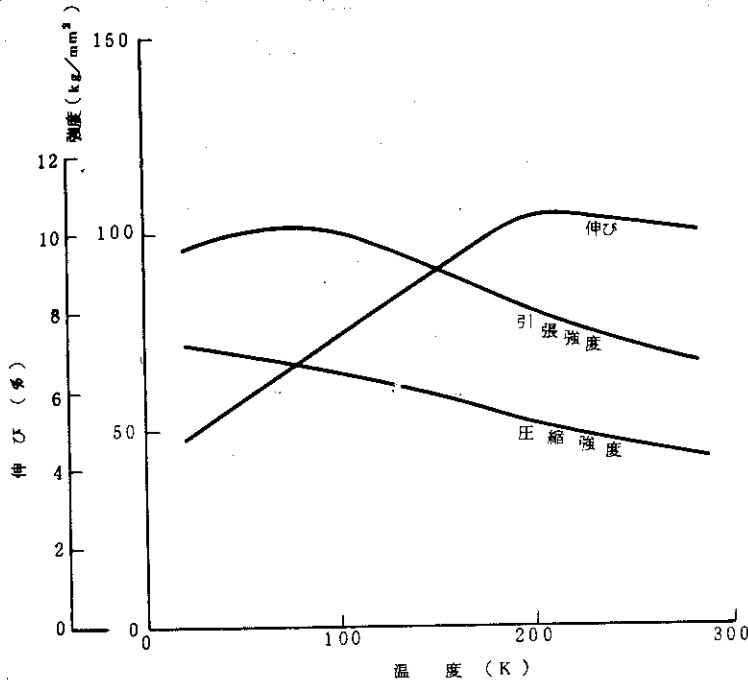


Fig. 3.12 エポキシ・グラスファイバー積層材の強度および伸びの温度変化¹⁵⁾

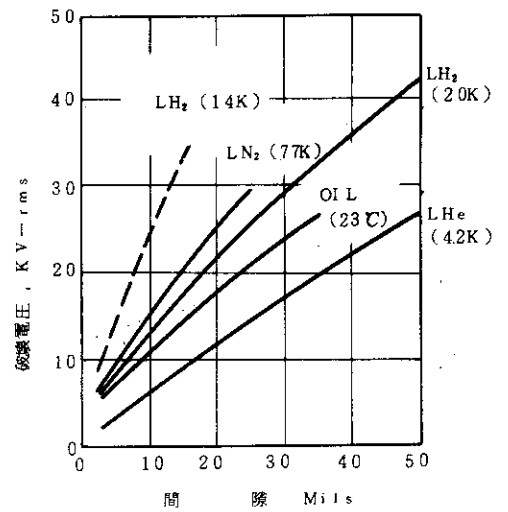


Fig. 3.13 低温液体中での 60 Hz 絶縁破壊¹⁶⁾

(1/2 インチ鋼球)

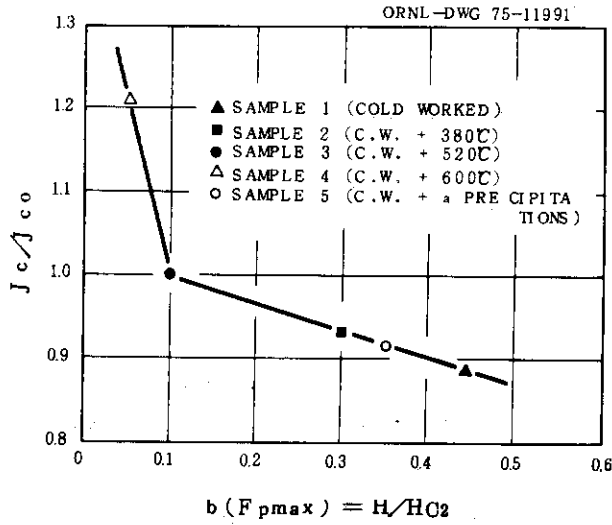


Fig. 3.14 照射前後における臨界電流密度比と換算磁界値 $b (F_{pmax})^*$

* 最大ピン止め $F_{pmax} = J_c \times H$.

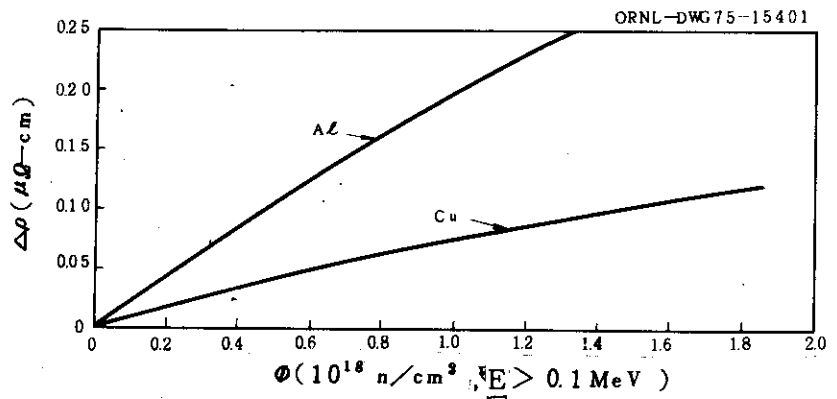


Fig. 3.15 Cu, Alの照射量 ($E > 0.1 \text{ MeV}$) と抵抗率増加 $\Delta\rho$ (照射温度は 4.9 K.)

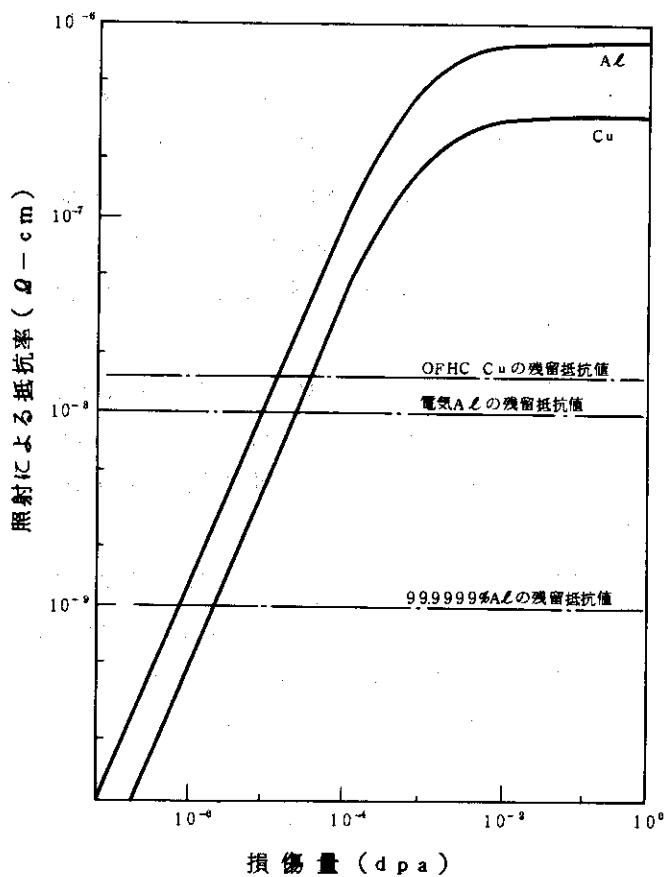


Fig. 3.16 Cu, Alの照射による電気抵抗値増加

4. マグネットの電磁気解析

4.1 トロイダル磁界

トロイダル磁界はプラズマ閉じ込めに直接影響ある要素であり、その大きさと分布はプラズマ・パラメータと関連が深い。MHD不安定性からゆくと、プラズマのベータ値と温度を一定とすれば、プラズマの密度はトロイダル磁界の自乗に比例して大きくなる。従ってプラズマ中で発生する融合エネルギー密度はトロイダル磁界の4乗に比例して大きくなる。一方、コイル中でのトロイダル磁界が高すぎるということは、超電導マグネット製作上の困難さを増すことになる。Nb₃Snを使用しても、4.2Kでは12Tを越すと臨界電流密度はかなり小さくなってしまう。

又、トロイダル磁界のプラズマ領域での空間リップルが大きいと、プラズマの拡散が促進されると言われており、その大きさはある程度以下に押さえておく必要がある。

以上、トロイダル磁界とその分布に対する要請として次のようなものが挙げられる。

- (1) プラズマ領域でのトロイダル磁界が大きいこと。
- (2) コイル中での最大トロイダル磁界が大きくなりすぎないこと。
- (3) プラズマ領域でのトロイダル磁界のリップルが充分小さいこと。
- (4) マグネットの外部への洩れ磁界が充分小さいこと。

これらの問題は、トロイダルマグネットの起磁力、寸法、形状、配置、コイル個数などによって決められることになる。

本設計では7.3m×11.2mのボアを有するトロイダル状に並べられた16個の超電導コイルにより、その内部にトロイダル方向に成分を持つ強磁界が生じる。トロイダルコイル1個あたり504ターンを有し、1ターンあたり25.1kAの電流が定常時には流される。従って全コイル8064ターンのトロイダルマグネットは2025MATの起磁力を有することになる。この2025MATのトロイダルコイルの起磁力はプラズマ中心で、6Tの磁界が発生するという条件から決められた¹⁾。

この2025MATの起磁力とプラズマ中心での6Tというトロイダル磁界の大きさは他の実験炉の概念設計に較べて大きく、従って電磁力も大きくなり、本設計のトロイダルマグネットが大型化する原因となっている。又、後で述べるように、蓄積磁気エネルギーも他の設計より大きくなる。実験炉設計例のトロイダル磁界の大きさはTable 4.1に示される^{1, 2, 3, 4, 5)}。

トロイダルコイルとトロイダル磁界に関して座標系をFig. 4.1のようにR座標、Z座標、 θ 座標のように定める。トロイダル磁界はマグネット内部空間では(特にプラズマのある領域では) θ 方向に向いており、その大きさは主軸からの距離Rに逆比例する。又、トロイダル磁界はトロイダルマグネットの起磁力に比例する性質を持っており、次式のようにあらわされる。

$$B_t \approx \frac{\mu_0 NI_0}{2\pi R} \quad (4.1)$$

ここで NI_0 はトロイダルマグネットの全起磁力 (AT), μ_0 は真空の透磁率, R は主軸からの距離(m)である。

実際に電子計算機を使った磁界分布の計算法には次の方法が考えられる。

- ① 無数の線電流要素にわけて計算する方法
- ② 直線および円弧の分布電流があるとして計算する方法

ここではこれらの2つの方法と(4.1)式であらわされる近似式とを使って計算を行う。なお、コイルの寸法・形状を Fig. 4.2 に示した。

①の方法でトロイダル磁界を計算すると、Fig. 4.3のような分布が得られた。トロイダルマグネットの内部空間では $1/R$ に比例しており、プラズマ中心で6Tの大きさになる。 $R=8\sim 14$ m 付近では θ の角度により、トロイダル磁界の大きさがかなり異なる。 B_t の大きさを Fig. 4.4 に示した。又、最大磁界は $R=3.57$ m のコイル表面近くに存在する。その大きさは Fig. 4.5 に示すように約1.2Tである。又、 $R=3.57$ m でも $R-\theta$ 平面 (mid-plane) 上よりも、 $Z=40$ m 付近の方がトロイダル磁界は若干大きい。

プラズマ領域でのトロイダル磁界リップルは $R=8.25$ m, $Z=0.0$ m で最大となる。

$$\delta_0 = \frac{B_t(\max) - B_t(\min)}{B_t(\max) + B_t(\min)} = \frac{4.93 - 4.89}{4.93 + 4.89} = 0.0047 \quad (4.2)$$

(0.47%)

なお、トロイダル磁界リップルの空間分布を Fig. 4.6 に示す。又、 $R-\theta$ 平面におけるリップルの値を Fig. 4.7 に示す。コイルのある位置から遠ざかるにつれて、リップルは指数関数的に小さくなる。(コイル個数との関数は Fig. 4.8)

トロイダル磁界のリップル値の上限については、例えば文献⁶⁾に論じられている。これは、新古典拡散 (Neoclassical) と捕促イオン拡散 (trapped-ion) による熱損失に較べて、リップルにより促進される拡散が充分小さくなる時のリップルの大きさを解析している。この計算をオークリッジの実験炉 (EPR) の設計にあてはめると、リップルの値の上限値としては2.5%が得られている。しかしながら、この値は、大半径6.75m, 小半径2.25m, 密度 $n_0 \approx 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $T_0 = 10 \text{ KeV}$, $B_{t0} = 48 \text{ kG}$ の場合のプラズマに関する考察であり、大半径の6.75mを除いては、本実験炉 (JXFR) とプラズマ・パラメータが異なる。従って2.5%という上限値はそのままだ使えないが、この程度の大きさになることが予想される。(文献²⁾によれば $\delta_0 = 0.6/Nq = 1.32\%$ が上限値。N:トロイダルコイル数, q:プラズマの安全係数)

トロイダル磁界の洩れ磁界の問題としては次の三つの項目が考えられる。

- (1) 中性粒子インジェクター, 真空排気装置への影響
- (2) プラズマ観測系への影響
- (3) 人体への影響

(1), (2)については、中性粒子インジェクタ, 真空排気装置, プラズマ観測系の詳細な設計が行われていないので、どの程度の大きさ以下の磁界に下げる必要があるか不明である。又、(3)についても泡箱や加速器に関連して問題にされつつあるが、人体への直接的又遺伝的影響など未知の分野であり、これといった基準があるわけではない。ここではトロイダル磁界の大きさが100 Gauss以下になる場所を示すにとどめる。

- (イ) 水平方向にトロイダルコイルから3.8 m離れて100 Gaussになる。
- (ロ) 垂直方向にトロイダルコイルから1.3 m離れて100 Gaussになる。

Fig. 4.9, 4.10に洩れ磁界の空間分布を示したが、コイルから遠ざかるにつれて磁界は急速に小さくなる。減衰の小さなR方向の洩れ磁界でも2.2 m程度で1桁小さくなる。むしろ強磁性体の存在や誘導電流の発生による効果の方が大きい。又、ポロイダル磁界の洩れはトロイダル磁界のそれよりも大きいと思われる。

4.2 ポロイダル磁界

ポロイダル磁界は、プラズマを制御したりプラズマ電流を流すために使われるもので、必要不可欠のものである。このポロイダル磁界の存在はトロイダルマグネットに対しても少なからぬ影響を与えることになる。又、トカマク型融合装置ではプラズマ電流を流すことにより加熱を行うもので、このプラズマ電流によってもポロイダル磁界が発生することになる。

JXFRの炉心プラズマは円形断面を持ち、ダイバータ・コイルや形状制御コイルは存在しない。従ってポロイダルコイルはトロイダルコイルの外側に置かれていて、垂直磁界コイルと空心変流器コイルとに分けられる。結局、ポロイダル磁界は次の3つの成分に分けて検討する。

- (1) 垂直磁界コイルのつくる磁界
- (2) 空心変流器コイルのつくる磁界
- (3) プラズマ電流のつくる磁界

これらの磁界はパルス磁界であり、最も速いもので約1秒の時定数で変化する。(しかし、プラズマ電流の急激な消滅でもっと速い変化も考えられないことはない。)ポロイダルコイルとプラズマの電流変化パターンをFig. 4.11に示す。

JXFRのポロイダルコイル配置は文献¹⁾に基いているとした。垂直磁界コイルは+8, -8 MAT, 空心変流器コイルは60 MAT, プラズマ電流4 MAである。最大時のポロイダル磁界分布を計算コード<MICHELIN>を用いて算出した。その計算値は文献¹⁾と全く同じものが得られていることが確かめられており、これらの分布(Fig. 4.12~4.20)から内挿してトロイダル・コイル位置(Fig. 4.21)でポロイダル磁界の値を求めた。この値を図示したのがFig. 4.22~4.24であり、磁界の変動は大きく、その向きも一定でない。

ポロイダル磁界のトロイダルコイル上の最大値は次のようになる。

$$\begin{aligned} \text{垂直磁界コイル} & B_{V, \max} = 0.58 \text{ T} \\ \text{変流器コイル} & B_{OH, \max} = 0.85 \text{ T} \\ \text{プラズマ電流} & B_{PL, \max} = 0.47 \text{ T} \end{aligned}$$

又、ポロイダル磁界のトロイダルコイル上での平均値は次のようになる。

$$\begin{aligned} \text{垂直磁界コイル} & \bar{B}_V = 0.305 \text{ T} \\ \text{変流器コイル} & \bar{B}_{OH} = 0.226 \text{ T} \\ \text{プラズマ電流} & \bar{B}_{PL} = 0.178 \text{ T} \end{aligned}$$

一方、ポロイダル磁界の自乗のトロイダルコイル上での平均値は次のようになる。

$$\text{垂直磁界コイル} \quad \bar{B}_V^2 = 0.101 \text{ T}^2$$

$$\begin{array}{ll} \text{変流器コイル} & \bar{B}_{OH}^2 = 0.0777 \text{ T}^2 \\ \text{プラズマ電流} & \bar{B}_{PL}^2 = 0.0459 \text{ T}^2 \end{array}$$

これらの値は電磁力解析や応力解析に用いられる。

ここでポロイダル磁界がトロイダルマグネットに対してひきおこす問題としては次のようなものがある。

- (1) 渦電流の発生と熱負荷の問題
- (2) 超電導安定性の問題
- (3) 電磁力(倒し力)の問題

これらの問題は超電導線、超電導ディスク、コイル間支持構造物の適切な設計を行うことにより、解決することが可能である。更に、本設計では用いていないが、これらの問題を積極的に解消する方法として次のようなものが考えられる。

- (1) 磁気シールドの設置

- (2) トロイダルコイルの内側空間にもポロイダルコイルを置き、トロイダルコイル上でのポロイダル磁界が相互にキャンセルして小さくなる様にする。

(1)の方法はANLのEPR²⁾で採用されており、(2)の方法はORNL⁴⁾やGA³⁾のEPRで採用されている。このためトロイダルコイル上でのポロイダル磁界は相対的に小さくなっている。例えばGAのEPR³⁾では形状制御コイルがキャンセルコイルの役割を果たしており、トロイダルコイル上のポロイダル磁界はかなり小さい。変流器コイルによる磁界で0.001~0.06Tであり、形状制御コイルによる磁界で0.01~0.03T程度しかない。一方、ANLのEPR²⁾では0.4~1.2T程度のポロイダル磁界が生じるが、アルミニウムの磁気シールドによってポロイダル磁界の効果を小さくできる。

4.3 トロイダルコイル自身の電磁力

等間隔にトーラス状に配置されたトロイダルコイルのつくる磁界は4.1節でも述べたように、 θ 方向を向いている。従って、トロイダル磁界によるトロイダルコイルの電磁力はコイル面内の力になり、そしてこの力はコイルを拡張させようとする方向の力である。この拡張させようとする力のスカラー和を拡張力と呼ぶ。又、トロイダル磁界はRに逆比例して小さくなっていくから、コイルに働く電磁力のベクトル和はコイル全体で中心軸方向に向いている。この力を向心力と呼ぶことにする。

トロイダルコイルの個数が充分多く、トロイダル磁界のコイル外への洩れが充分小さいとすれば、電磁力は次の様に近似的に計算することができる。

$$\begin{aligned} f(R, Z) &= B_t(R, Z) \times J(R, Z) \\ &\approx \frac{\mu_0 N}{2\pi R} I(R, Z) \times J(R, Z) \end{aligned} \quad (4.3)$$

ここで、 $f(R, Z)$: 単位体積あたりの電磁力。

$B_t(R, Z)$: トロイダル磁界。

$J(R, Z)$: トロイダルコイル電流密度。

$I(R, Z)$: (R, Z) 点を内側にしてループをつくるトロイダルコイル電流。

次に、拡張力 F_r 及び向心力 F_R は、円形の線電流のトロイダルコイルで近似すれば、次の式で表わされる。

$$F_r = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{(NI_0)^2}{N} \frac{r_0}{\sqrt{R_0^2 - r_0^2}} \quad (4.4)$$

$$F_R = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{(NI_0)^2}{N} \left(1 - \frac{R_0}{\sqrt{R_0^2 - r_0^2}}\right) \quad (4.5)$$

ここで、 R_0 : 主軸からコイル中心までの距離。

r_0 : コイルの半径。

$R_0 = 8.48\text{m}$, $r_0 = 5.38\text{m}$ とすれば、 $F_r = 135,000$ トン/コイル、 $F_R = 48,300$ トン/コイルとなる。円形コイルでは高磁界側にあるコイルの長さはD型コイルに較べて短いので、これらの値は実際よりもやや小さい。

円形でないコイルについてはコイルを微小電流要素に分割して、ビオ・サバルの法則を適用して、その合計をとることによって計算される。この計算において、トロイダルコイルを $31 \times 3 = 93$ のエレメントに分割して (Fig. 4.21), 各エレメントにおける電磁力を算出した。計算結果を Fig. 4.25 に示す。これらの図では電磁力がエレメントあたりであり単位長さもしくは単位体積あたりになっていないが、 R の小さい領域では電磁力が大きい傾向がはっきりわかる。このことからトロイダルコイル形状としては Constant tension D型コイルが適当であることがわかる。

4.1節でも述べたように、JXFRトロイダルマグネットの起磁力は大きく、大きな電磁力が働くことになる。JXFRトロイダルマグネットの向心力と拡張力は次のような大きさになる。

$$\text{向心力} = 64,000 \text{ トン/コイル} = 1,024,000 \text{ トン/16コイル}$$

$$\text{拡張力} = 166,000 \text{ トン/コイル} = 2,656,000 \text{ トン/16コイル}$$

ここで、内側の直線部分に働く電磁力は $62,000$ トン/コイルであり、コイルの向心力 $64,000$ トン/コイルにはほぼ等しい。例えばこの向心力を GA-EPR の $11,800$ トン/コイル³⁾ と較べると 5.4 倍にもなる。

4.4 ポロイダル磁界によって生じる電磁力

4.2節で述べたようなポロイダル磁界の存在により、トロイダルコイルに電磁力が生じる。ここでポロイダル磁界は必ずトロイダルコイル面内の磁界であり、 $R-\theta$ 平面 (Mid-plane) に関して上下対称 (但し、 R 成分の向きは逆) であるから、電磁力は次のような性質を持つことになる。

- ① 電磁力はパルスのな力で、時間の変化とともに向きや大きさが変化する。
- ② トロイダルコイル平面と垂直な方向に働く力である。いわゆる Out-of-plane force である。

③ 中心平面に関して上下対称で反対向きの電磁力が生じ、ディスク全体としてはR軸における回転力となる。

ポロイダル磁界によって生じる電磁力は、垂直磁界コイルによるもの、変流器コイルによるもの、プラズマ電流によるものの3つにわけて、4.2節の結果に基づき、Fig. 4.21の各エレメントについて計算を行った。Figs. 4.22-4.24で与えられる磁界とトロイダルコイル電流のベクトル積をとることにより各エレメントにおける電磁力が計算される。すなわち、

$$\vec{F}_{rot} = \vec{B}_P \times \vec{j} \quad (4.6)$$

ここで \vec{F}_{rot} : 単位体積あたりの電磁力

\vec{B}_P : ポロイダル磁界

\vec{j} : 電流密度のベクトル

こうして計算された結果をFigs. 4.26~4.28に示す。垂直磁界コイルによる磁界は平均して大きく、その向きも揃っているので、発生する回転モーメントも大きい。なお、各部分の電磁力が持つR軸に関する回転モーメントの大きさをFigs. 4.29~4.31に示した。垂直磁界は他のポロイダル磁界に較べて最も影響が大きい。これに対して変流器コイルの電流は+60MATから-60MATに両振りする。従って、電磁力と回転モーメントは運転サイクルの最初と最後では、大きさが同じで向きが反対になる。又、プラズマ電流のつくる磁界によって働く力は垂直磁界コイルのつくる磁界によって働く力と反対方向となる領域が多い。

ポロイダル磁界がトロイダルコイルに働く力はR軸を中心とした回転モーメントの大きさを表わすことができる。一様な垂直磁界中における円形のトロイダルコイルに生じる回転モーメントは次のように計算される。

$$M = \int \vec{F}_{rot} \times Z dV \approx \pi r_0^2 I_0 B_v \quad (4.7)$$

ここで B_v は一様な垂直磁界の大きさ。

例えば $r_0 = 5.38\text{m}$, $I_0 = 1.27\text{MA}$, $B_v = 0.305\text{T}$ とすれば、 $M = 3.52 \times 10^8 \text{ (N} \cdot \text{m)} = 3.59 \times 10^7 \text{ kg} \cdot \text{m}$ 。

実際にFigs. 4.29~4.31の値を各エレメントについて合計して、次のような回転モーメントの値を得た。

$$M(\text{Vertical}) = 1.79 \times 10^7 \text{ kg} \cdot \text{m}$$

$$M(\text{OH coil}) = \pm 8.24 \times 10^5 \text{ kg} \cdot \text{m}$$

$$M(\text{Plasma}) = -3.97 \times 10^6 \text{ kg} \cdot \text{m}$$

このことから、プラズマ電流の消滅の可能性をも考えあわせて、回転モーメントの最大値は次のようになる。

$$M(\text{max}) = 1.87 \times 10^7 \text{ kg} \cdot \text{m}$$

なお、この回転モーメントの値を(4.7)式に対応させると、 $B_v(\text{effective}) = 0.159\text{T}$ に相当することがわかる。 $1.87 \times 10^7 \text{ kg} \cdot \text{m}$ の大きな回転モーメントに耐えるためには、かなり大きな支持構造が必要とされる。このような大きな回転モーメントを軽減するためには4.2節に述べたような方法でポロイダル磁界を小さくしなければならない。

トロイダルコイルの一部がフェイルした場合、ポロイダル磁界と同様に、ディスク面と垂直な方向の電磁力が生じる。しかし、本設計では各コイルのディスク毎に結線する方式をとっているため、コイルの一部がフェイルしてもコイル間の電磁力は生じない。

4.5 インダクタンスと磁界エネルギー

既に4章の前節までに述べたように、トロイダルマグネットは高磁界大型マグネットであるので、大きな磁界蓄積エネルギーを有する。最大磁界12Tで約4000m³の内容積を持つマグネットであるため、現在までに建設された超電導マグネットと比べはるかに大型のものである。しかも、他の実験炉の設計と比べても大型のものになることが予想される。なぜなら、GA-EPRでは低磁界型のマグネットを使っているし、ORNL-EPRではマグネットをコンパクトにつくっているからである。ANL-EPRはGA-EPRとORNL-EPRの中間に位置するものである。なお、ANL-EPRでは大電流化することによりインダクタンスを小さくしている。

インダクタンスと蓄積磁界エネルギーの間には次式のような関係がある。

$$L = \frac{2E}{I^2} \quad (4.8)$$

従ってインダクタンスLか蓄積磁界エネルギーEのどちらかを計算すれば、他方は容易に計算することができる。ここでは次の2つの方法を用いて計算を行った。

① トロイダルコイル電流を無数の微小線電流要素に分割し、これらのインダクタンスを計算し合計する方法。

② 4.1節で計算した磁界エネルギーを空間積分して蓄積磁界エネルギーを計算する方法。

①の方法で計算した結果、インダクタンスは190 Henryとなった。1ターンあたりの電流値は25.1kAであるから、蓄積磁界エネルギーは59.9GJとなる。一方、②の方法では、次式を用いてまず蓄積エネルギーを計算した。

$$E = \int \frac{B^2}{2\mu_0} dv \quad (4.9)$$

計算の結果E = 55.7GJとなり、逆にインダクタンスを計算すると、177 Henryになる。

本来①の方法と②の方法では計算結果が一致しなければならないが、ここでは10%程度の差異が生じている。設計値としては安全サイドを考えて大きい方の値をとる。即ち、インダクタンスは190 Henry、蓄積磁界エネルギーは59.9 GJである。

この計算結果を他の実験炉設計と比較すれば、エネルギーで2倍以上あり、インダクタンスもGA-EPRを除けば他のどれよりも大きい (Table 4.1を参照)。本設計の超電導マグネットが他のEPR設計例に比べ、非常に大型になっていることが明らかである。

又、後述するように励磁及びコイル保護の観点からインダクタンスは小さい方が望ましく、この点では大電流方式が有利である。

4.6 まとめ

本章で検討された内容をまとめて以下に述べる。

- (1) プラズマ中心で6Tの磁界が発生するという条件からトロイダルマグネットの起磁力は202.5MATとなる。
- (2) コイル中でのトロイダル磁界の最大値は約12Tとなる。
- (3) プラズマ領域でのトロイダル磁界リップルの最大値は0.47%である。
- (4) マグネットから遠ざかるにつれてトロイダル磁界は急速に小さくなる。水平方向にコイルから3.8mの位置で100ガウス、垂直方向にコイルから1.3mの位置で100ガウスにまでなる。
- (5) トロイダルコイル上でのポロイダル磁界の最大値は次のようになる。0.58T（垂直磁界コイル）、0.85T（変流器コイル）、0.47T（プラズマ電流）。トロイダルコイル上でのポロイダル磁界の自乗の平均値は 0.101T^2 （垂直磁界コイル）、 0.0777T^2 （変流器コイル）、 0.0459T^2 （プラズマ電流）である。
- (6) トロイダルコイル自身の電磁力は次のようになる。向心力：64000トン/コイル， 拡張力：166.000トン/コイル。
- (7) ポロイダル磁界との相互作用により倒し力が生じる。回転モーメントの最大値は $1.87 \times 10^7\text{ kg}\cdot\text{m}$ となる。
- (8) トロイダル・マグネット全体でインダクタンス190H，蓄積磁界エネルギーは59.9GJである。

これらの結果から明らかなように、本設計のトロイダル・マグネットは高磁界・大容量であり、電磁力も大きいことが特色である。又、トロイダルコイル上のポロイダル磁界も他の実験炉設計例に較べて大きく、倒し力の回転モーメントも大きい。

このことから、トロイダルコイルには大きな応力が生じることになる（第5章参照）。

参考文献

- 1) K. Sako et al.: IAEA-CN-35/I3-1 (1976)
- 2) W.M. Stacey et al.: ANL/CTR-76-3 (1976)
- 3) C.C. Baker et al.: GA-A14000 (1976)
- 4) M. Roberts et al.: ORNL-TM-5574 (1976)
- 5) The Fintor Group, "FINTOR 1" (1976)
- 6) N.A. Uckan et al.: Proc. of 6th Symposium on Engineering Problems of Fusion Research by IEEE, (1975) 1105

Table 4.1 実験炉トロイダルマグネット設計例

	JXFR ¹⁾	ANL ²⁾	GA ³⁾	ORNL ⁴⁾	FINTOR ⁵⁾
Toroidal Field at Plasma Center (T)	6.0	432	3.9	4.9	3.5
Maximun Toroidal Field at Coil (T)	120	10.0	7.9	11.0	7.8
Magnetomotive Force (MAT)	2025	1340	88.48	166.0	157.5
Operation Current (kA)	25.1	60.0	10.0	78.0	-
Stored Energy (GJ)	599	30.0	16.7	29.0	-
Inductance (H)	190	16.7	334	95	-

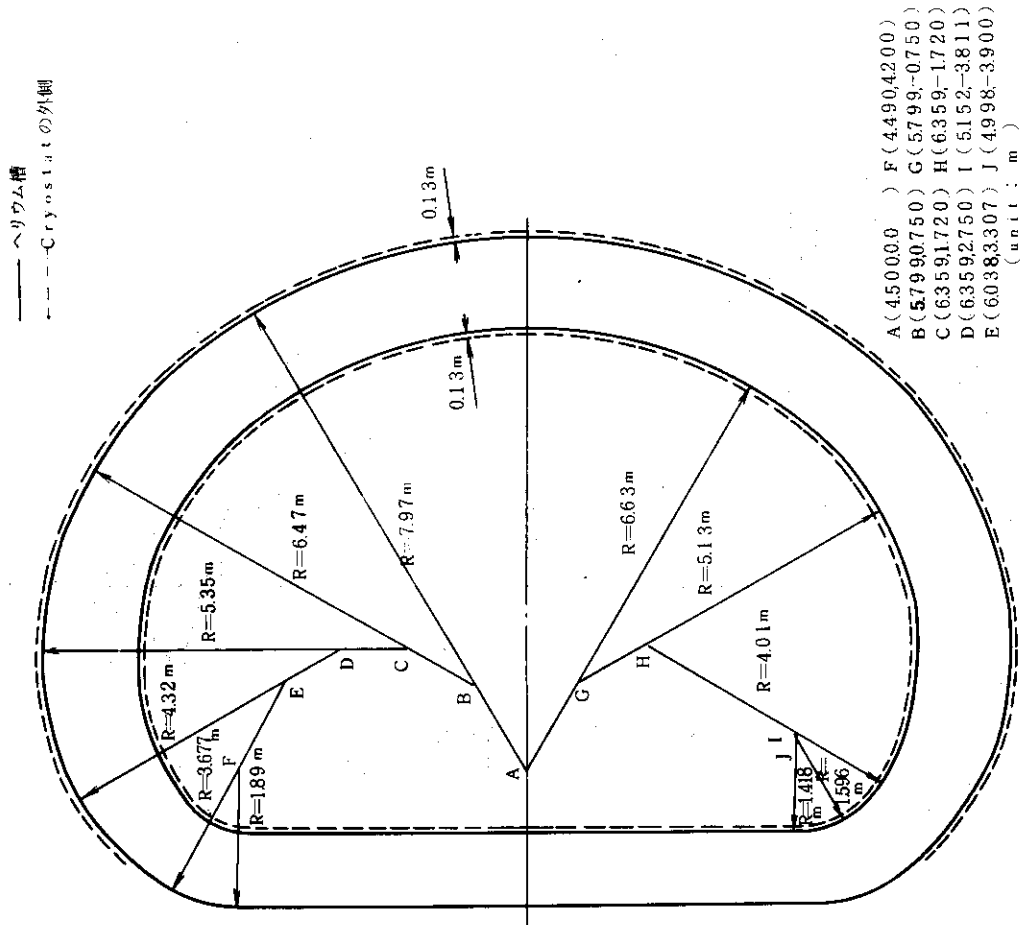


Fig. 4.2 トロイダルコイルの寸法と形状

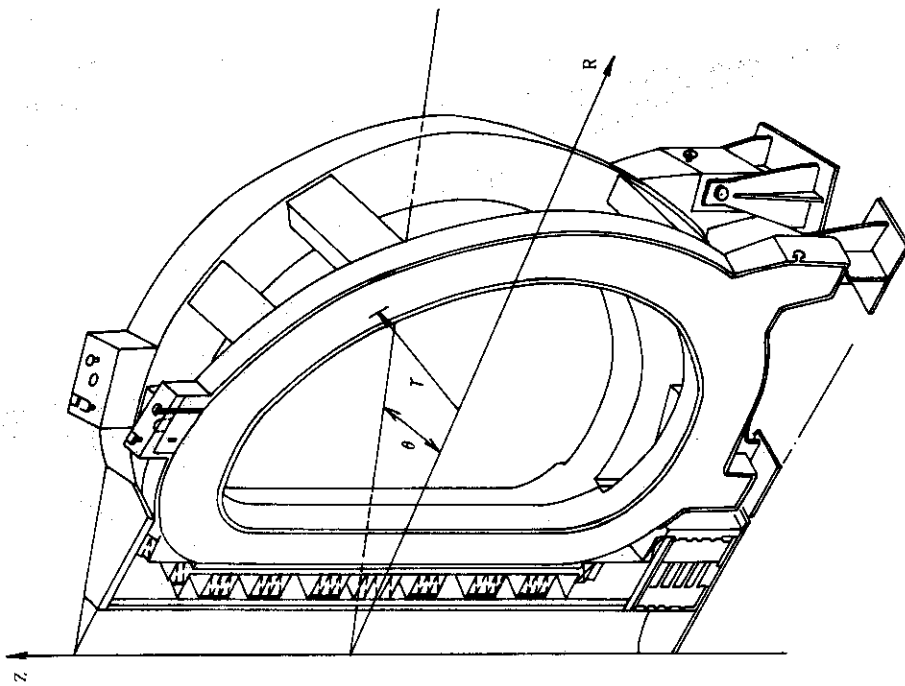


Fig. 4.1 トロイダルマグネットにおける座標点

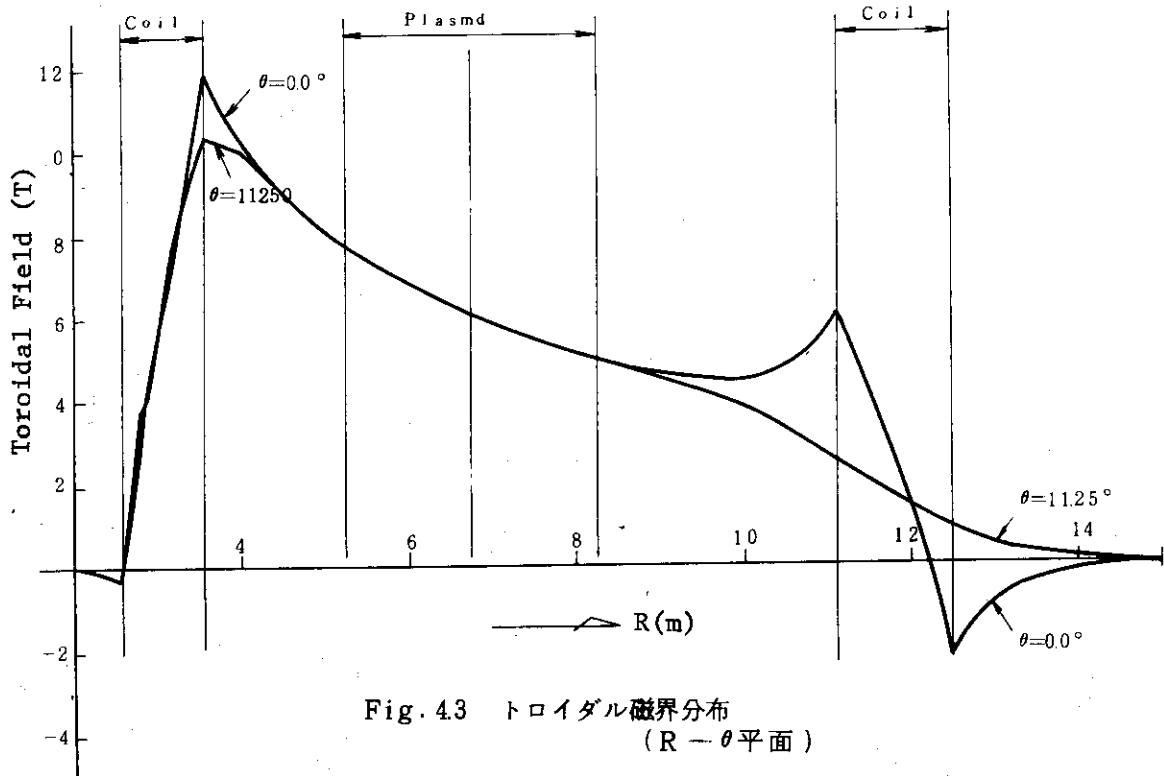


Fig. 43 トロイダル磁界分布
(R-θ平面)

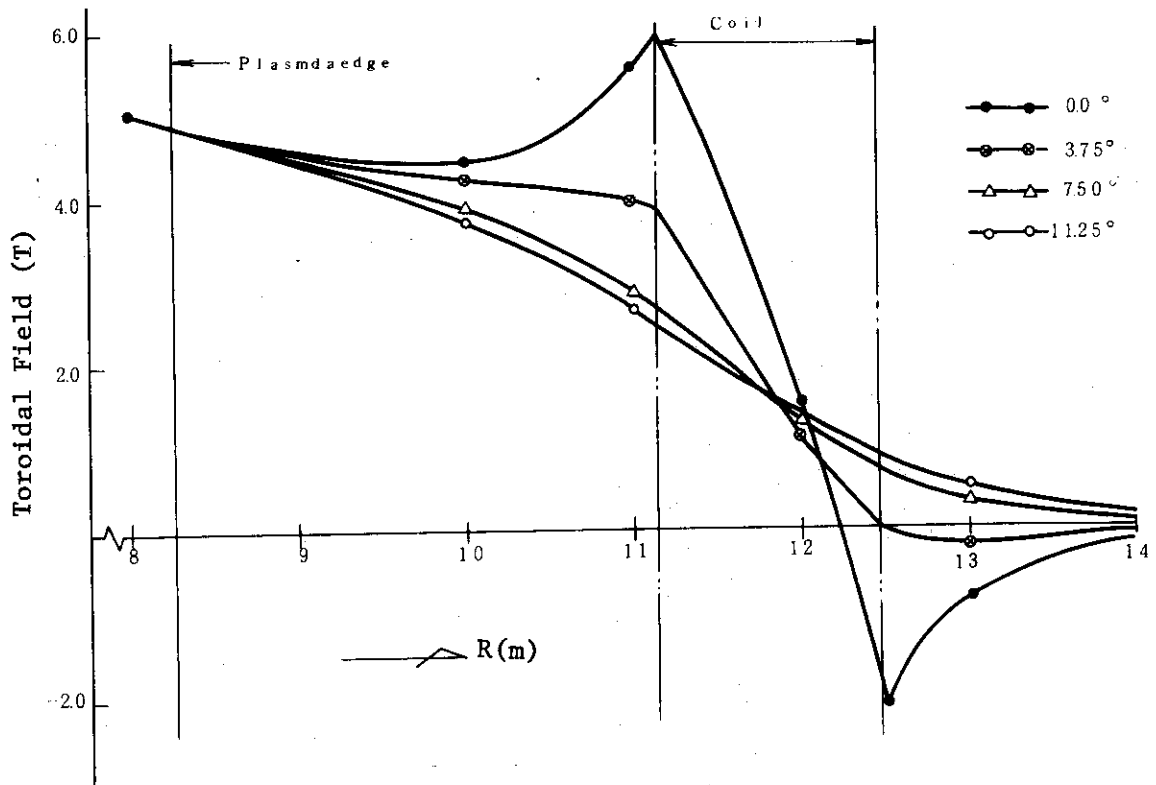


Fig. 44 トロイダル磁界分布
(R=8~14m, R-θ平面)

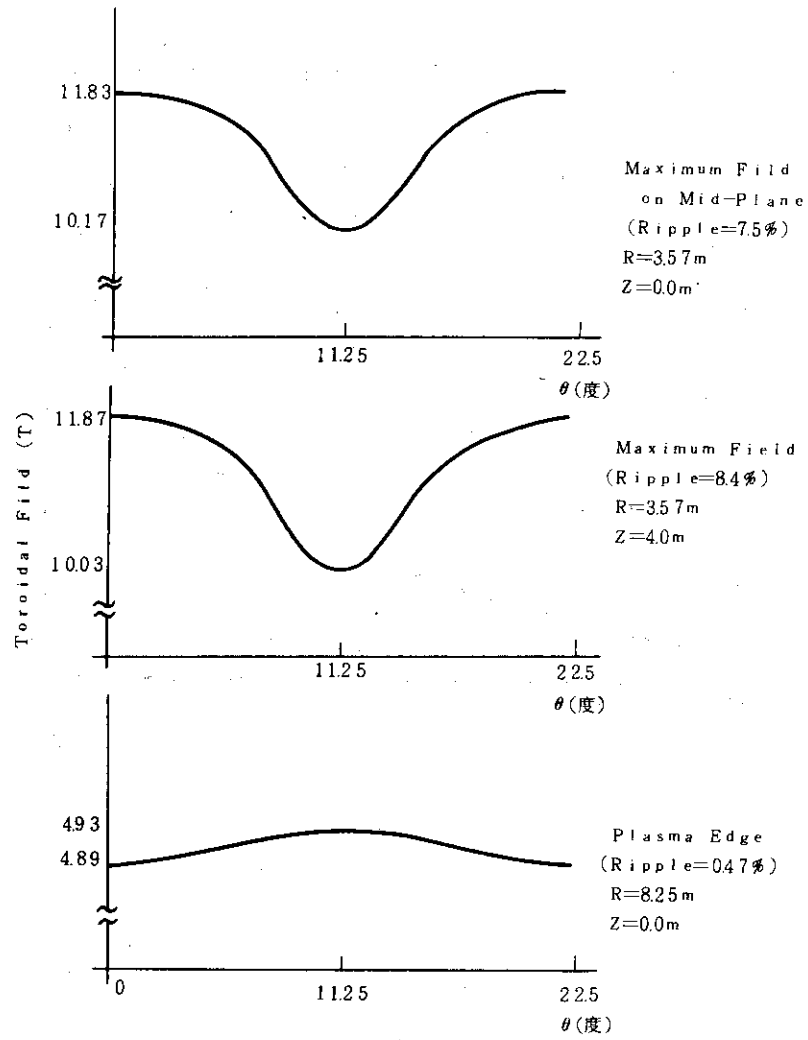


Fig. 4.5 トロイダル磁界の θ 方向分布とリップル

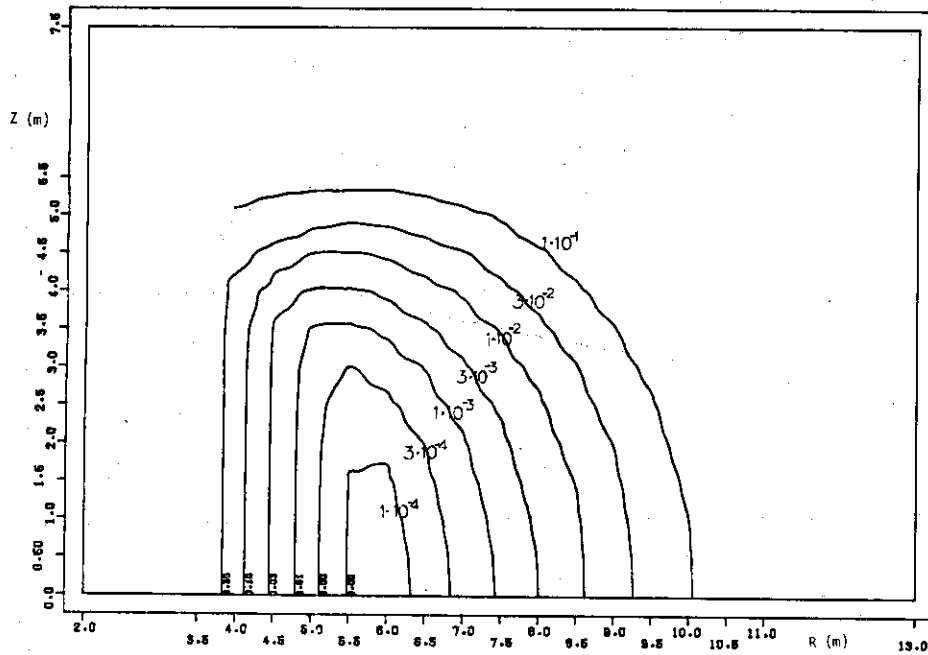


Fig. 4.6 トロイダル磁界リップルの空間分布

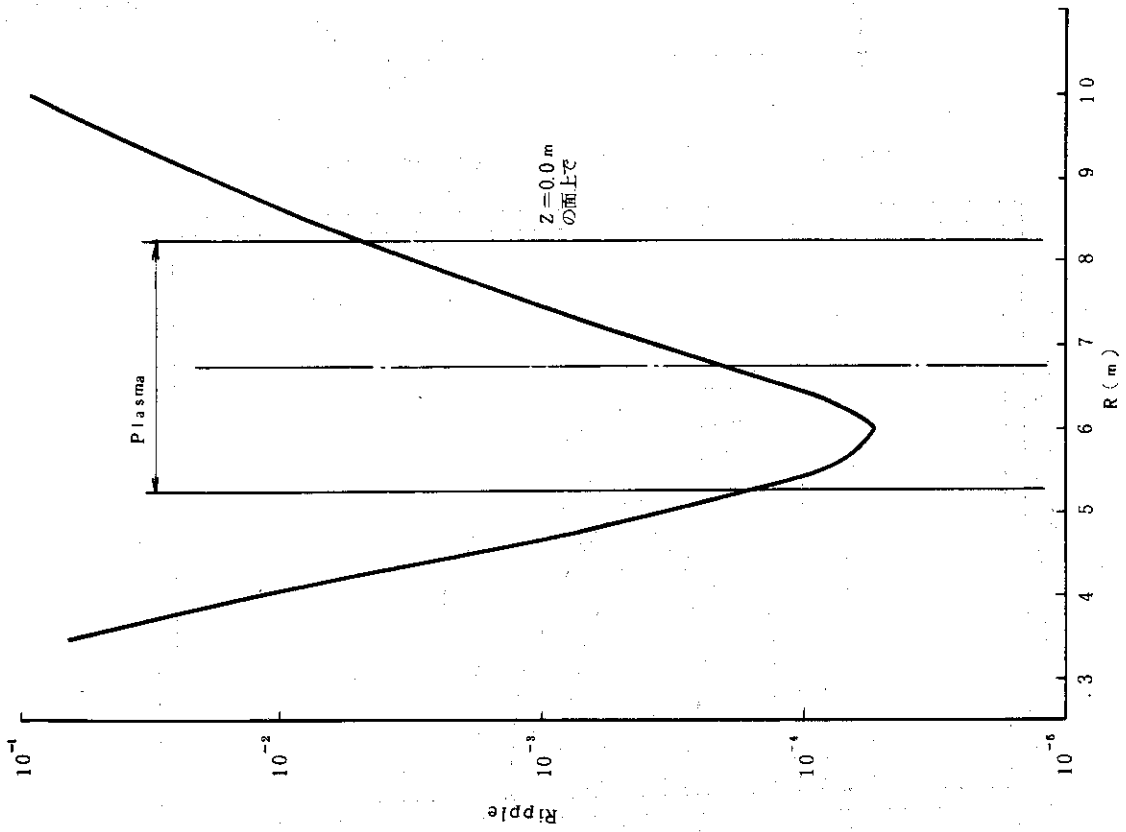


Fig 47 トロイダル磁界リップルの空間分布 (Mid-plane)

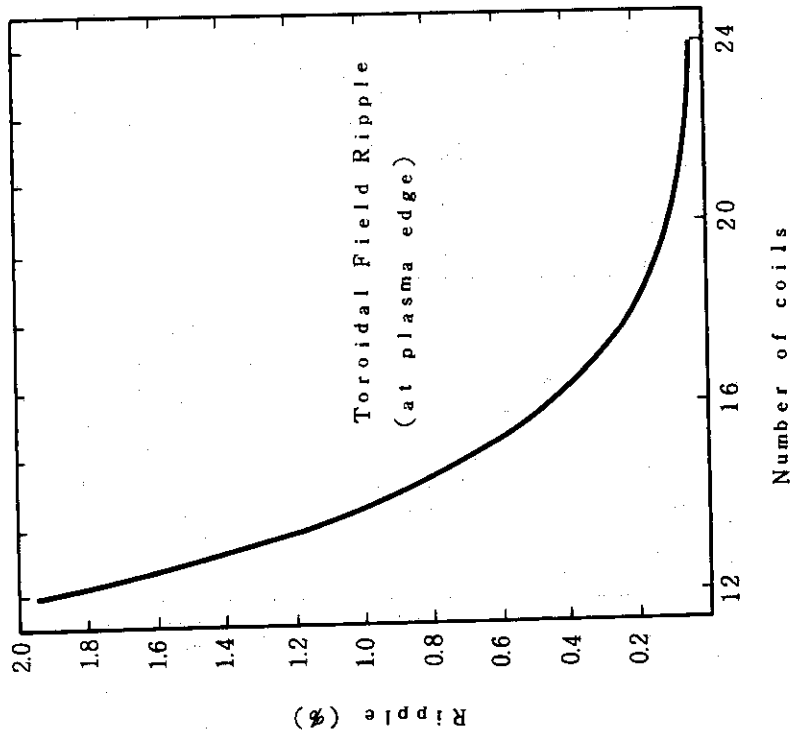


Fig 48 コイル個数と最大リップル

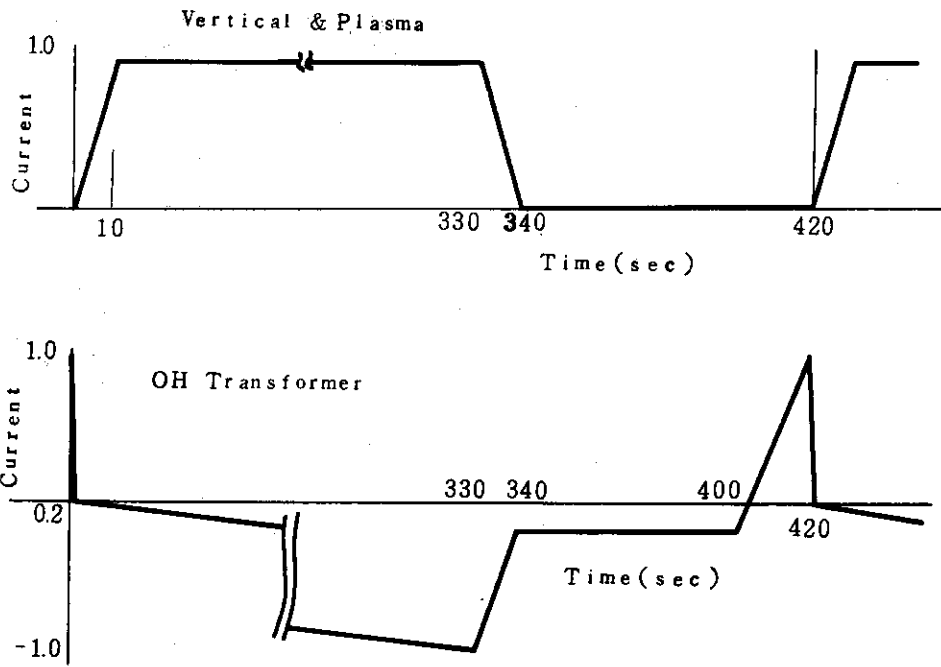


Fig. 4.11 ポロイダル・コイルとプラズマの電流

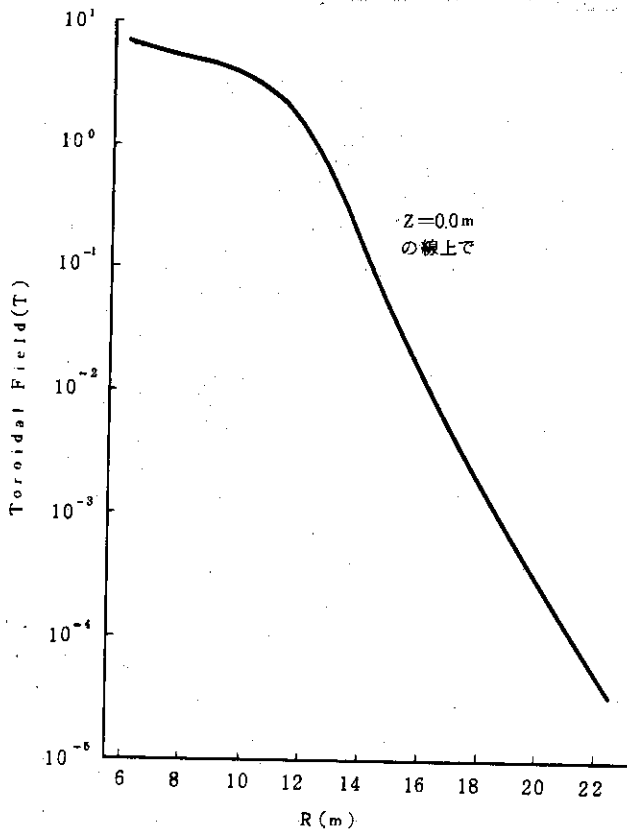


Fig. 4.9 トロイダル磁界の洩れ (R方向)

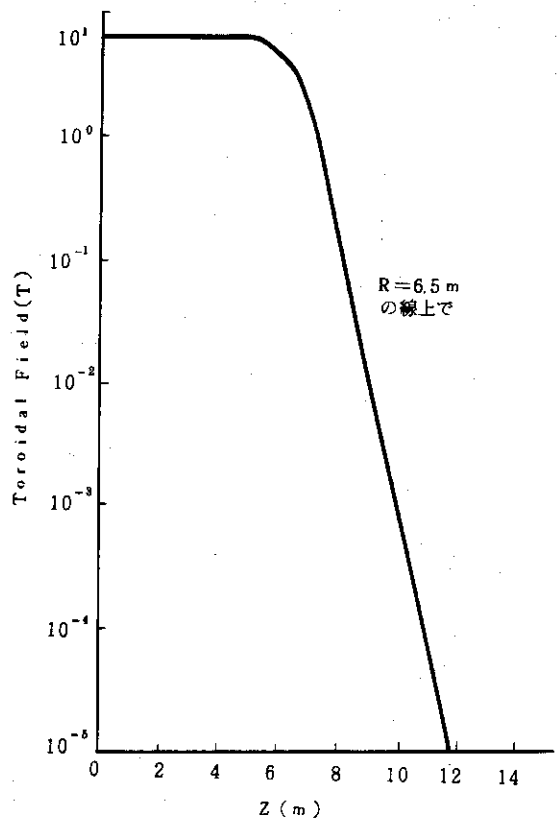


Fig. 4.10 トロイダル磁界の洩れ (Z方向)

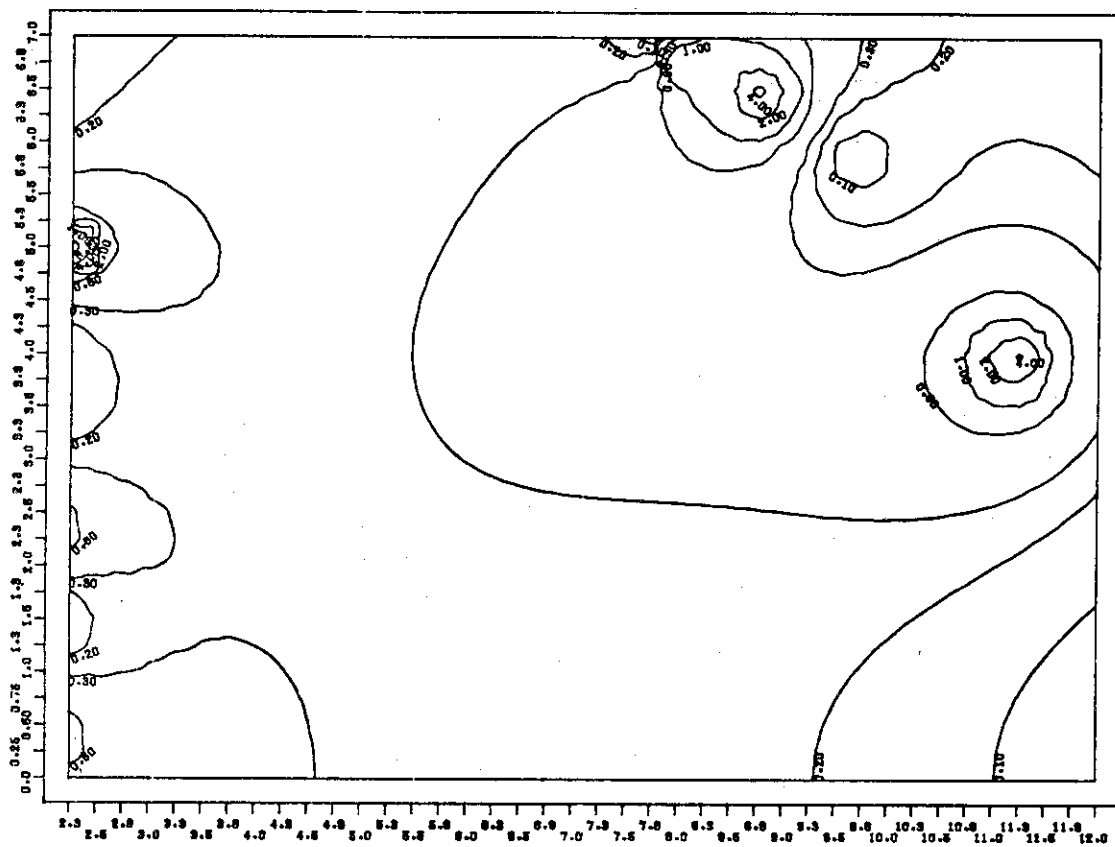


Fig. 4.12 ポロイダル磁界分布 (B-Vertical)

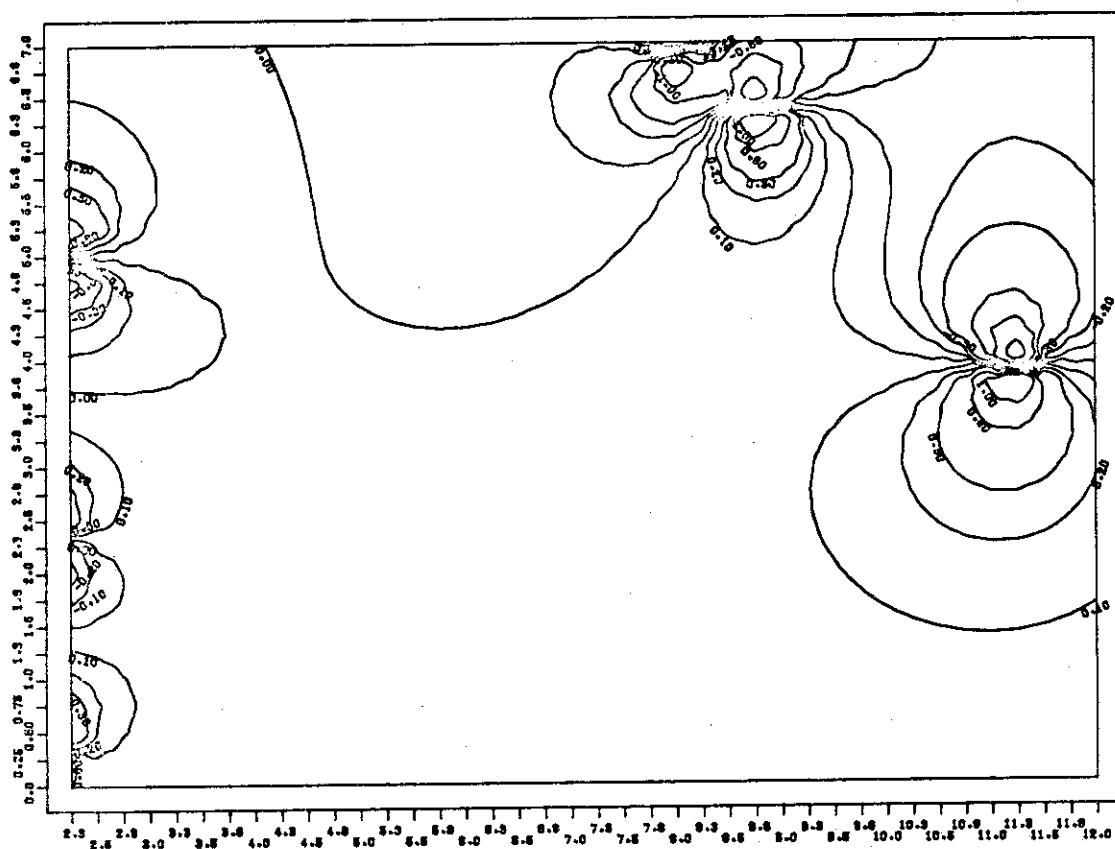


Fig. 4.13 ポロイダル磁界分布 (Br-Vertical)

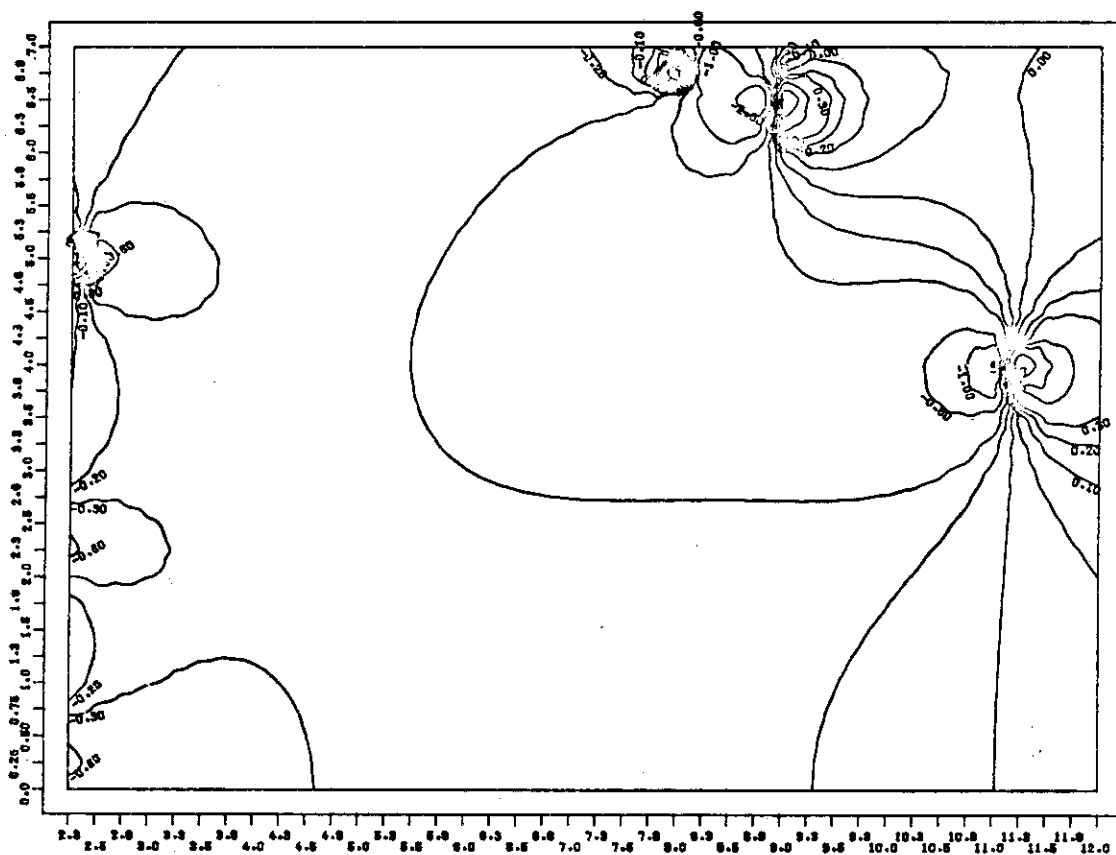


Fig. 4.14 ポロイダル磁界分布 (Bz - Vential)

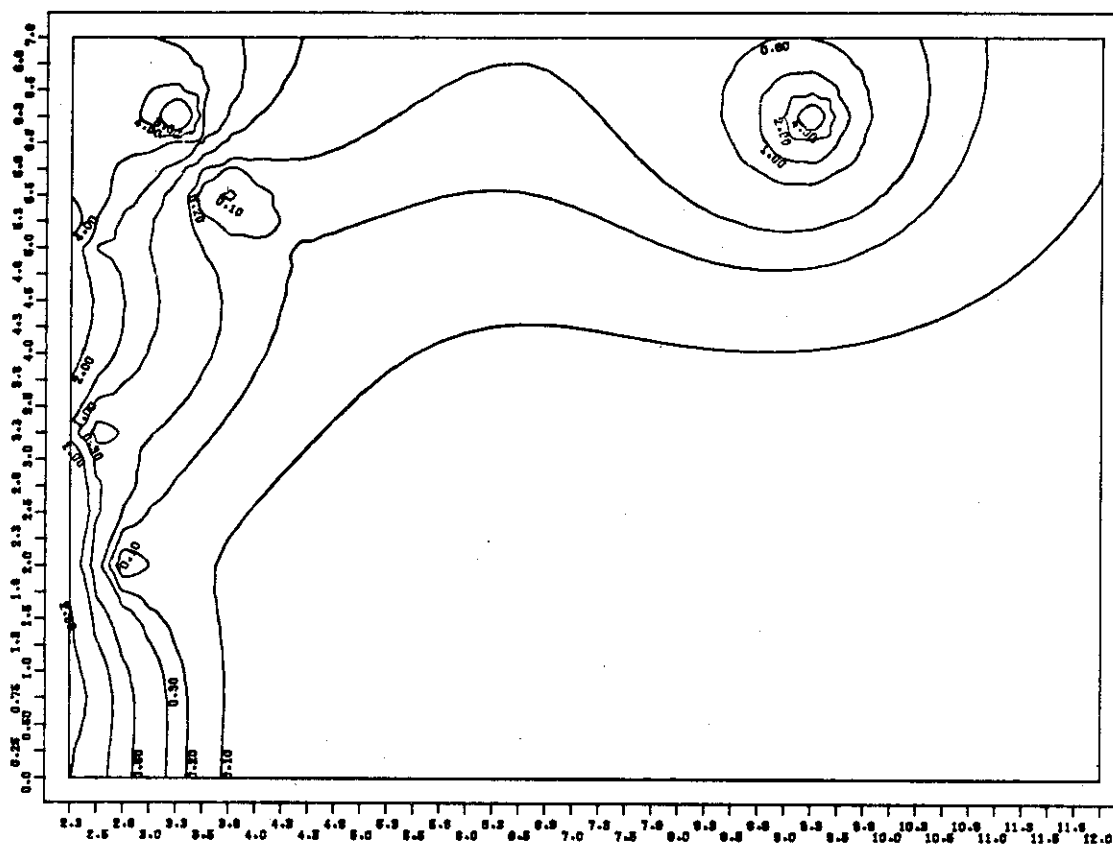


Fig. 4.15 ポロイダル磁界分布 (B - OH coil)

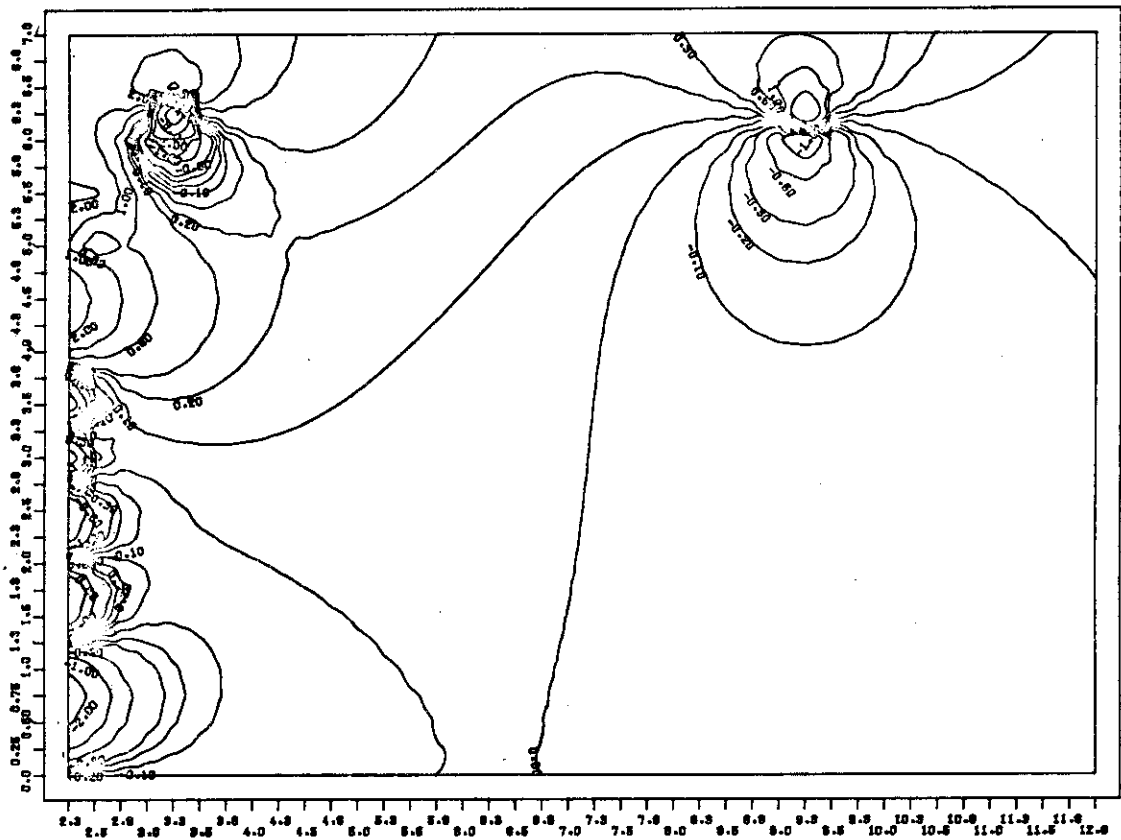


Fig. 4.16 ポロイダル磁界分布 (Br-OH coil)

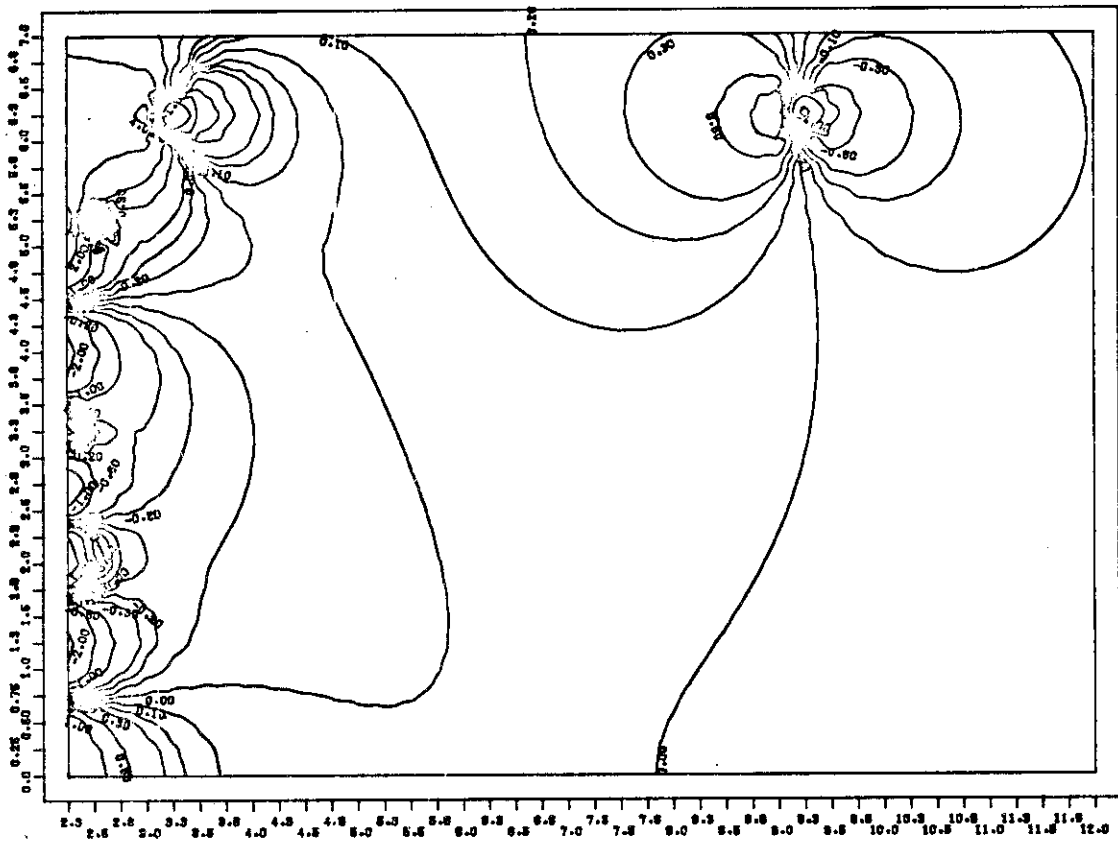


Fig. 4.17 ポロイダル磁界分布 (Bz-OH coil)

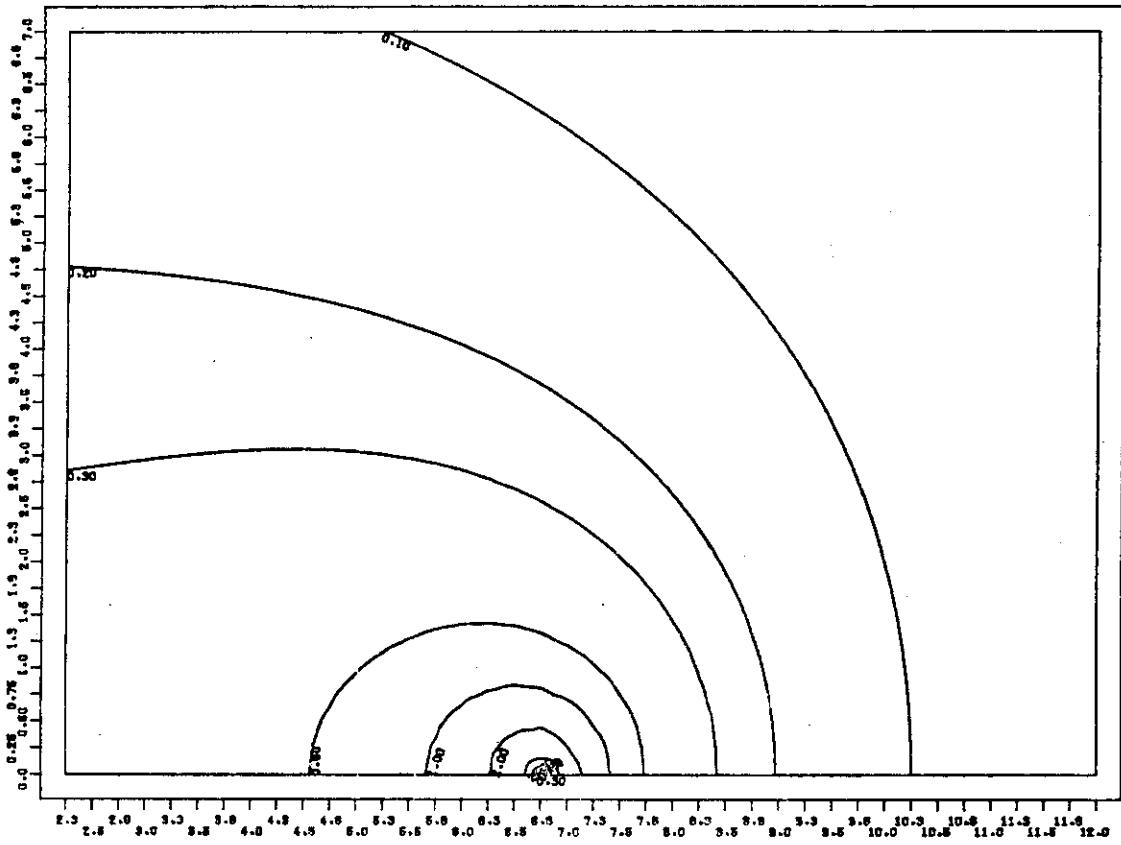


Fig. 4.18 ポロイダル磁界分布 (B-Plasma)

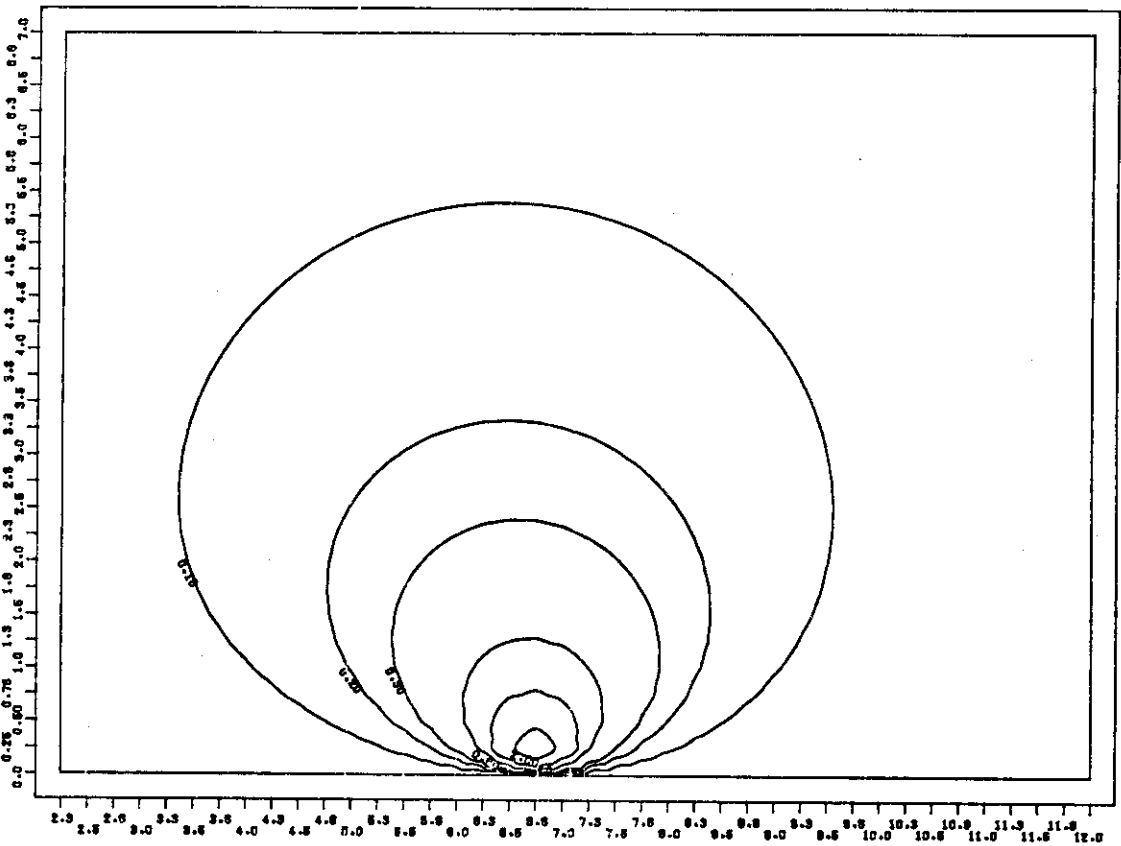


Fig. 4.19 ポロイダル磁界分布 (Br-Plasma)

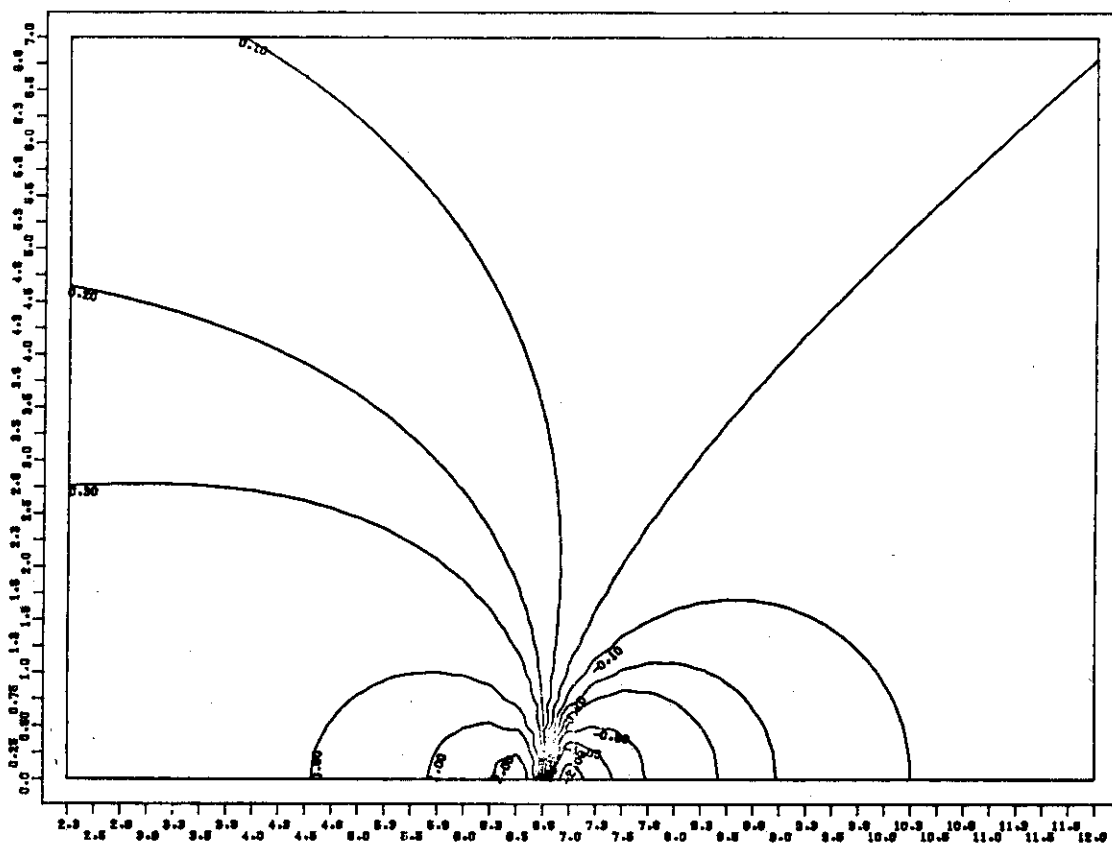


Fig. 4.20 ポロイダル磁界分布 (Bz - Plasma)

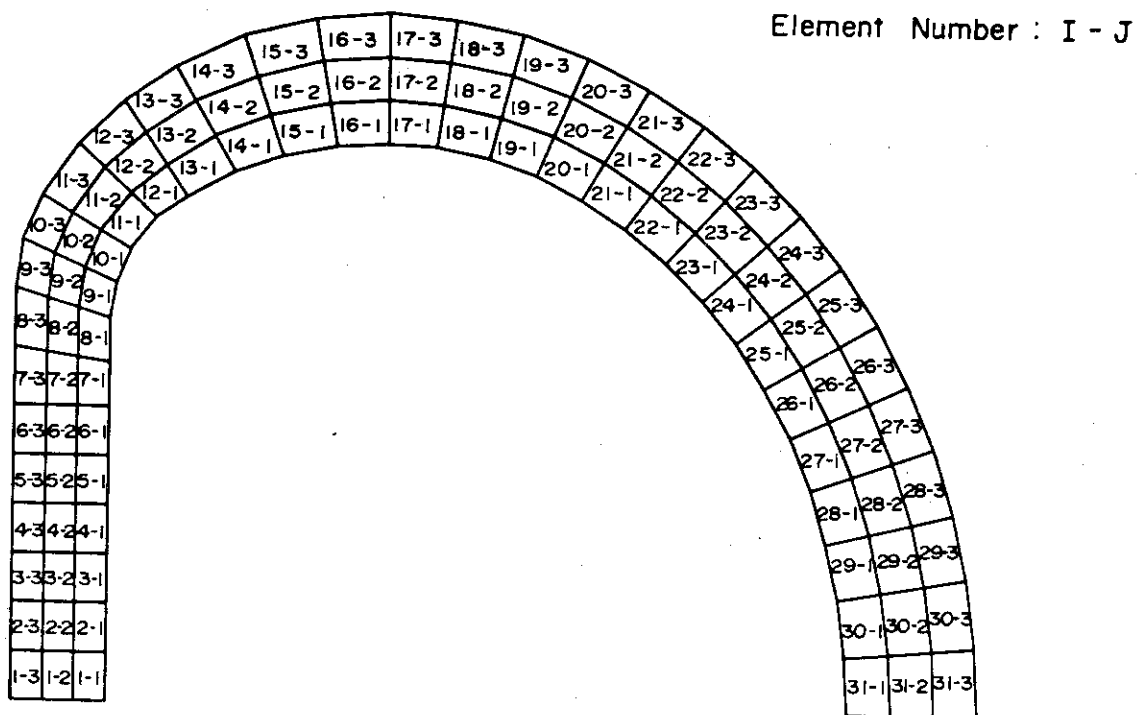


Fig. 4.21 トロイダルコイルの磁界・電磁力の計算位置

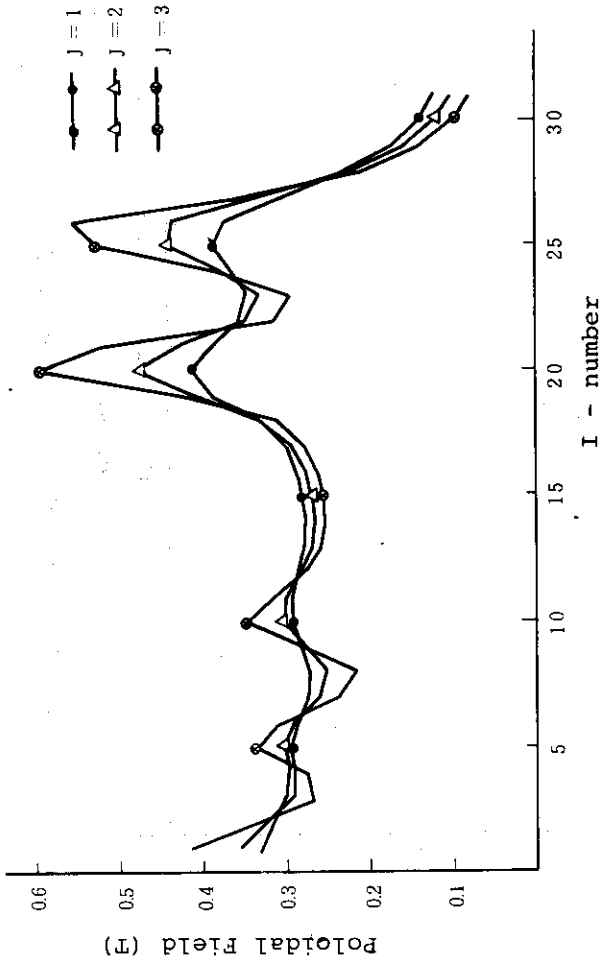


Fig. 4.22 トロイダルコイル上のポロイダル磁界 (Vertical)

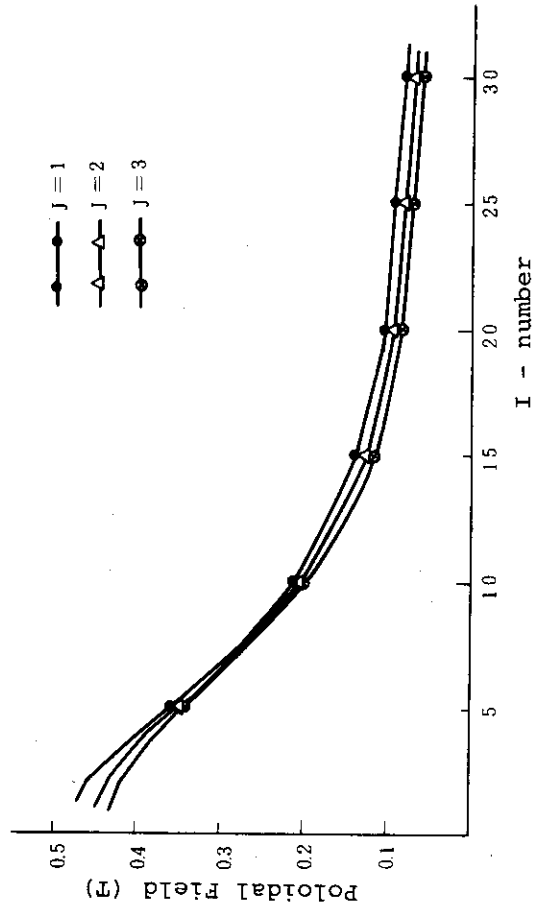


Fig. 4.24 トロイダルコイル上のポロイダル磁界 (Plasma)

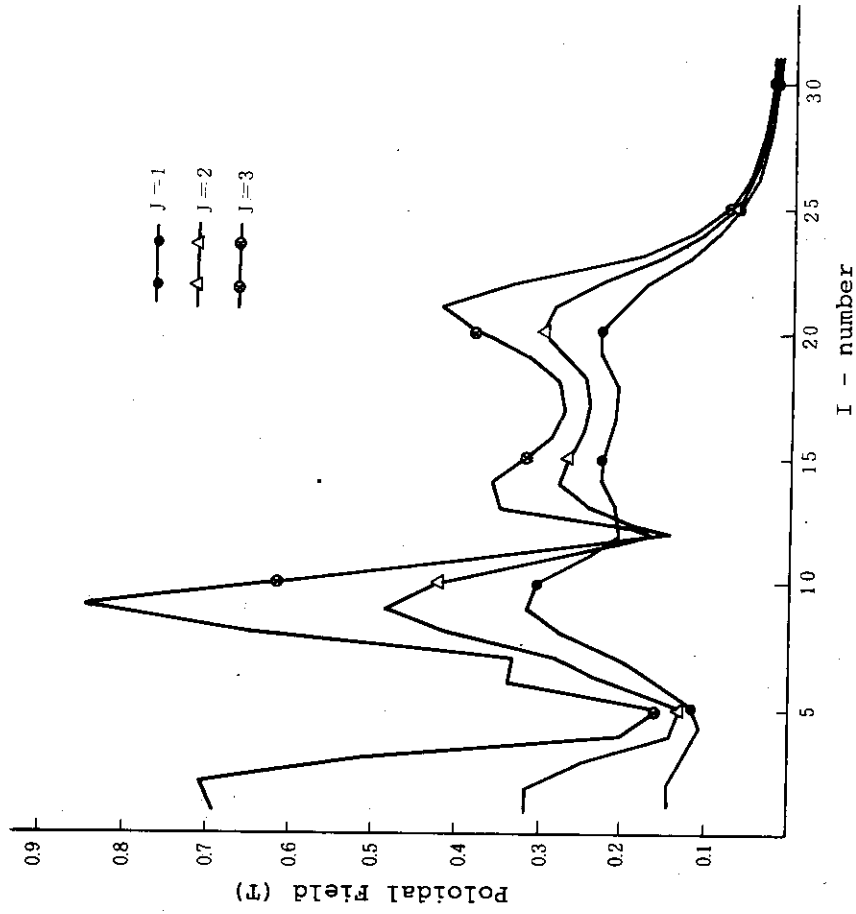


Fig. 4.23 トロイダルコイル上のポロイダル磁界 (OH Coil)

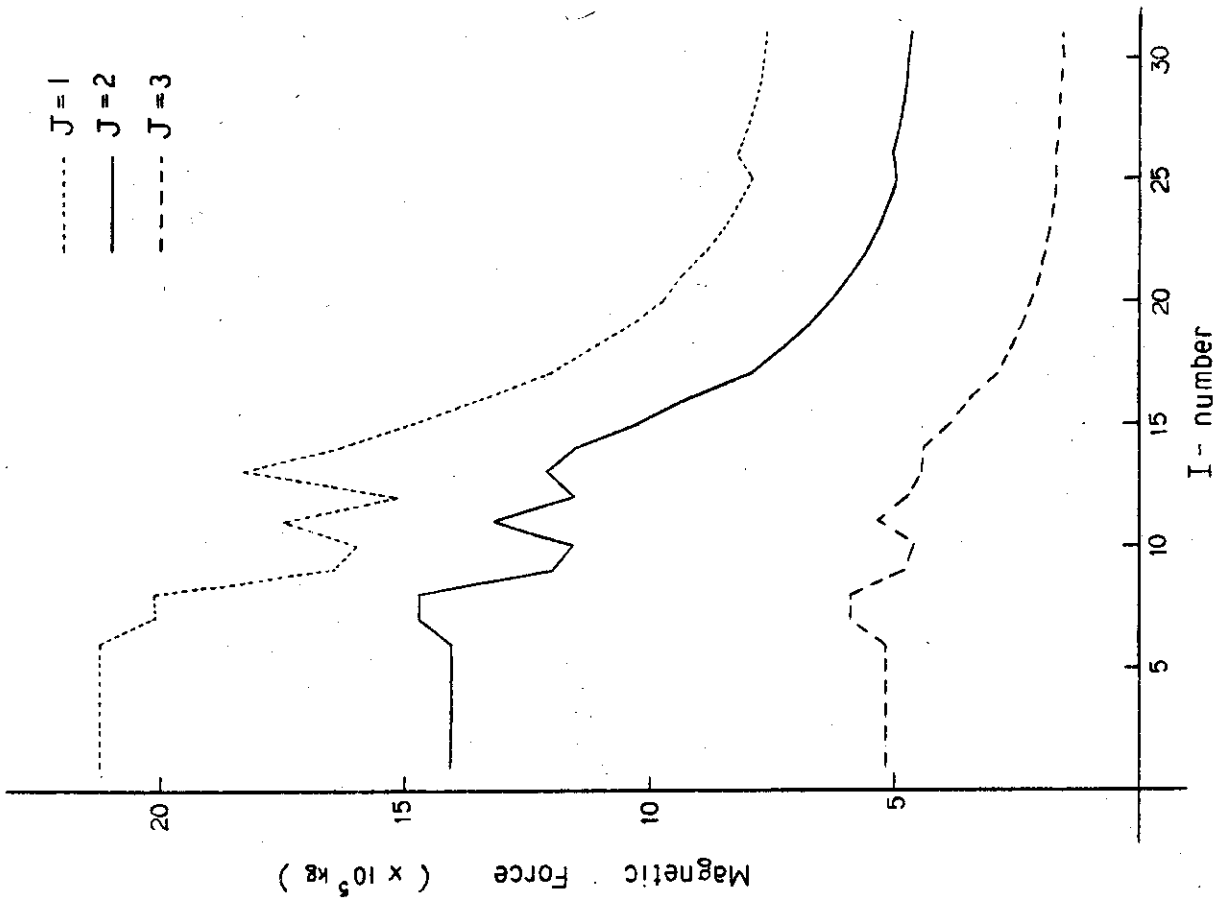


Fig. 4.25 トロイダルコイル自身の電磁力

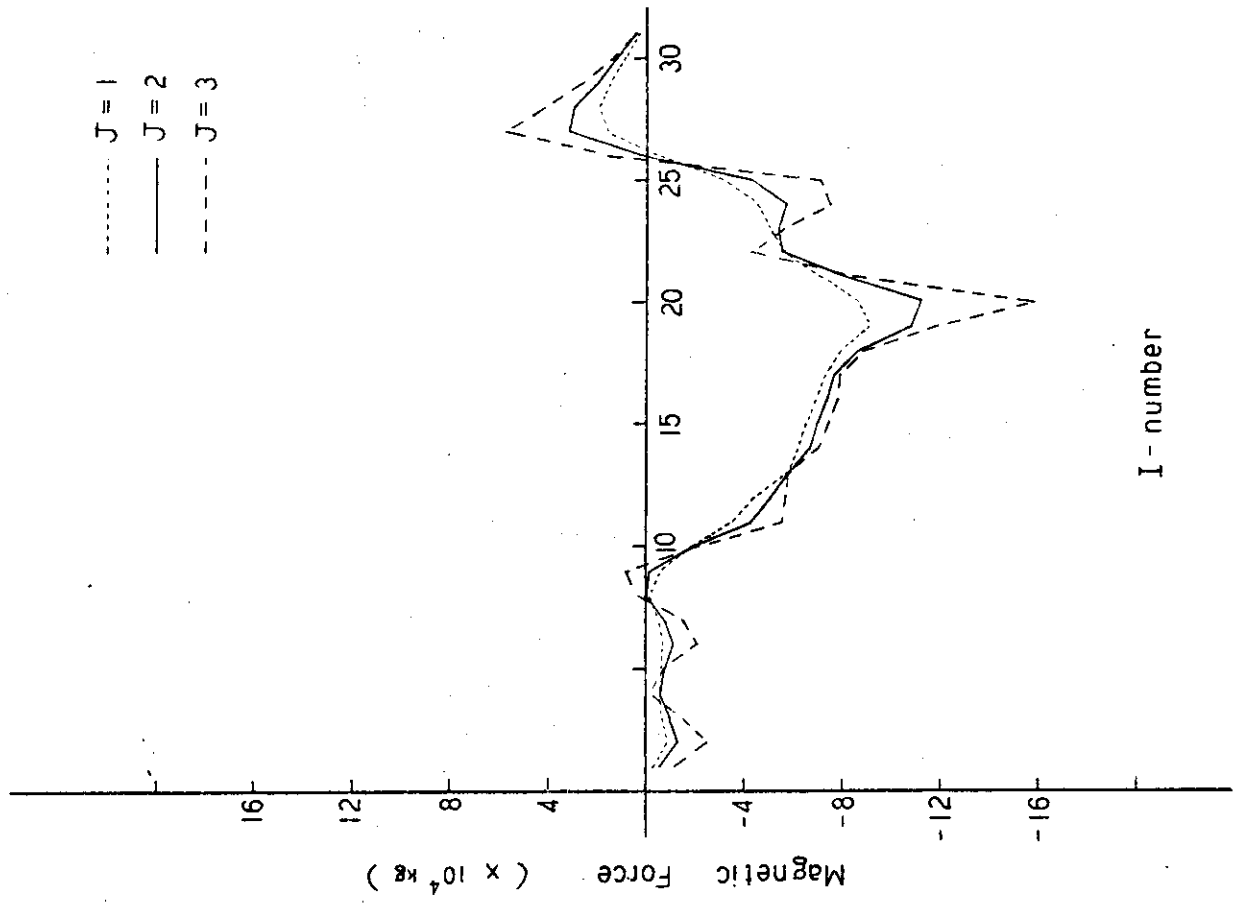


Fig. 4.26 ポロイダル磁界による倒し力分布 (Vertical)

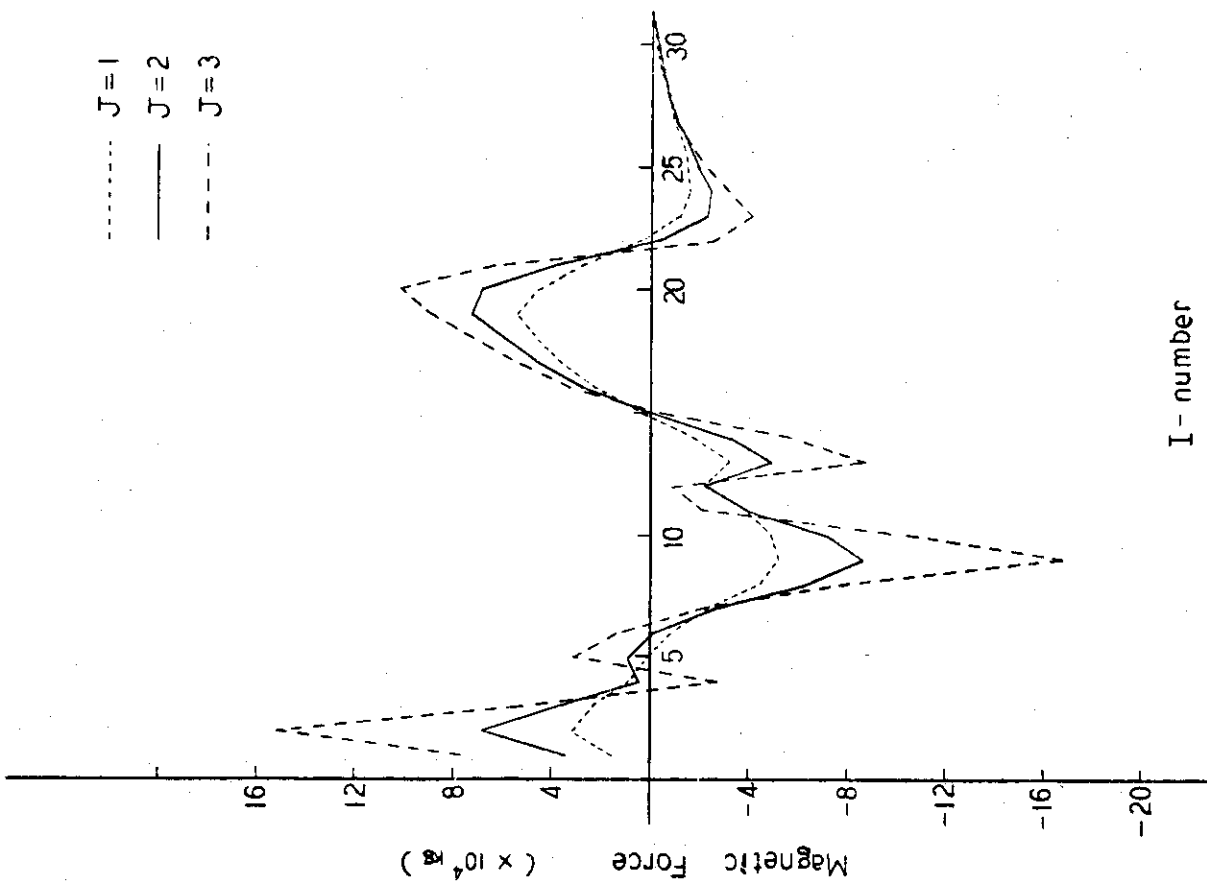


Fig. 4.27 ポロイダル磁界による倒し力分布 (OH coil)

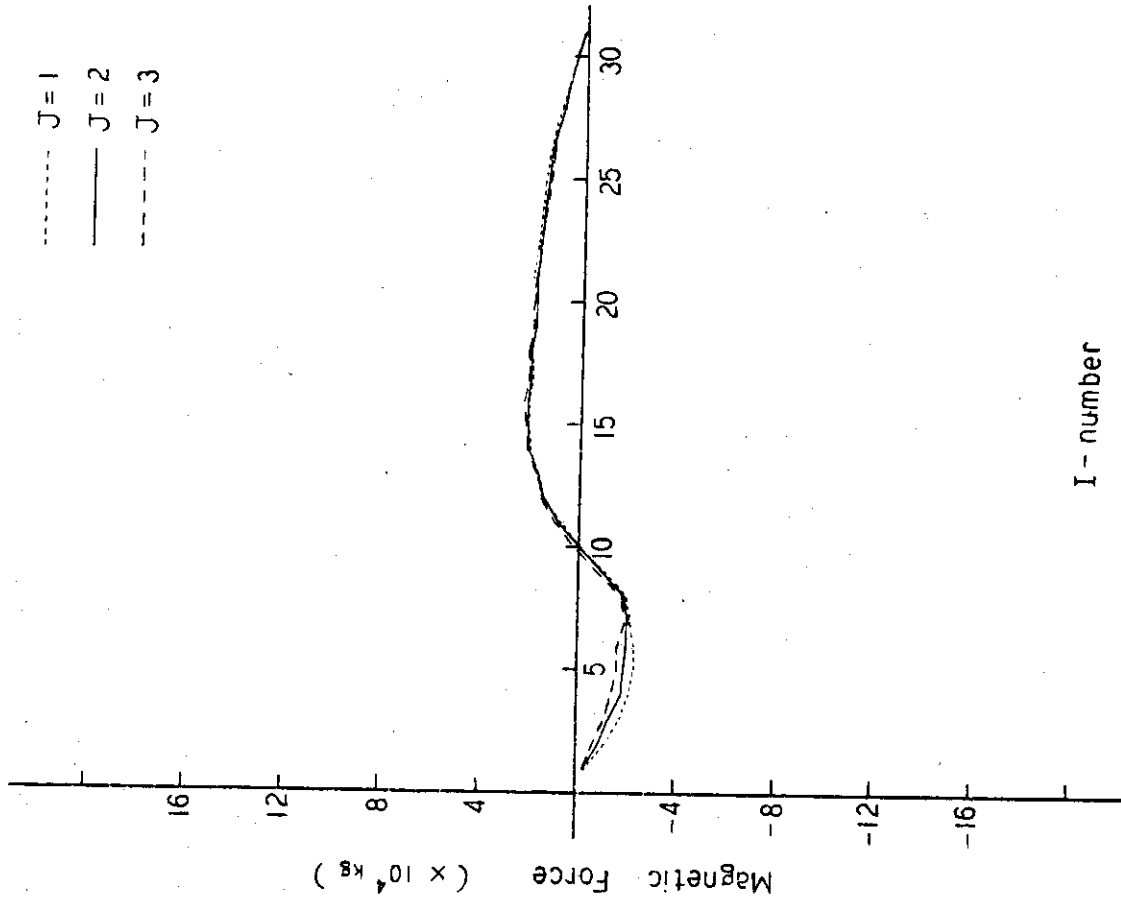


Fig. 4.28 ポロイダル磁界による倒し力分布 (Plasma)

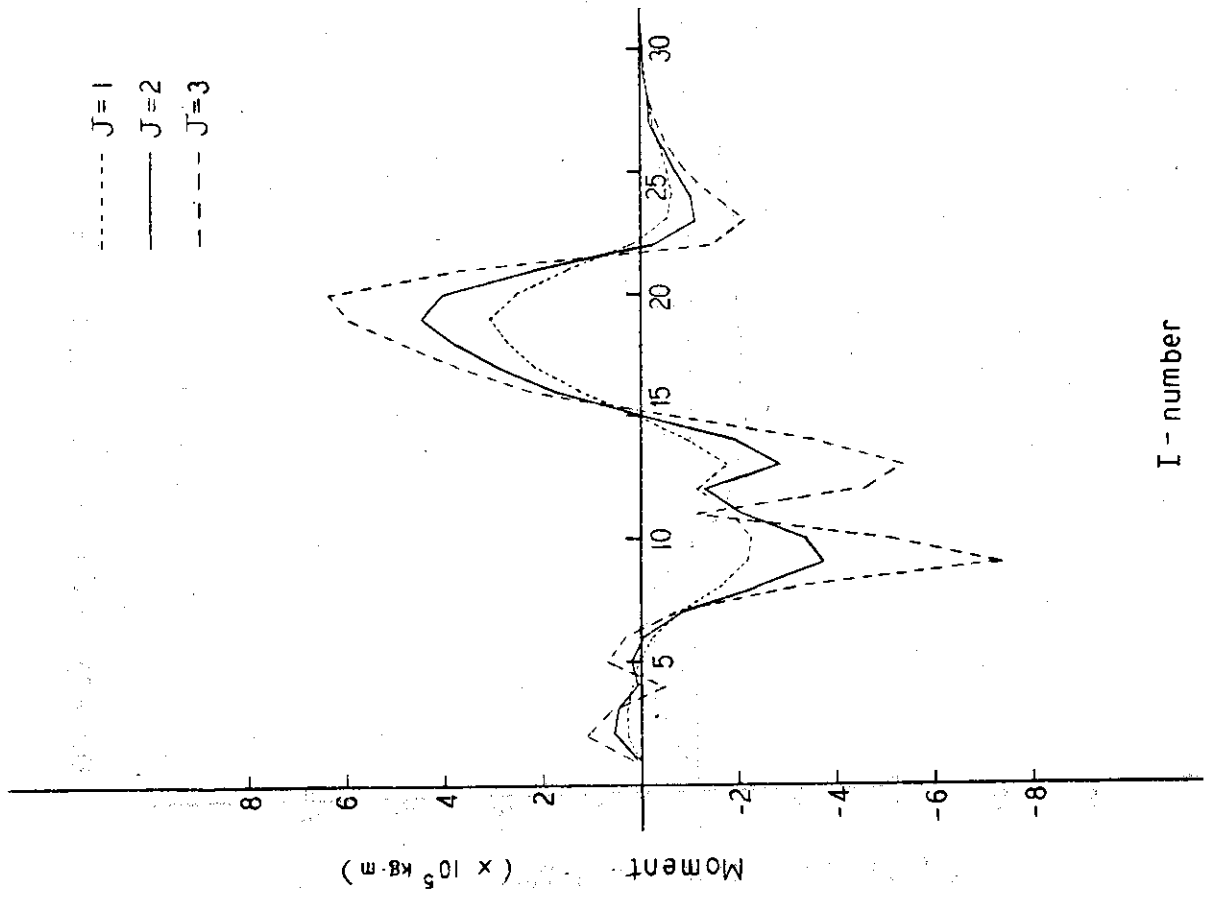


Fig. 4.30 ポロイダル磁界による倒し力モーメント (OH coil)

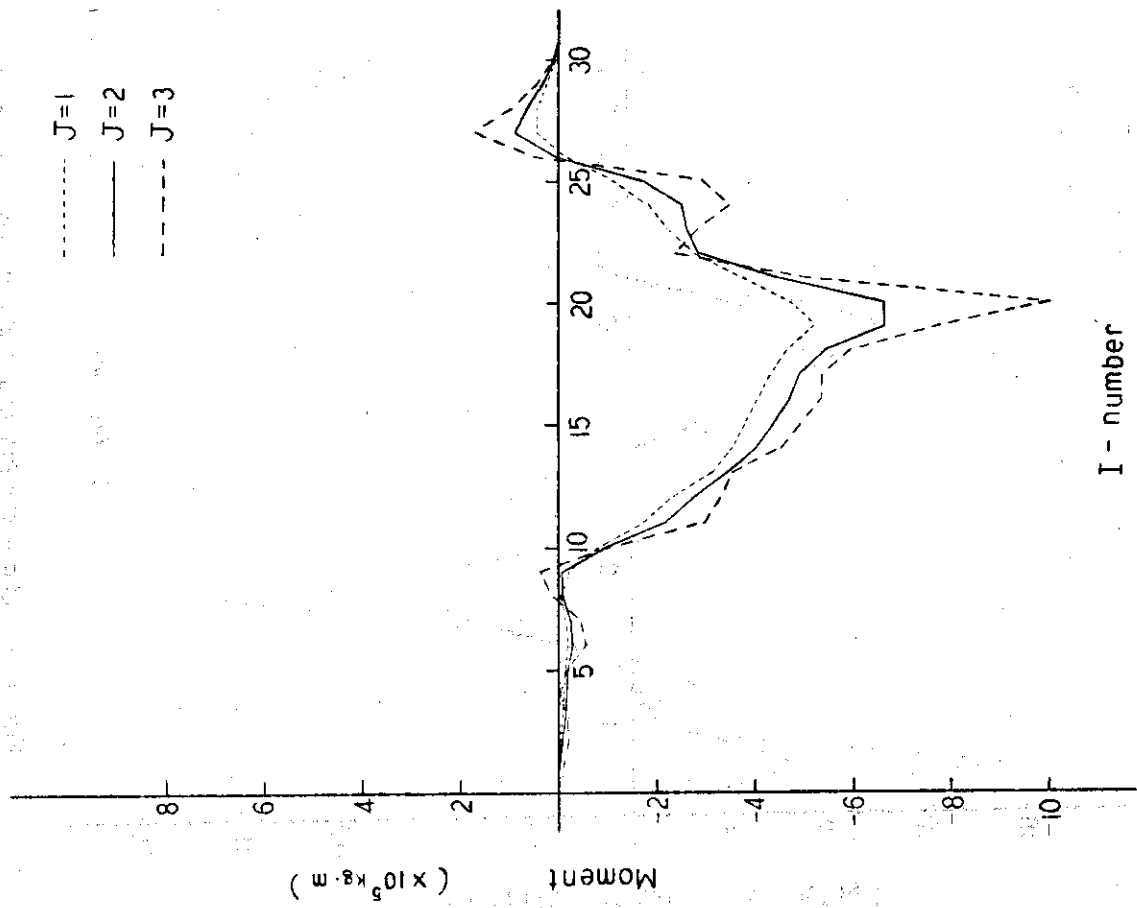
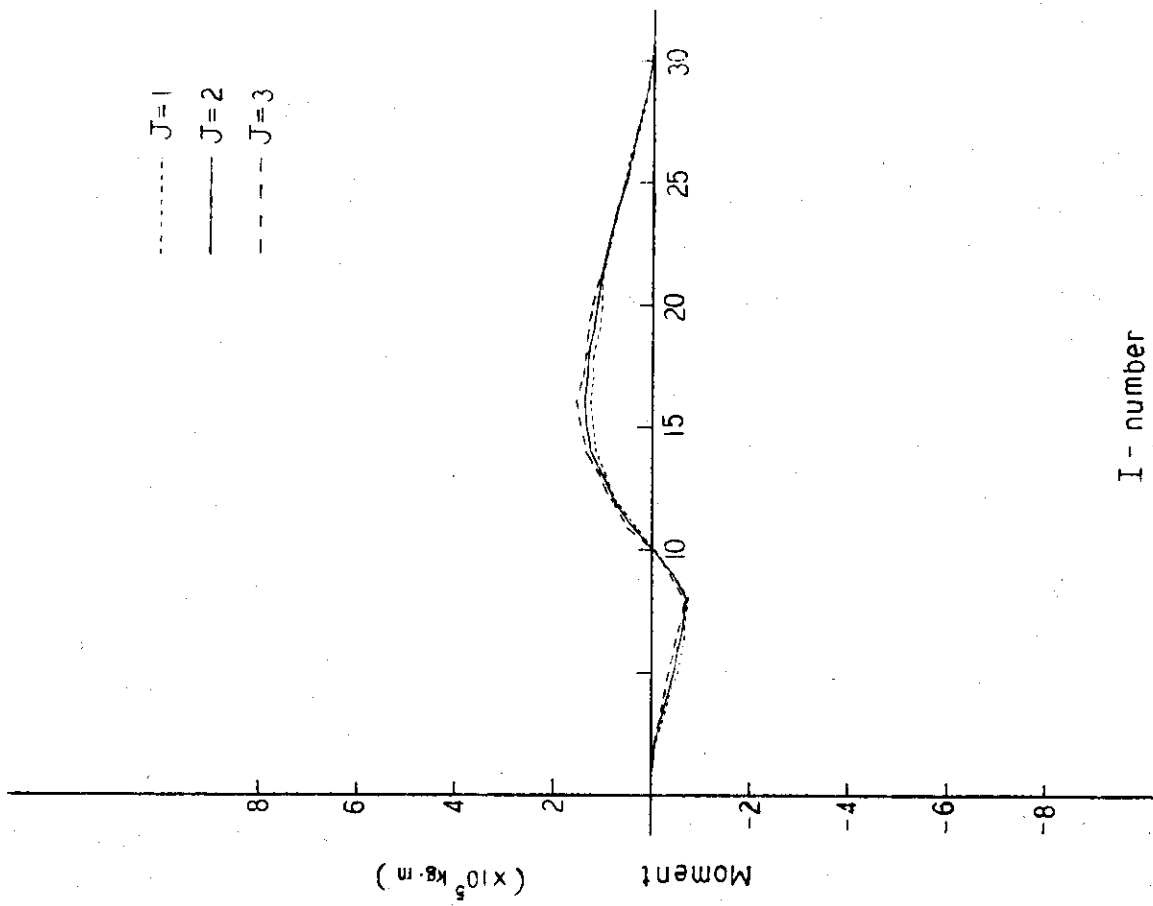


Fig. 4.29 ポロイダル磁界による倒し力モーメント (Vertical)



I - number

Fig. 4.31 ポロイダル磁界による倒し力モーメント (Plasma)

5. マグネット構造設計と応力解析

5.1 概要

トロイダルマグネットに作用する電磁力は主として

- (1) トロイダル磁界とトロイダル電流による相互作用力
 - (2) ポロイダル磁界とトロイダル電流による相互作用力
- があり、またマグネット構造に作用する力としてはさらに
- (3) 熱応力
 - (4) 自重
 - (5) 地震力

を考慮して設計する必要がある。

(1)の力はトロイダル磁界 B_t とコイル電流 I の積として、各コイルの径方向力として作用する。トロイダル磁界は炉の主軸からの距離 R に逆比例しており、トロイダルコイルの直線部のプラズマ側で最大値をとる。従って合成力としては、トロイダルコイルの拡張力と主軸方向への向心力とに分けて考えられる。

トロイダルコイルを Constant tension D型形状にすることにより最大応力値を小さくできる。Constant tension D型は File 等によって提案され、その後改良が加えられたものである。本設計では Constant tension D型から形状をずらしているため、比較的応力値が大きい。

今回の設計では、拡張力 166×10^6 kg/コイル、向心力 64×10^6 kg/コイルである。この向心力に対する支持はトロイダルの直線部が楔状となっており、16個のコイル間の張り合いで62%、その内側にもうけた支持シリンダと支持リングで残りの38%の力を分割支持している。

拡張力の支持は、コイル導体が前述の通りディスク構造物の中にもうめ込まれており、電磁力が導体からディスク構造物へと伝達されることによって行なわれる。

次にポロイダル磁界とトロイダルコイル電流との相互作用によって、ディスク平面に垂直な向きを持った力がトロイダルコイルに作用する。この力はトロイダルコイルの水平面 ($R-\theta$ 平面) の上部と下部とで正反対な向きをもつ。その結果、トロイダルコイルを R 軸のまわりに回転させるようなモーメントとして作用する。この作用力の特徴は、前述したトロイダルコイル自身の定常的な電磁力とは対照的に運転モードに従ってくり返し作用することである。実験炉では420 secのサイクルタイムであり、年間約 7.5×10^4 サイクルになる。したがって疲労の問題を考慮する必要がある。

この作用力(すなわち、倒し力)をトロイダルコイルに生じさせる磁界は変流器コイル磁界、垂直磁界およびプラズマ電流のつくる磁界であるが、ここでは変流器コイル磁界と垂直磁界の和をとって解析することとした。この場合に倒し力が最大となる。

次に、コイル構造と支持構造における内部発熱がなければ、ほぼ一様な温度分布をとるようになっている。従って、通常、熱応力は小さいと考えられる。

温度の不均一さが生じる原因としては

- ① 初期冷却中
- ② 渦電流による構造物内発熱
- ③ クエンチによる発熱

が考えられるが①は電磁力作用時でないため、冷却設計上配慮することにより解決できる。②は渦電流の発熱の項(8.2節)で述べる通り、局部温度上昇としてはあまり大きくならない。③の問題は事故時以外では除外して考えてよいと思われる。完全安定化の設計では、常電導状態となりジュール発熱が生じたとしても、十分な冷却が行われ、超電導状態に復帰するようになっているからである。

地震力は鉛直・水平方向とも0.3 Gの震度で作用するものとして構造解析を行った。

なお、構造解析には次の計算コードを使用した。

- (1) PLAN ディスク構造物の応力解析
2次元有限要素法を利用した構造解析プログラム(MAPI-MRI開発プログラム)
- (2) NASTRAN トロイダルマグネット支持構造解析
3次元構造解析汎用プログラム(NASA開発プログラム)

5.2 ディスク構造物の応力解析

5.2.1 ディスク平面内の応力解析

ディスクに作用する電磁力のうち最も大きなものはディスク平面内での小半径方向拡張力である。4.3節に述べたように、1コイルあたり16万トンという巨大な拡張力がコイル導体に発生する。この結果、ステンレス鋼ディスクに歪が生じることになり、拡張力はディスクの変形によって生じる内部応力と釣り合う。一方、ディスク平面内に生じる電磁力のベクトル和は向心力となるが、これはコイル外部からの支持反力と釣り合う。しかし、16コイル全体に働く力としては釣り合っている点で重力などと異なり、マグネット内部の低温支持構造物によって電磁力支持が可能である。

向心力の支持はD型直線部のくさび作用と支持シリンダ、支持リングで行われるが、これらの反力の配分は支持点の弾性により決定される。

トロイダルコイルの電磁力による応力解析のモデルは、Fig. 5.1に示すように、上下対称性に基づき上半分のみについてつくればよい。コイルの本体部分では厚さ方向に6分割し円周方向に31分割している。番号①～①86のエレメントに4.3節に述べた電磁力が作用する。①～②、⑦⑧のエレメントはくさび状となって θ 方向に1体のリングを形成しているので、コイルはR方向に弾性支持される。また、7, 14, 21, ……63の9個の接点には向心力支持の支持シリンダと支持リングが連結されているものとした。

ここでR方向の弾性係数は近似的に次式で計算される。

$$k = \frac{2\pi AE}{RN} \quad (5.1)$$

ここで A : くさびまたはシリンダ、リングの断面積

R : くさびまたはシリンダリングの平均半径

E : くさびまたはシリンダ、リングの材料のヤング率

N : コイルの数

これによって、くさびの部分は $k = 33.2 \times 10^{10}$ kg/m, 支持シリンダは $k = 6.2 \times 10^{10}$ kg/m, 支持リングは $k = 16.5 \times 10^{10}$ kg/mとなる。

応力分布解析は2次元有限要素法の計算コード <<PLAN>>を使用した。構造材のスペースファクターは、0.656 (Nb₃Sn) と 0.567 (Hybrid) である。計算結果は Fig. 5.2, Fig. 5.3 に示すとおりである。最大応力値は 35.3 kg/mm² (Nb₃Sn), 40.9 kg/mm² (Hybrid) となった。Fig. 5.3 に示すように応力分布は均一分布からかなりずれている。最大応力と平均応力 (約 20 kg/mm²) との比は約 1.8 (Nb₃Sn の場合) である。Fig. 5.4 はディスク形状の変形状態を示す。ただし、変位は 25 倍に拡大している。ディスクの最大変位は約 8 mm である。

現行の規格、たとえば JIS 第 1 種圧力容器構造規格では、常温・高温では引張力の 1/4 以下を許容応力としているので低温においても同様に適用してみれば、SUS 310S の 4.2 K での引張強さを 133 kg/mm² として 33.3 kg/mm² が許容応力となる。

電磁力によるディスクの応力には、この拡張力 (ディスク面内の電磁力) によるものの他に倒し力によるものがある。従って、上記の最大応力に倒し力による応力が重畳されて、さらに大きい値となる。このことは 5.4 節において述べられる。

5.2.2 ディスク断面における応力解析

動力炉用トロイダルマグネットの設計では、D型ディスクを円筒とみなしてディスク断面のスロット・歯構造物の応力解析を計算コードを使って行った。この応力解析で得られた最大応力値と、電磁力を最も薄い部分の断面積で割った値とがほぼ一致することが確かめられた。

この関係を実験炉用トロイダルマグネットに適用すると、ステンレス鋼のディスクのスロット付近の最大応力は 1.9 kg/mm² 程度であり、多少の応力集中があったとしても特に問題にはならないと考えられる。

5.3 向心力の支持

前述したごとく、トロイダルコイルにはトロイダル磁界とトロイダル電流の相互作用の結果として、大きな向心力が作用する。この向心力 F_c は本設計では 6.4×10^7 kg/コイル, マグネット全体で 1.024×10^9 kg である。この向心力に対する支持として次の3つが考えられる。すなわち、①変形D型トロイダルコイルの直線部をくさび型とし、隣接するコイル構造材を密に接合し、互の張り合い力で支持する。②トロイダルコイルの内側に支持シリンダを設置し、向心力の一部を負担させる。③支持シリンダの内側でトロイダルコイル群の間隙に支持リングを設け、トロイダルコイルの支持機能の他に向心力支持の機能を一部兼ねる。従って向心力は3つの部材によって弾性支持されることとなる。

各支持部材の受けもつ力は近似的には 支持部材の R 方向の弾性係数比で考えることができる。

計算するとその割合は支持リング 27%, 支持シリンダ 11%, トロイダルコイルくさび部 62%となる。

くさび部分では向心力 F_c は接触面に垂直な作用力 P の半径方向成分の合力と釣り合う。

Fig. 5.5(a)のごとく P , F_c , α を取ると

$$P = \frac{F_c}{2 \sin \alpha} \quad (5.2)$$

となり, $P = 1.02 \times 10^8 \text{ kg}$ となる。くさび部の接触面積は約 12 m^2 であるので, 面圧は 8.5 kg/mm^2 となっている。

支持シリンダは 16 個のトロイダルコイルからはほぼ一樣な力で圧縮される構造物と考えることができる。したがって, 支持シリンダ内部にはフープ圧縮応力が発生する。その大きさは次式で計算される。

$$\sigma = \frac{2 P_0 b^2}{b^2 - a^2} \quad (5.3)$$

ここで P_0 : 相当外圧, a : 内半径, b : 外半径。これによれば $\sigma = 23.0 \text{ kg/mm}^2$ となる。また, 支持リング内でも同様な考察ができ, 計算すると圧縮応力として $\sigma = 21.3 \text{ kg/mm}^2$ が得られる。

これらの数値は概算値であるが, 超電導ディスクに生じる応力値よりもかなり小さく, 許容値以下である。1つのコイルは 18 枚のディスクから成り, 1つのディスクには $1/18$ の力が作用する。このディスク間のずれを防止し, 各ディスクからくさびへの力の伝達を確実にするために, Fig. 5.5(b) に示すように各ディスクは厚さ方向に 1 部分をずらした構造としている。

向心力を支持する支持シリンダの構造は, 例えば Fig. 5.6 に示すものが考えられる。シリンダに切断面をつくりその部分を電氣的に絶縁しているのは, シリンダがトロイダルコイルに対して 1 ターンを形成しないようにするためである。

5.4 ポロイダル磁界による倒し力の支持

変流器コイル, 垂直磁界コイルおよびプラズマ電流によるポロイダル磁界と, トロイダルコイル電流との相互作用によって発生する電磁力は θ 方向 (トロイダルコイル面に対して垂直な方向) で R 軸をはさんで上下で逆方向に作用する。従ってトロイダルコイルには R 軸のまわりに回転させるようなモーメントが作用する。その大きさは最大 $1.87 \times 10^7 \text{ kg-m/コイル}$ である。これを支持するために隣接するコイルの側面を連結する梁部材を設けラーメン構造としている。

トロイダルコイルのディスク構造物がこの梁部材によって支持された場合, ディスク面に垂直方向に作用する倒し力によってコイルに曲げ応力が作用することになる。このコイルを近似的に等分布の横荷重を受ける両端固定の梁と考えると, 最大曲げ応力はその固定端で発生し, W を分布荷重, l をスパン長, Z を断面係数とすると

$$\sigma_{\max} = \frac{W l^2}{12 Z} \quad (5.4)$$

$$\text{になる。ここで、} Z = \frac{1}{6}bh^2 \quad (5.5)$$

h : コイル厚さ

b : コイル巾 (倒し力に垂直な面の巾)

トロイダルコイルの寸法は決っているので、荷重 W が大きい所では、スパン ℓ を小さく取る必要がある。今 $\sigma_{\max} \leq 5 \times 10^6 \text{ kg/m}^2$ とするためには $Z = 0.2 \text{ m}^3$ 、 $W = 1 \times 10^6 \text{ kg/m}$ では $\ell \leq 3.7 \text{ m}$ になる。したがって、荷重の大きな所ではスパン長を 3 m 以下に取った。

総合的な構造解析は前述した NASTRAN を使用して行った。Fig. 5.7 に構造解析モデル図を示す。

構造モデルは 16 個のトロイダルコイルリングとその楔部結合リング、梁構造リングおよび支持脚部からなっている。

倒し力のみが作用した場合の各節点における荷重状態を Fig. 5.8 に示す。この値は第 4 章の計算結果に基づいて与えられた。この倒し力だけの荷重条件での θ 方向への各節点の変位を Figs. 5.9, 5.10 に示す。 θ 方向への最大変位は節点 11 における 24.1 mm である。また、この荷重条件によって生じる応力分布を Fig. 5.11 に示す。支持梁の設けられた付近での構造材の応力が大きい。最大応力値は要素 111 において生じる 21.7 kg/mm^2 である。

倒し力と同時にディスクには拡張力が働く。この時の各接点の変位状態を Figs. 5.12, 5.13 に示す。倒し力と拡張力が同時に印加した時に生じる応力は、それぞれの力が働いた時に生ずる応力が重畳されたものになる。Table 5.1 に示すように、重畳された応力の最大値は 48.9 kg/mm^2 になる。なお Table 5.1 における拡張力のみによる応力分布は 5.2 節に述べた応力分布と本来一致すべきものであるが、計算モデルや計算法の相異により Table 5.1 の方が大きい値をとる。この 2 つの方法には一長一短があるが、ここでは安全側に見て Table 5.1 の値を示した。

このように大きな値となった原因としては、まず倒し力による応力値がかなり大きいことが挙げられる。その対策としてはクロスビームなどを用いて倒し力による応力値を緩和することが有効であると思われる。次に、倒し力による応力値が下げられたとしても、拡張力による応力値自体がかなり大きいことが問題である。この問題の対策については 5.7 節の考察に述べる。

なお、計算法や計算モデルの検討を今後も行う必要がある。本解析では弾性解析を行っているが、高応力下では非線形効果を考慮しなければならない。さらに、応力集中部分のより詳細な検討も必要となる。

5.5 自重支持と耐震性の検討

トロイダルコイル単体の自重は 1 個あたり約 300 ton である。トロイダルコイルディスクは主としてステンレス鋼の構造物であり、コイル冷却時の熱収縮は約 0.3 % である。したがって、 $R \approx 13 \text{ m}$ の支点位置が R 方向に約 -40 mm 移動しなければ、構造物に大きな熱応力が発生することになる。次にトロイダルコイル自身の拡張力によって $R \approx 13 \text{ m}$ の支点位置は R 方向に +4 mm 移動する。自重支持は、これら熱収縮および電磁力による構造物の変位に対して支点移動を許容する必要がある。

一方、支持部分からの熱流入は極力小さくする必要がある。クライオスタットの外側で支持するには、熱絶縁のためのスーパーインシュレーション(SI)は強度的に弱く、剪断力の伝達構造物としては不適當である。

これらの要請から本設計では Fig. 5.19 のように、ピン・レバーで架台から吊り下げる方式を採用した。これにより支点的の径方向への移動はレバーの回転によって許容される。

自重および地震力に対する支持構造解析の荷重条件としては

- (1) 自重：全ての要素に鉛直方向（-Z 方向）に 1 G の重力加速度が作用する。
- (2) 地震力：設計震度は鉛直、水平方向とも 0.3 G が作用する。

として解析を行った。Fig. 5.14 に自重ならびに地震力の作用図を示す。

以下に、鉛直方向と水平方向に同時に 0.3 G の地震力および自重が印加した場合の解析結果について述べる。この場合のコイル変位図およびマグネット変位図をそれぞれ Fig. 5.15 および Fig. 5.16 に示す。最大変位は節点 12 で 0.94 mm である。最大荷重は 3.98×10^5 kg で部材 ③ に作用し、 2.47 kg/mm^2 の最大応力を生ずる。

なお、6.5 節でも自重支持と支持脚部について述べる。

5.6 コイル導体の強度計算

超電導線は Fig. 5.17 のようにステンレス鋼のディスク溝内にガラス・エポキシの絶縁物を介して収納され、ステンレス鋼のコイル押え用くさびにて固定されている。このくさびは 10 mm 中で 15 mm の間隙をおいて配置されている。したがって、導体表面のうち固定されている部分は全長の 40% で、残り 60% は液体ヘリウムに接している。

このコイル導体には最大磁界 12 T の部分では非常に大きな電磁力が働いており、この電磁力は上記のガラス・エポキシの絶縁物を通してステンレス鋼のディスクに伝えられる。この時コイル導体自身の強度上の検討項目としては次のようなものが挙げられる。

- (1) コイル導体のうちステンレス鋼の押え用くさびで固定されていない部分に生ずる曲げ応力
- (2) コイル導体の引張り応力と歪み
- (3) コイル導体が横長であることによって生ずる可能性のある座屈

このコイル導体は最大 12 T の磁界中にあり、ここに流れる 25100 A (導体 2 本について) の電流との相互作用によって導体には半径方向に拡がろうとする電磁力が生ずる。すなわち、コイル導体は両端を固定した梁にスパン 15 mm にわたって等分布の荷重が作用している状態となる。このときの導体の固定端の曲げ応力は最大でも 0.2 kg/mm^2 以下になる。すなわち、

$$\sigma_{\max} = \frac{w \ell^2}{12Z} = \frac{w \ell^2}{2bh^2} \quad (5.6)$$

ここで $w = BI = 12.55 \times 10^3 \times 12 \text{ N/m} = 15.4 \text{ kg/mm}$

$$\ell = 15 \text{ mm}$$

$$b = 4.5 \text{ mm}$$

$$h = 4.8 \text{ mm}$$

したがって、 $\sigma_{\max} = 0.167 \text{ kg/mm}^2$ 。導体の電磁力はディスクのスロットを押し広げるためにディスクに歪みを発生させる。このためにスロット内に収納されているコイル導体にも同じ歪みが生じ、これによって応力が発生する。ディスクの応力や変位に関する解析は前項に述べている通りであり、D型の直線部から曲線に変る付近で 35 kg/mm^2 程度の引張り応力が発生している。これに対応する歪み量は約 0.15% である。したがって、超電導線にもほぼ同程度の歪みが発生していると考えられるが、この状態でも超電導線の特徴はほとんどそこなわれないことは第3章で述べられている。

ポロイダル磁界によって生ずる導体の電磁力は上述の拡張力とは直角の方向すなわちD型面に垂直な方向である。この場合も両端固定の梁にスパン15 mmにわたって等分布の荷重が作用するものとして計算した。この荷重方向に対してはコイル導体の剛性は小さいが、磁界も最高1 T程度であり最小断面の導体(トロイダル磁界が低い側)に対しても曲げ応力の最大値 σ_{\max} は 0.3 kg/mm^2 を越えない。

また、細長の導体に Fig. 5.18 のように分布した軸方向力が作用する場合の座屈について考えなければならない。この場合の長手方向単位長さあたりの Critical Load q_{cr} は次のように与えられる。

$$q_{cr} = \frac{7.83EI}{\ell^3} = 7.83 \frac{1}{12} E \frac{d^3}{\ell^2} \quad (5.7)$$

- ここで E : 導体のヤング率
 I : 断面2次モーメント (長手方向単位長さあたりの)
 ℓ : 長手方向の導体巾
 d : 導体の横巾

(5.7) 式に示すように $q_{cr} \propto \frac{d^3}{\ell^2} = \left(\frac{d}{\ell}\right)^{2.5} (\ell d)^{0.5}$ となり、このとき断面積 ℓd を一定とすれば、 $q_{cr} \propto \left(\frac{d}{\ell}\right)^{2.5}$ である。したがって、 ℓ/d が大きくなると q_{cr} は急激に小さくなる。

最も座屈の起りやすい横長断面の導体は $4.5 \text{ mm} \times 48 \text{ mm}$ の断面寸法であるので、 $q_{cr} = 284 \text{ kg/mm}$ となる。しかし、最大12 Tの磁界において生じる荷重は $q = 15.4 \text{ kg/mm}$ にしかならず、座屈が起ることはない。

なお固定部分の反力によって生ずる絶縁物の圧力の最大値は 8.6 kg/mm^2 程度になる。

5.7 考 察

超電導トロイダルマグネットの構造設計の結果をまとめて概念図を描くと Figs. 5.19~21 に示すものとなる。Fig. 5.19 は立面図、Fig. 5.20 は平面図、Fig. 5.21 は断面図である。

トロイダルマグネットの支持構造の考え方をまとめると次のようになる。すなわち、

- (1) トロイダルコイルの拡張力はディスク構造物によって支持する。

(2) 向心力は16個のトロイダルコイルのくさび部の張り合いと支持シリンダ、およびポロイダルコイル間に配置された支持リングで支持する。

(3) 倒し力は、トロイダルコイル間に配置した6本の支持柱をディスク構造物から成るコイルに結合させた抗トルク構造によって支持する。

(4) 自重支持には、各コイルに支持脚を2本ずつ設け、R方向の膨張・収縮に対して自由に働くピン・レバー支持方式が用いられる。

NbTi - Nb₃Sn の Hybrid 方式の超電導ディスクはディスク構造物の割合は56.7%であり、2次元有限要素法構造解析プログラムPLANを使用してFig. 5.1のモデルで計算した最大応力は、拡張力のみが働く場合40.9 kg/mm²である。一方、Nb₃Sn のみの High-T_c 方式では、構造物の割合が65.6%と多くなり、その最大応力は35.3 kg/mm²に低減する。この点から、実験炉用超電導トロイダルコイルにはNb₃Snのみ使用するのが妥当と考えられる。

このNb₃Sn方式における最大応力値は平均応力20 kg/mm²の1.8倍もある。また、Fig. 5.7の3次元計算モデルで解析したディスク最大応力は、拡張力のみ働く場合で43.8 kg/mm²である。このように大きな応力の発生の原因としては次のものが考えられる。すなわち、

- (a) プラズマからの要請によって磁界が高く、したがって起磁力も大きくなっている。このため、電磁力がより大きい。
- (b) プラズマ、ブランケット、遮蔽などの空間とアスペクト比の関係から超電導コイル断面積を大きくとれないこと、および高磁界・大起磁力の故に導体と冷却通路の断面積が大きくなること、によって構造物のスペース・ファクターが小さくなる。
- (c) ブランケットや遮蔽からの要請で、D型コイル外側部分を一定応力形状からR方向へ50 cmずらしたため、曲げ応力が生じて応力分布に大きなピークが生じた。

拡張力による応力値を減ずるためには、

- (A) プラズマにおけるトロイダル磁界の大きさを低減する。
- (B) コイルのD型形状を縦長に変更して一定応力形状に近づける。
- (C) D型直線部と円弧部の境い目の支持構造を補強する。
- (D) Oval 形状による応力低下の可能性を検討する。
- (E) コイル部分の占有断面積を増加させる。
- (F) 更に導体の電流密度を高め、構造物のスペース・ファクターを大きくする。

などの方策が考えられるが、(A)は炉の性能の低下を招くので除外するとし、超電導マグネット設計の立場からは(F)は既に限界に近いので、他の方策、(B)、(C)、(D)、(E)を検討することによって、拡張力による最大応力を25 kg/mm²以下に低減できるものとする。これを今後の検討課題としたい。

向心力によって支持シリンダと支持リングに生ずる圧縮応力は21~23 kg/mm²であり、十分許容応力値内にあると考えられる。

支持シリンダは、厚さ15 cmの厚肉構造をとる必要上、渦電流損の低減のため周方向に分割している。ポロイダルコイル間に設置されている支持リングが支持シリンダの内側にあるので、支持リングによって支持シリンダは均一な反力を受け、分割した支持シリンダの座屈を防止することができる。トロイダルコイル組立時のアラインメントを精度よく行うことが向心力支持の重

要なポイントになると思われる。

倒し力と拡張力によるトロイダルコイルの最大変位は、本設計で採用した支持方法 (Figs. 5.19, 5.20) で 24 mm であり、ディスク構造物の最大応力は 40 kg/mm^2 を越えてしまう結果となった。この値は従来の低温構造設計上実績の乏しい範囲にあり、実験炉の段階では保守的な許容応力値に低減させる必要がある。

倒し力に対する支持方法として、今回の設計に使われている直線的支持梁の他に、次のものが考えられる。すなわち、

- ① 直線的支持梁に加え、トルク剛性を増す必要のある部分にクロス・ビームを入れる。
- ② センタ・ポストとトルク・フレームを設け、倒し力に対する支持と拡張力に対する支持を兼ねる。
- ③ トロイダルコイルに作用する倒し力を小さくするようにポロイダル磁界配置を最適化する。②の方法は ANL-EPR¹⁾ で考えられており、この考え方を採用したトロイダルマグネット構成の例を Figs. 5.22, 5.23 に示す。これは支持構造物が室温から低温にわたっており、かなり大きい熱侵入が生ずると共に、熱応力の問題も発生する。③の方法は GA²⁾ と ORNL³⁾ で考えられているが、超電導コイルの内側に一部のポロイダルコイルを配置しなければならないという技術的困難が問題となる。

以上のことから、倒し力に対する支持は低温領域で可能な①の方法を採用し、拡張力による応力をできるだけ減ずる方策を取捨選択し、拡張力と倒し力が同時に印加したときのディスクの最大応力を 30 kg/mm^2 以下にするようなトロイダルマグネットのコイル構成と支持構造を検討しなければならない。なお、極低温における許容応力値としてどこまでとりうるかが今後の重要な研究課題である。

5.8 まとめ

トロイダルマグネットには電磁力、熱応力、自重、地震力などが働く。定常運転時には熱応力は無視できるとして検討から除外した。上記の荷重の中で特に問題となるのは1コイルあたり10万トン以上にもなる電磁力である。しかも、通常の大型構造物の設計と大きく異なることは、コイル全体がクライオスタットの中で液体ヘリウム温度にあることである。このことから、冷却負荷が大きくなるような設計は許されない。

以下に本章で検討された構造設計・解析をまとめて述べる。

- (1) 導体に発生する電磁力はステンレス鋼の超電導ディスクによって支持される。
- (2) 拡張力によって超電導ディスクに生ずる応力は最大で 35.3 kg/mm^2 (Nb_3Sn)、 40.9 kg/mm^2 (Hybrid) である。 $\text{Nb}_3\text{Sn-NbTi Hybrid}$ の場合、ステンレス鋼のスペース・ファクターが小さいので構造設計が困難である。
- (3) 超電導ディスクの形状は Constant tension 形状から横長に変形されたものであるから、均一応力からかなりずれている。最大応力と平均応力の比は約 1.8 である。
- (4) 向心力はコイル直線部の楔と支持シリンダ、支持リングにより支持される。その割合は、62% (楔)、11% (支持シリンダ)、27% (支持リング) である。

- (5) 倒し力が拡張力に重畳された時に超電導ディスクに生じる最大応力は 48.9 kg/mm^2 (Nb_3Sn), 56.6 kg/mm^2 (Hybrid) である。この時の最大変位は約 24 mm になる。
- (6) 電磁力支持の観点から, Nb_3Sn のみの High-T_c 方式を採用する。
- (7) 自重は1コイルあたり2個の架台からピン・レバー方式で吊り下げられることにより支持される。
- (8) 水平方向と垂直方向に同時に 0.3 G の地震力が働いた場合, 最大応力値 2.47 kg/mm^2 が生ずる。
- (9) コイル導体の断面は扁平であるが, 拡張力により座屈が起ることはない。
- (10) 今後の課題として, 拡張力および倒し力により超電導ディスクに生じる応力を減少させるために, クロスビームを追加するなどの支持構造の検討の他, コイル形状や電流密度を含めたシステム全体の最適化が必要である。

参考文献

- 1) W. M. Stacey et al. : ANL/CTR-76-3 (1976)
- 2) C. C. Baker et al. : GA-A 14000 (1976)
- 3) M. Roberts et al. : ORNL-TM-5574 (1976)

Table 5.1 構造材中の応力値 (各要素における最大値)

C B A R ^(*)				C Q U A D 4 ^(*)			
要素番号	拡張力 T E M F	倒し力 P E M F	拡張力+倒し力 T E M F + P E M F	要素番号	拡張力 T E M F	倒し力 P E M F	拡張力+倒し力 T E M F + P E M F
111	27.1	21.7	48.9	122	43.8	3.63	44.2
119	29.8	9.51	39.3	172	43.8	3.60	44.1
106	27.6	9.51	38.7	153	37.8	3.58	38.2
112	26.9	9.08	35.6	103	37.8	3.58	38.0
113	26.8	9.16	35.0	171	27.4	8.99	33.0

(単位 kg/mm^2)

(*) C B A R はバー要素, C Q U A D 4 はパネル要素部分を示す。

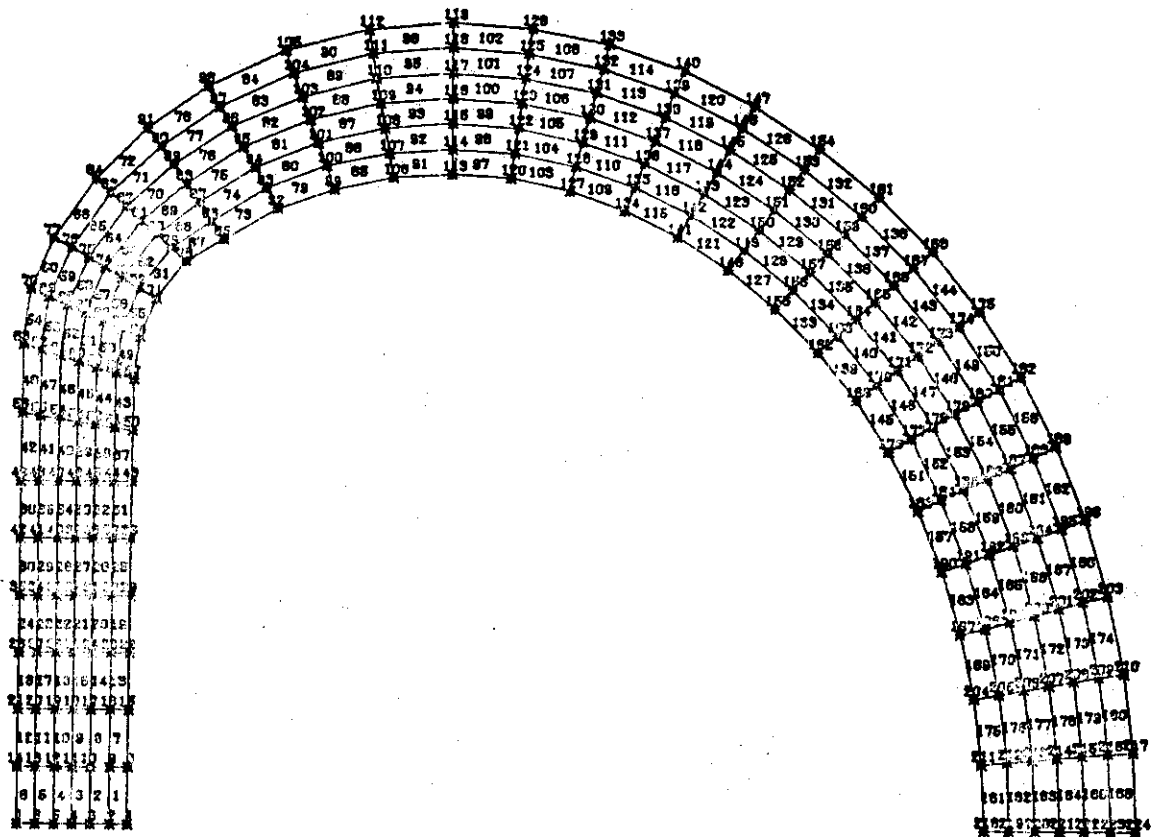


Fig. 5.1 コイル応力解析モデル

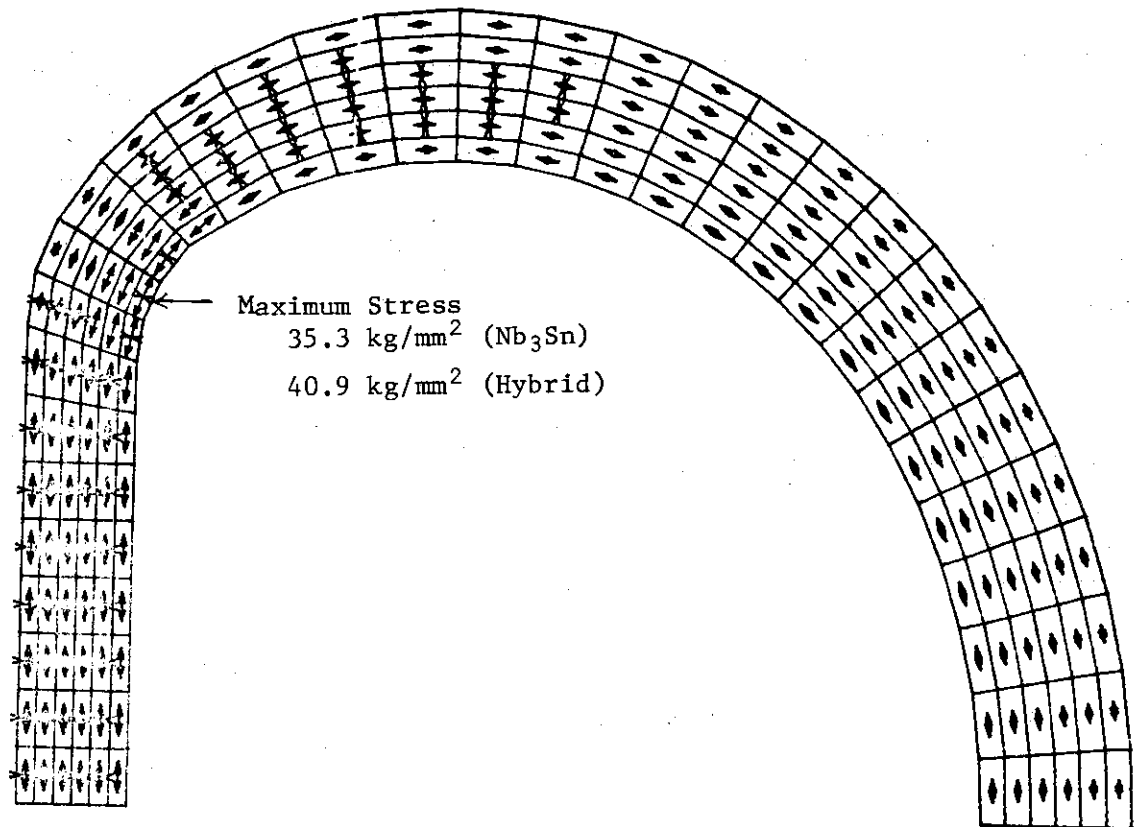


Fig. 5.2 コイル応力分布図

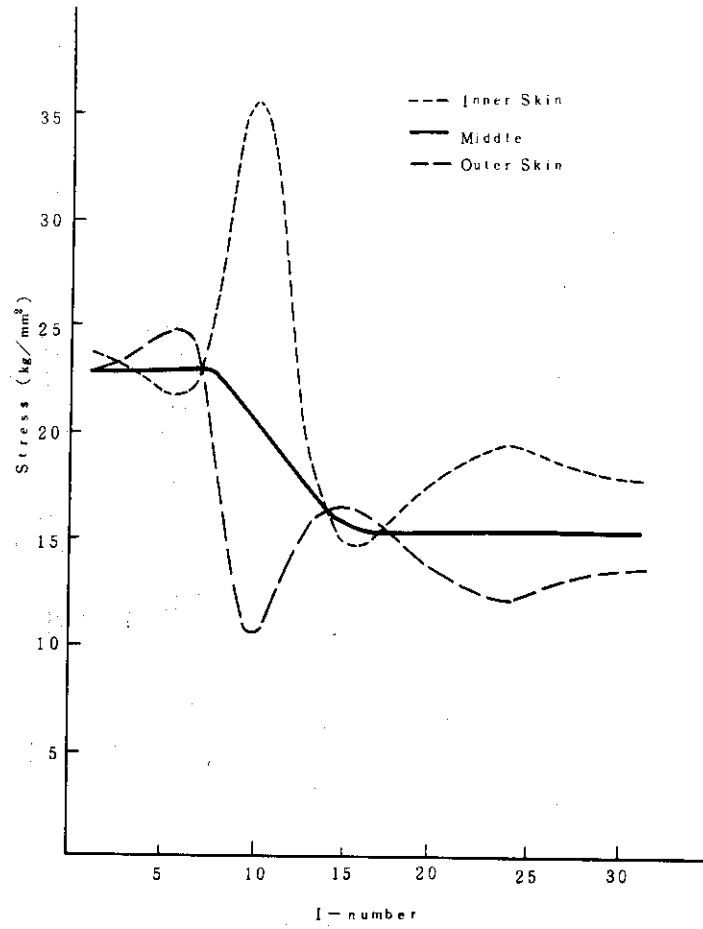


Fig. 5.3 トロイダル・コイル応力分布 (Nb₃Snで)

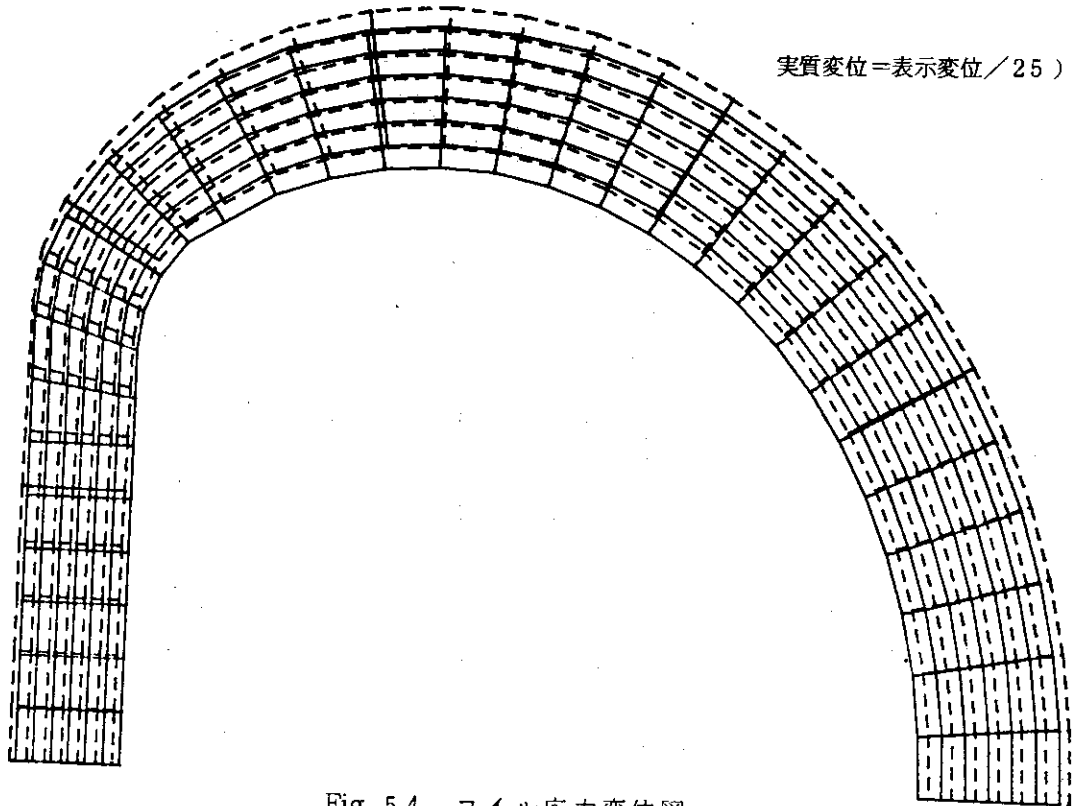


Fig. 5.4 コイル応力変位図

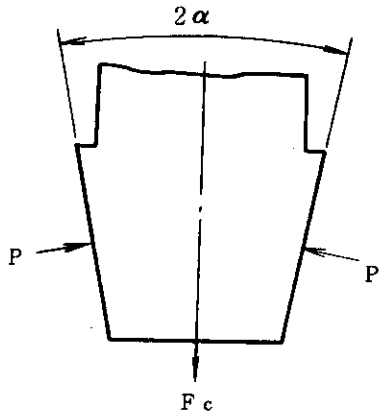


Fig 5.5 (a) 楔部作用力モデル

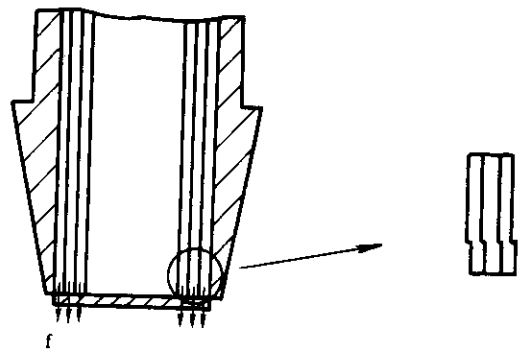


Fig. 5.5 (b) ディスク部分構造

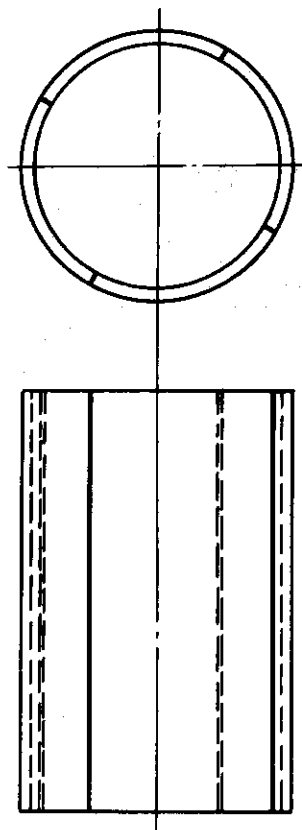


Fig. 5.6 支持シリンダ概念図

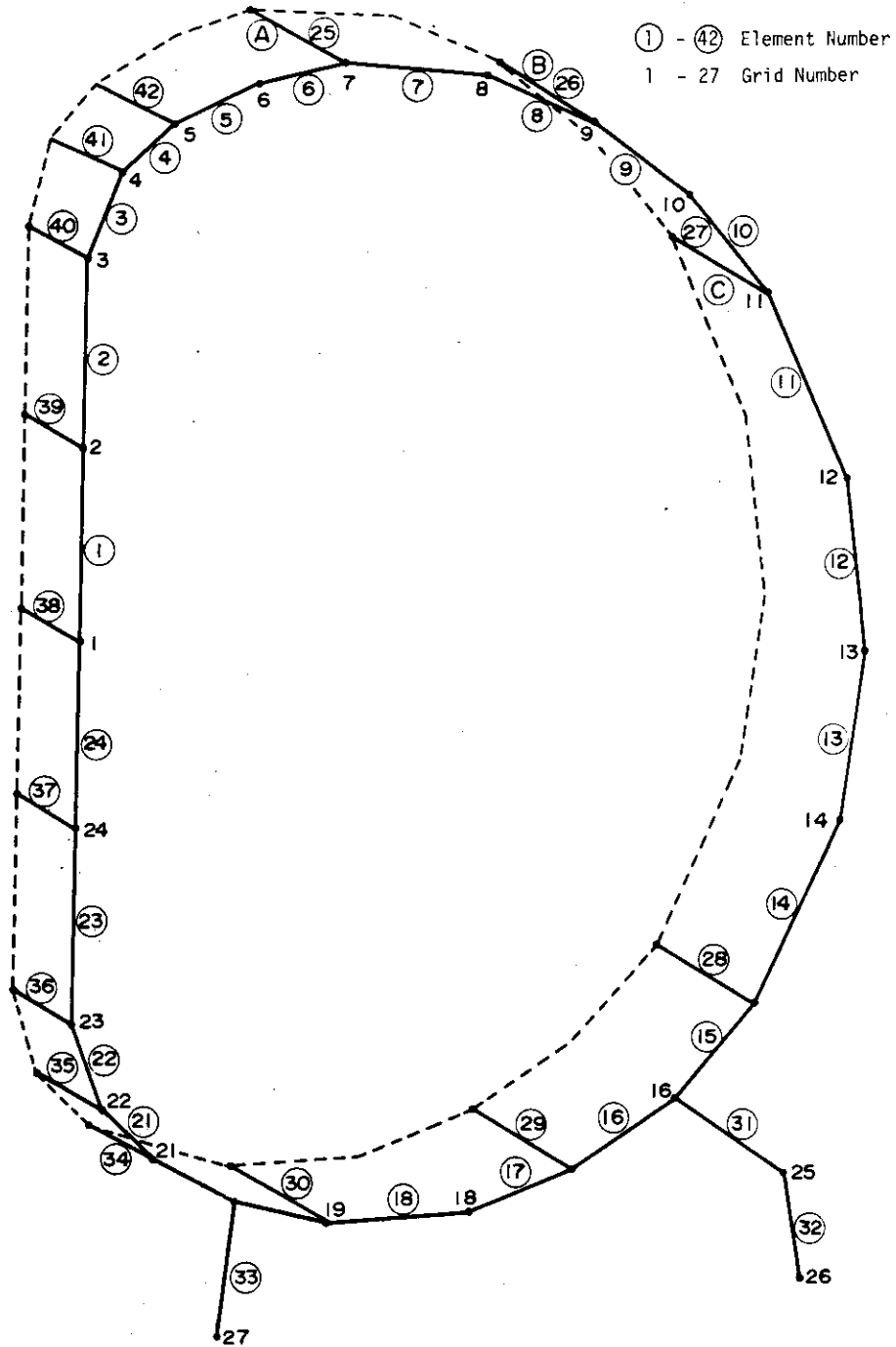


Fig. 5.7 構造解析モデル図

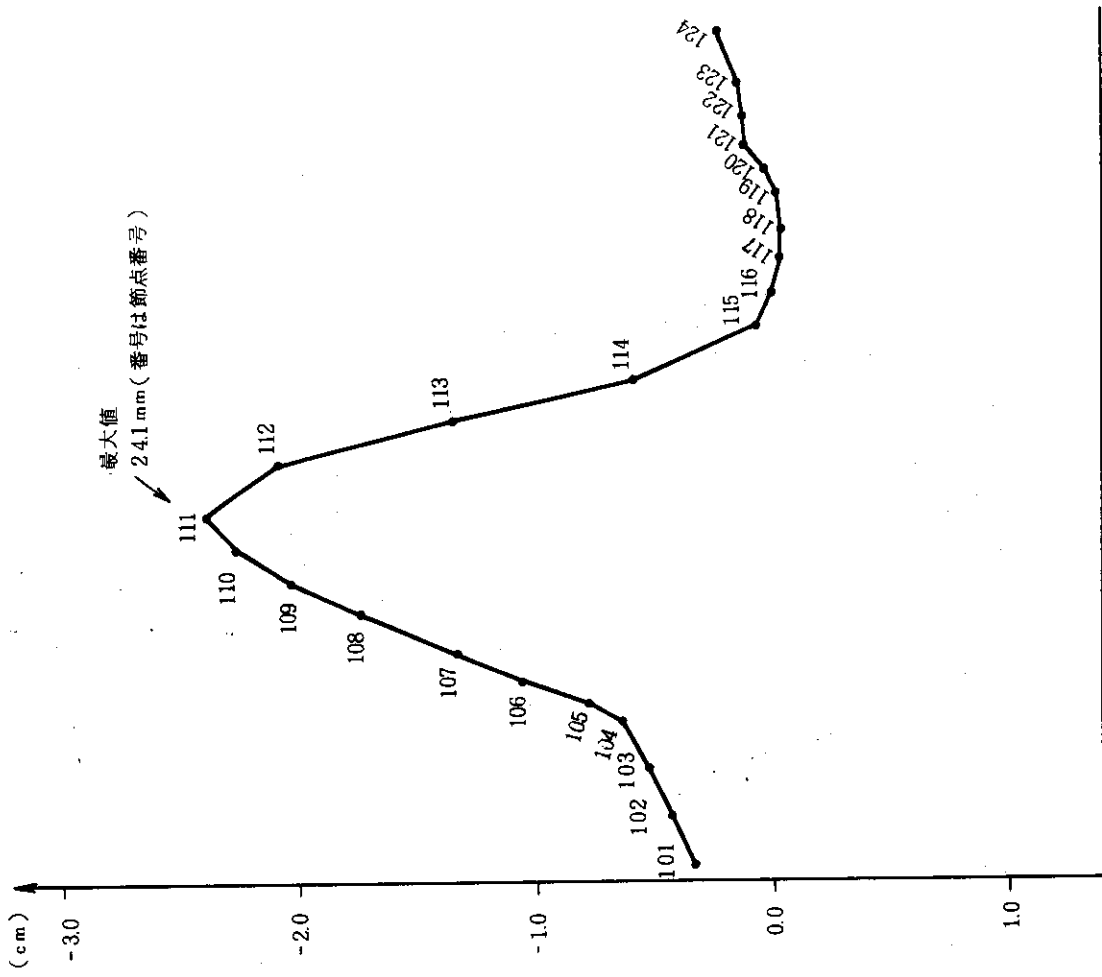


Fig. 5.9 各節点の変位分布 (θ 方向)

倒し力のみ働いた場合

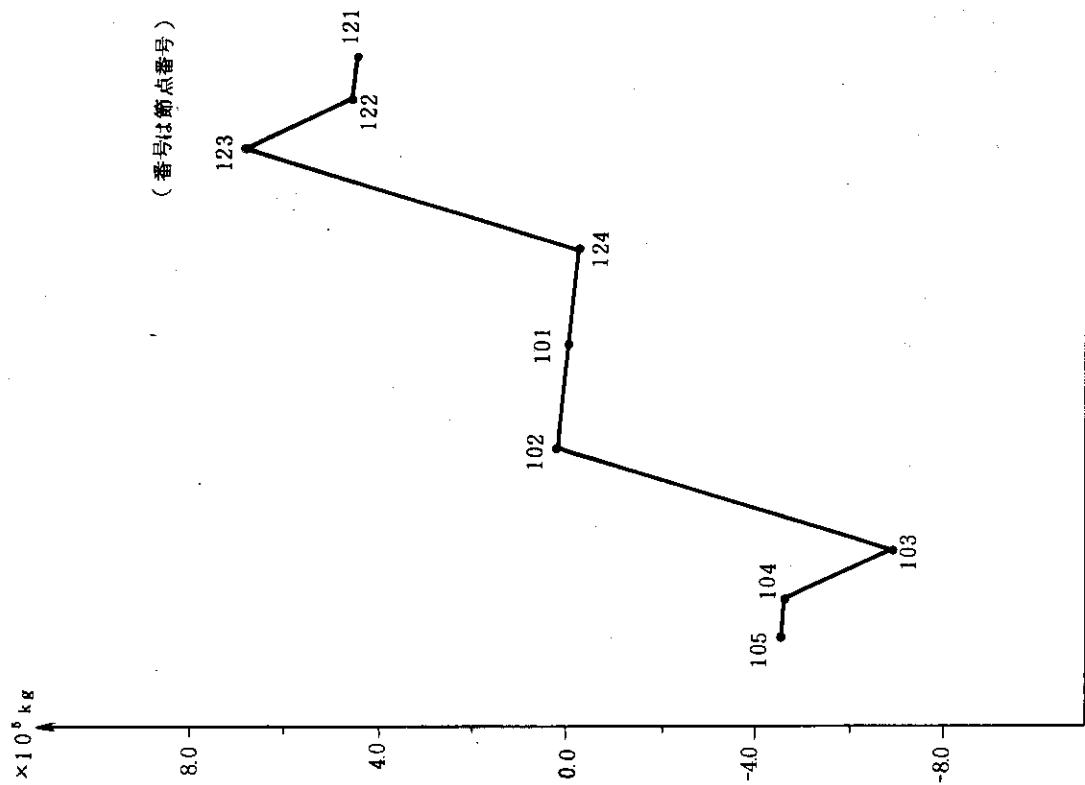


Fig. 5.8 倒し力の荷重分布

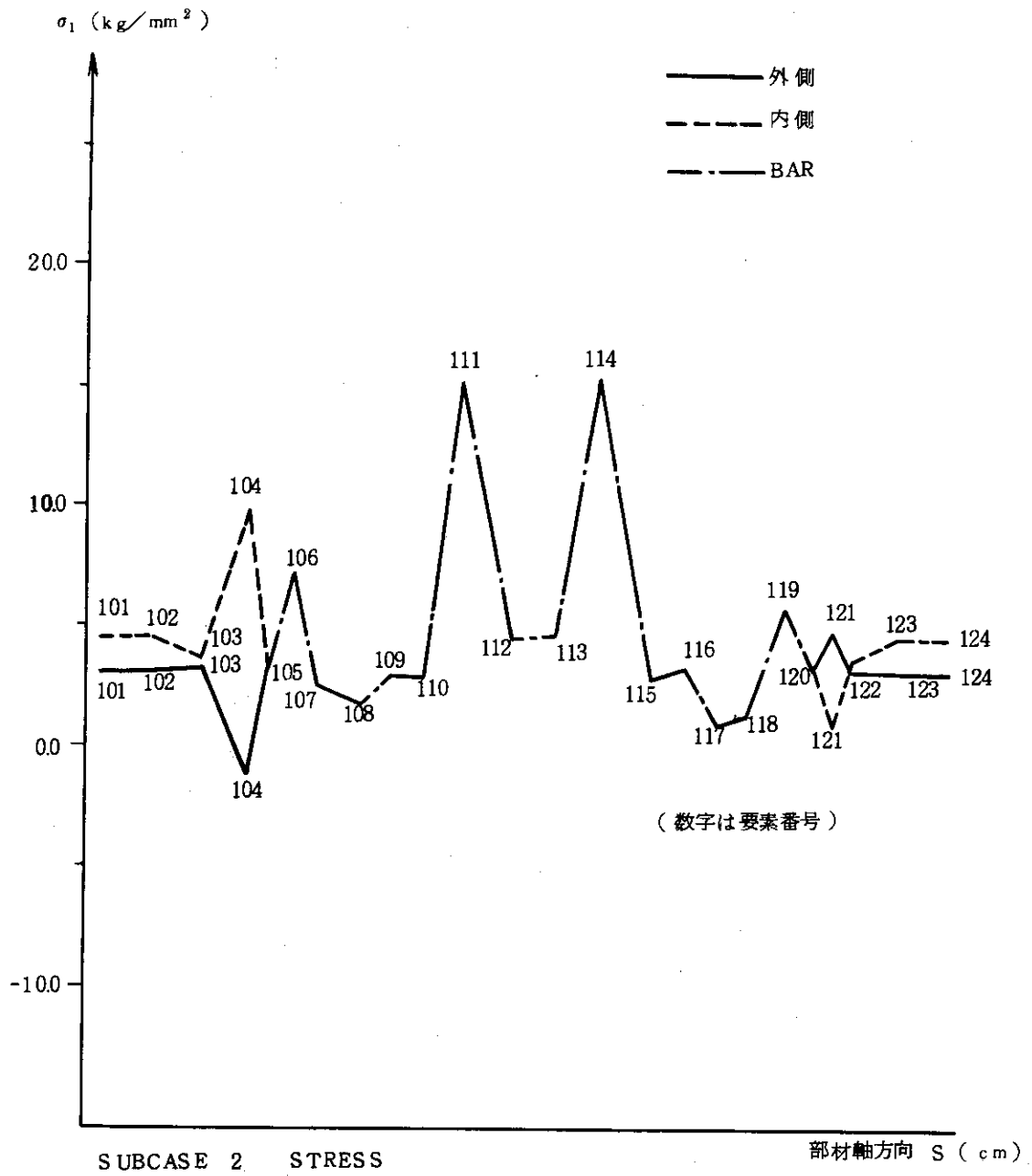


Fig. 5.11 各要素における平均応力値 (倒し力作用時)

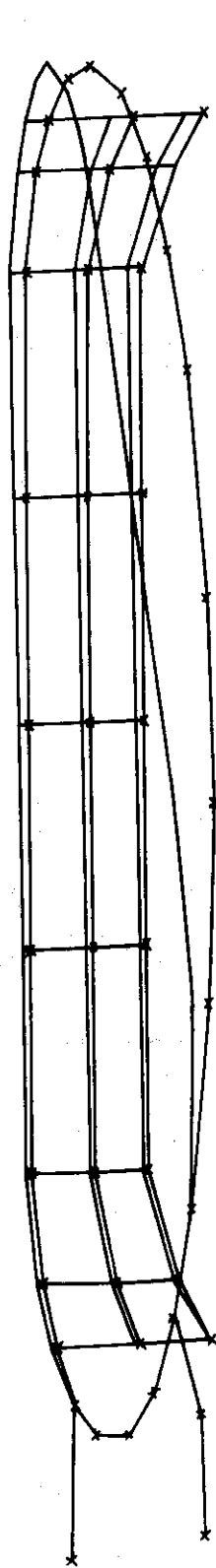


Fig. 5.10 電磁力作用時の変位
(倒し力のみの場合)

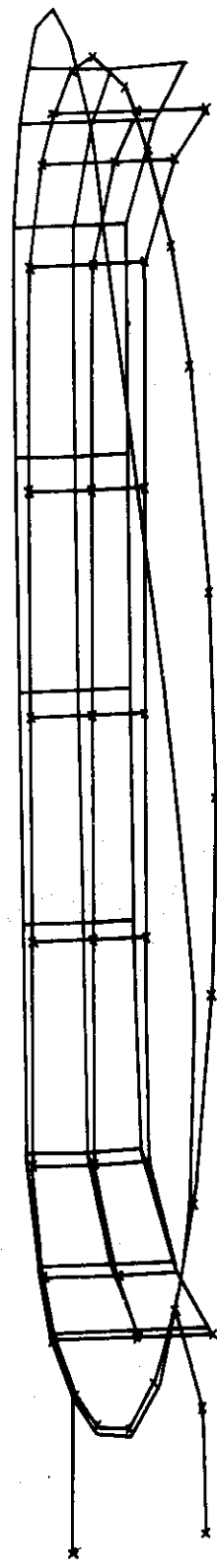


Fig. 5.12 電磁力作用時の変位
(倒し力+拡張力)

(Displacement : Enlarged 35 Times)

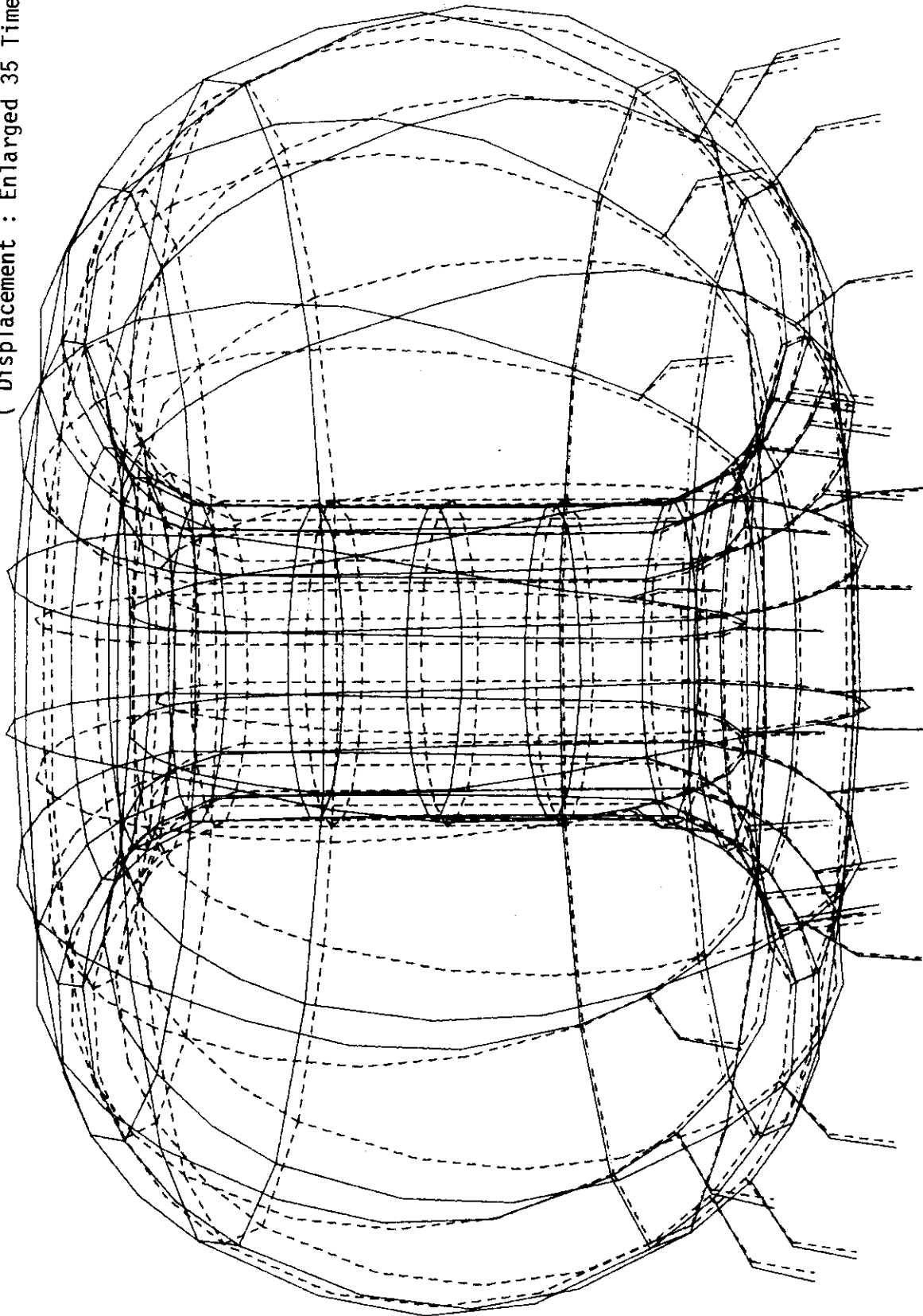


Fig. 5.13 電磁力作用時の変位の立体図
(倒し力+拡張力)

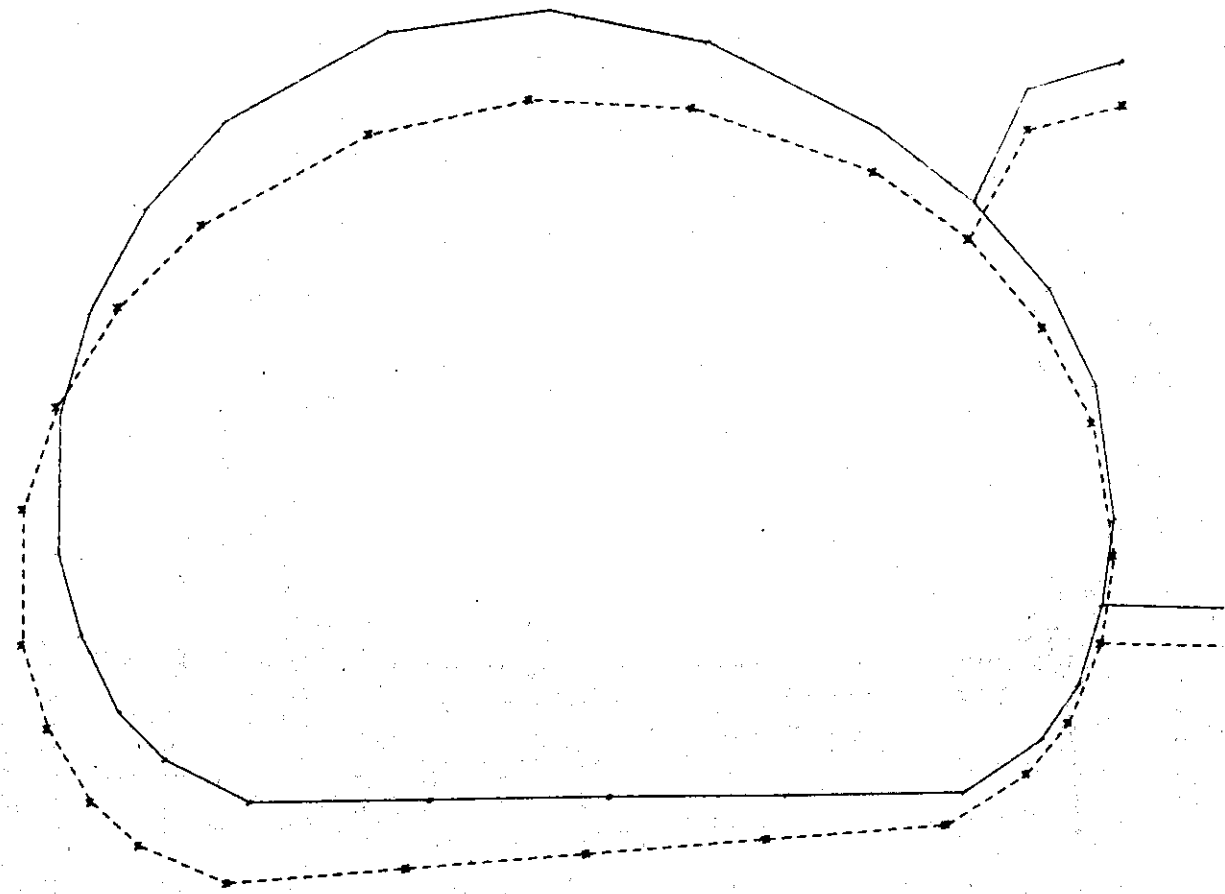


Fig. 5.15 自重および地震力によるコイル変位図

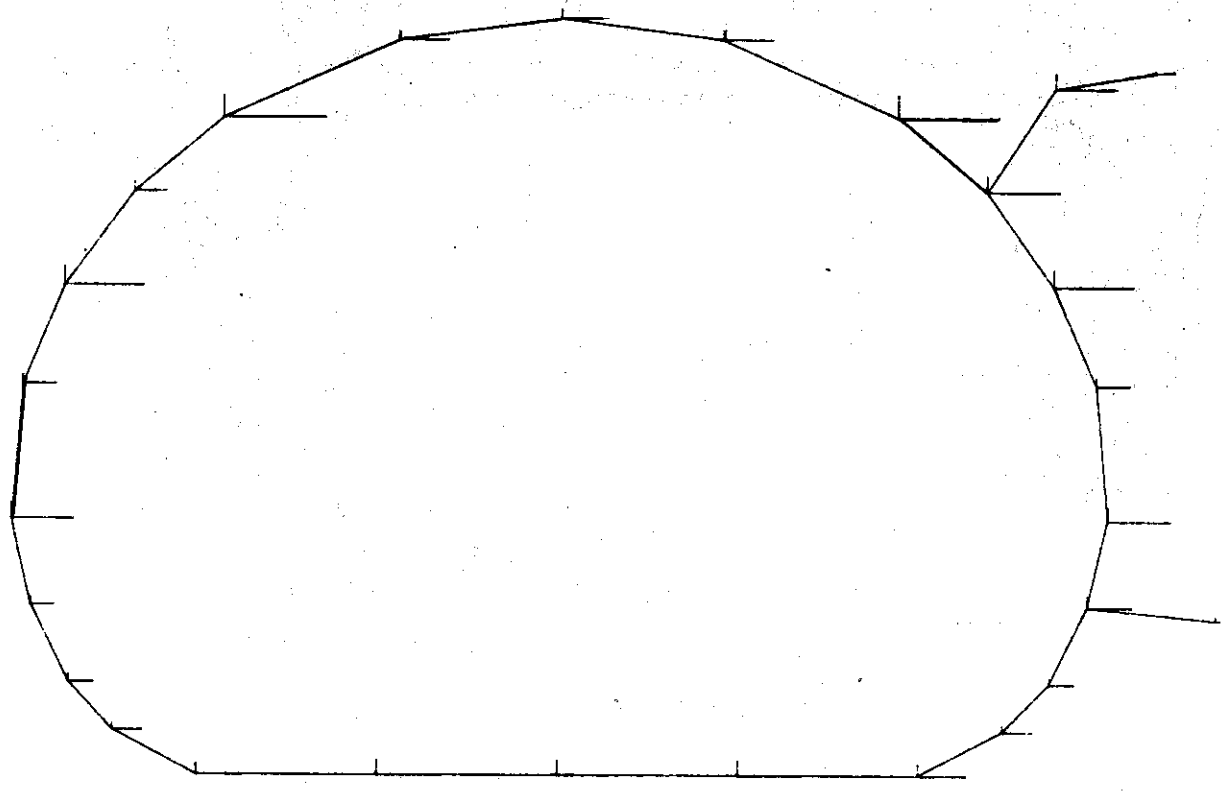


Fig. 5.14 自重および地震力の作用図

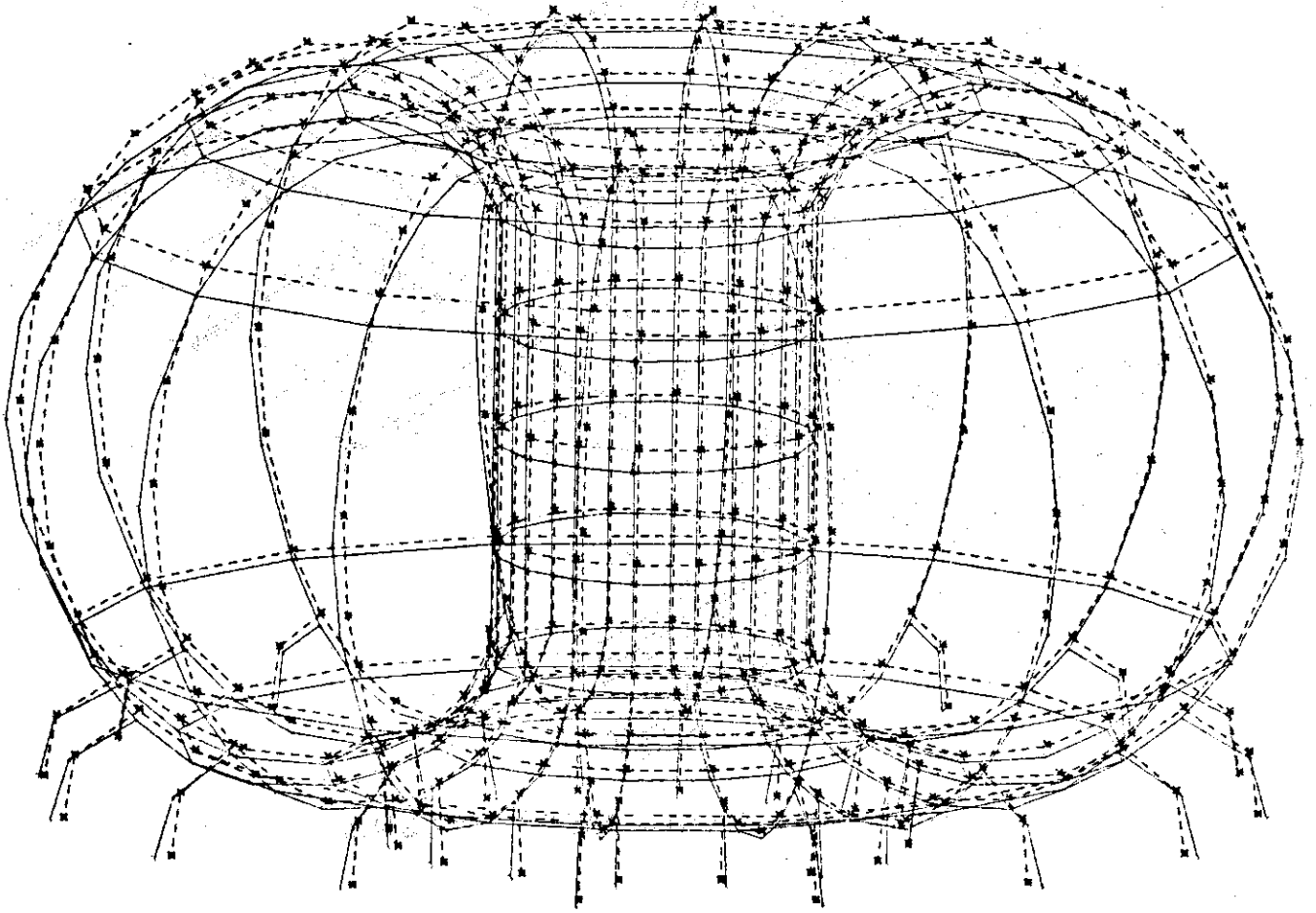


Fig. 5.16 自重および地震によるマグネット変位図

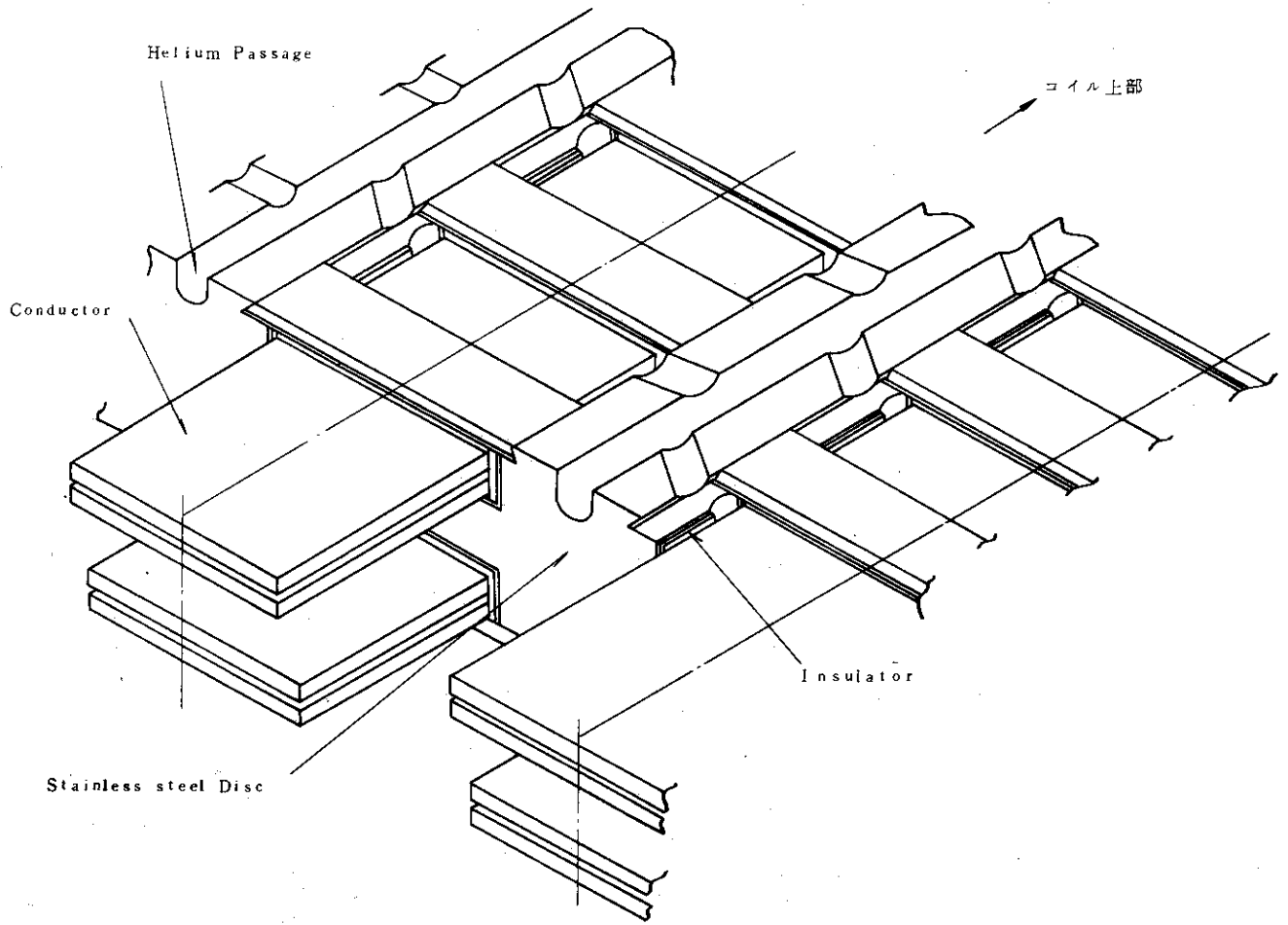


Fig. 5.17 コイル導体と超電導ディスク鳥瞰図

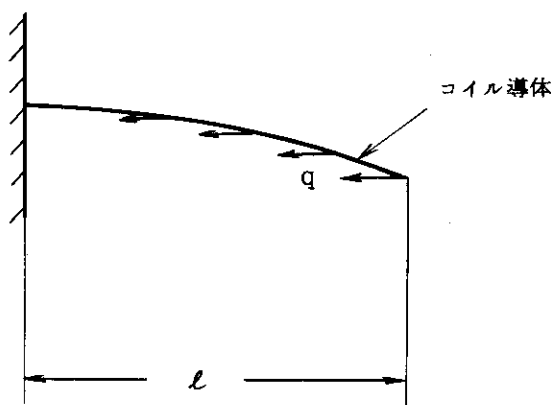


Fig. 5.18 (a) コイル導体の座屈

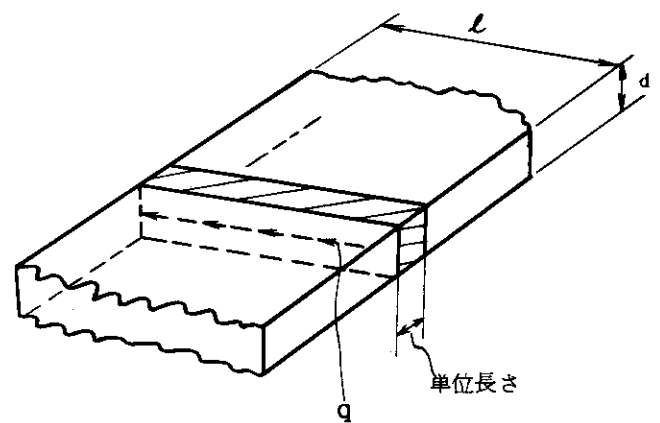


Fig. 5.18 (b) コイル導体の形状

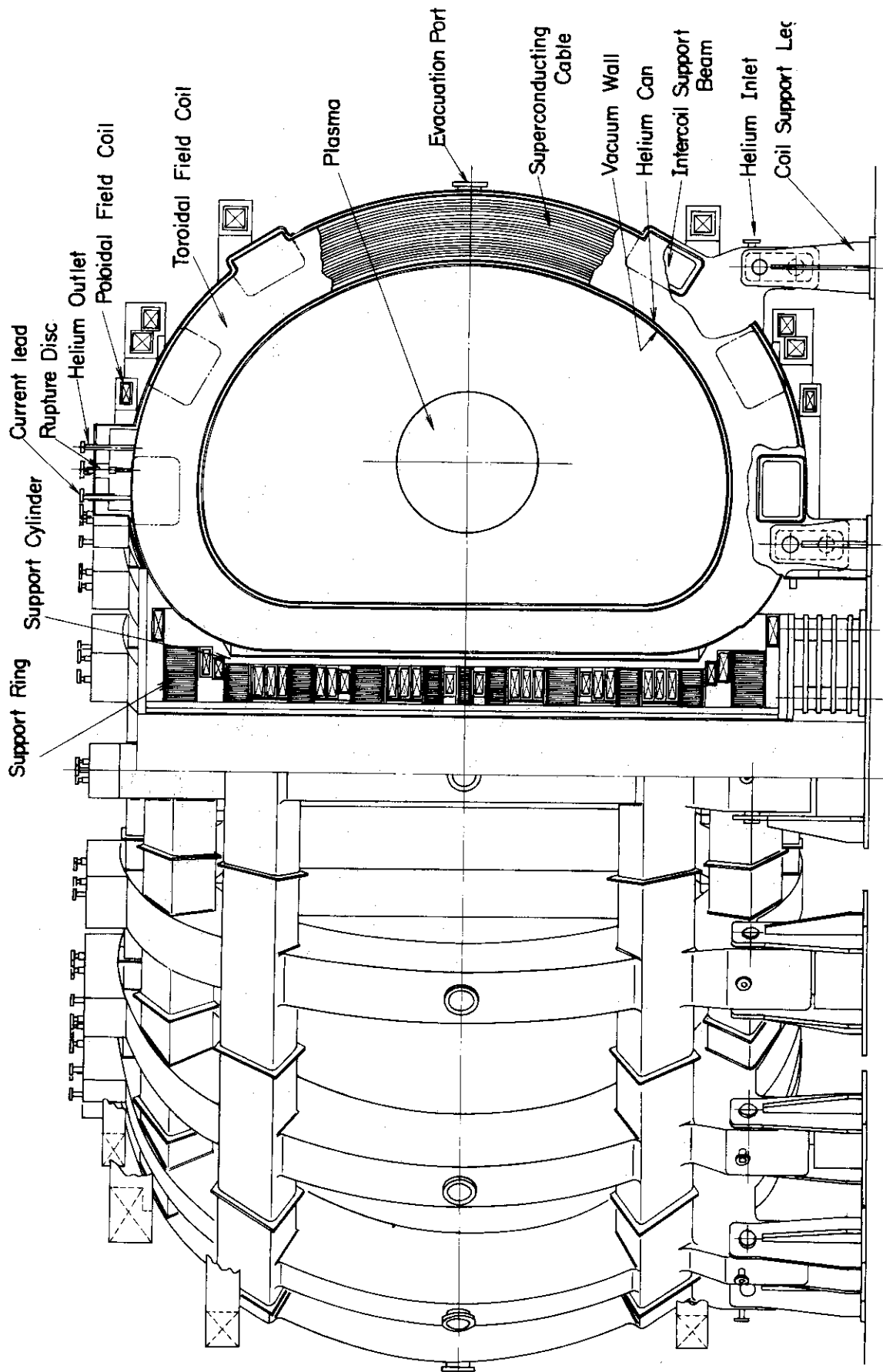


Fig. 5.19 トロイダルマグネット立面図

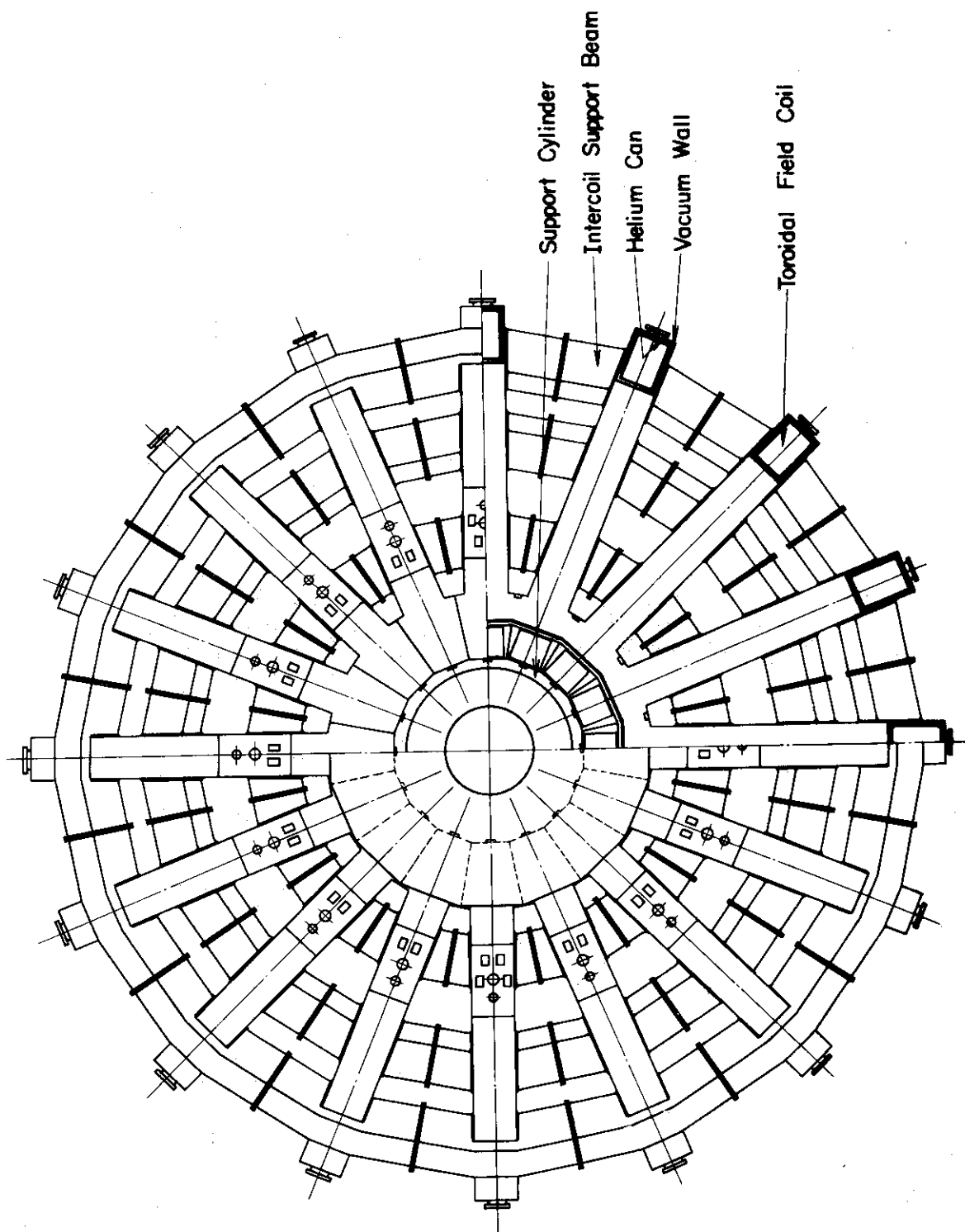


Fig. 5.20 トロイダルマグネット平面図

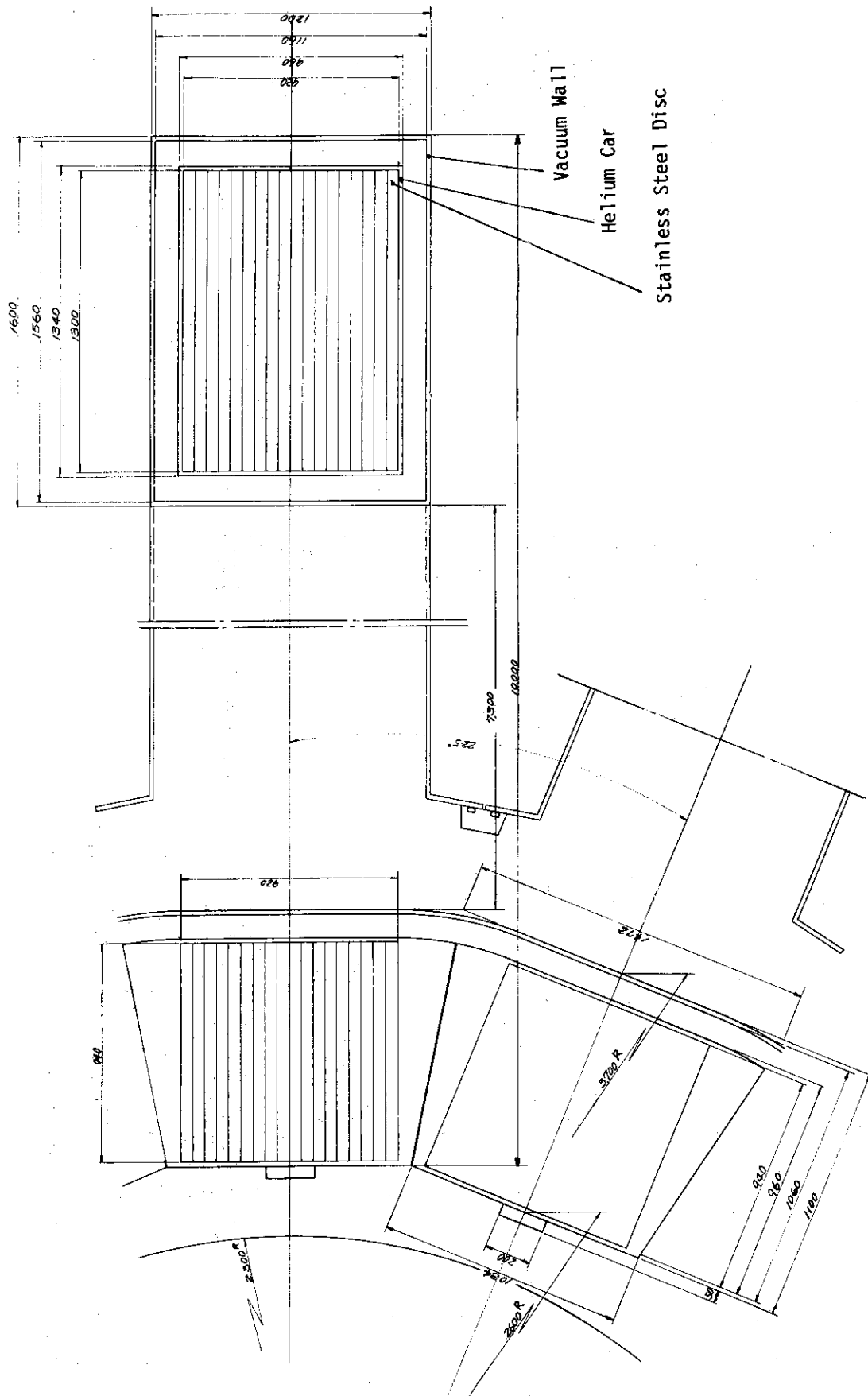


Fig. 5.21 トロイダルマグネット断面図

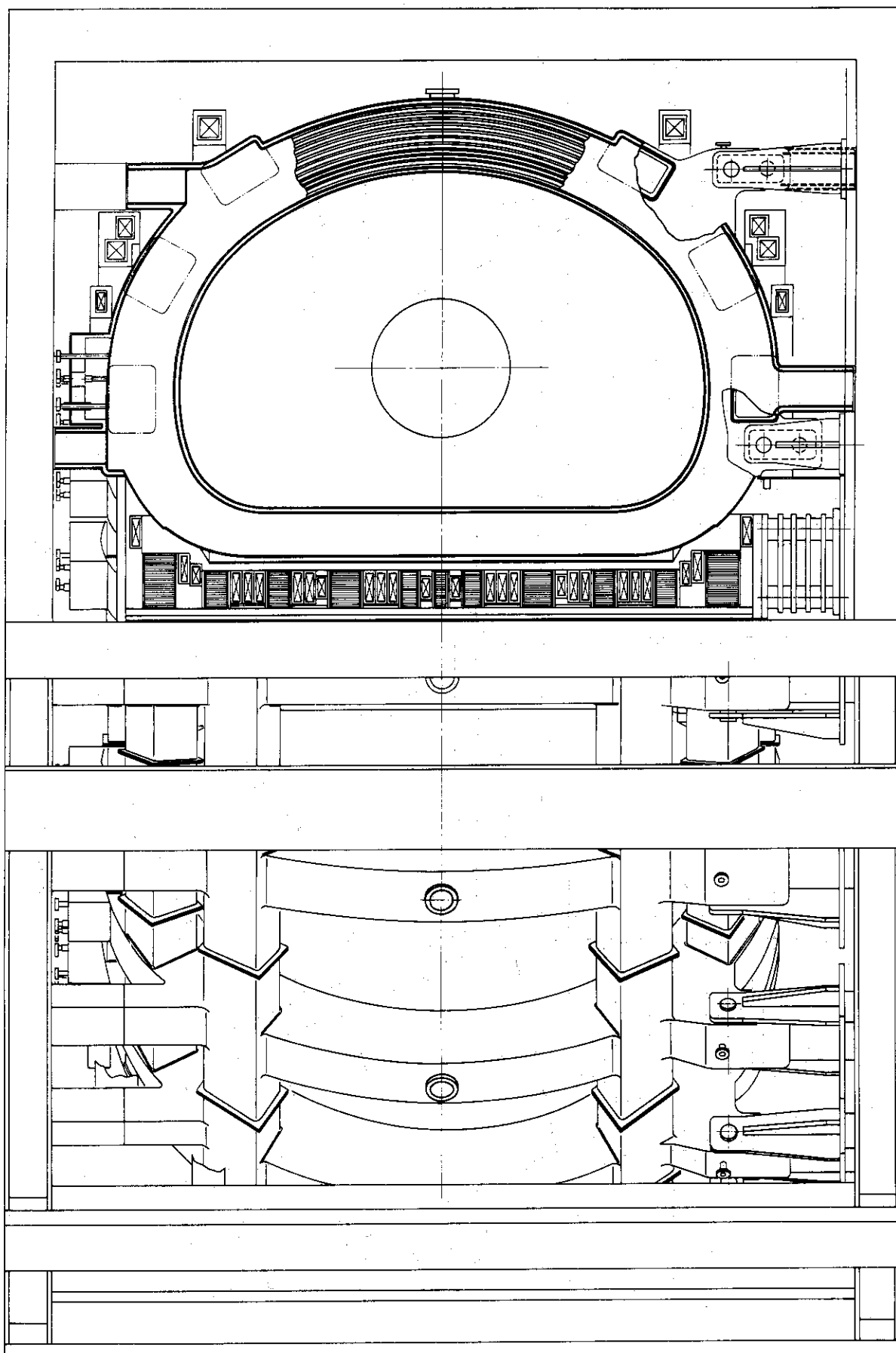


Fig. 5.22 トロイダルマグネット立断面図(トルクフレームのある場合)

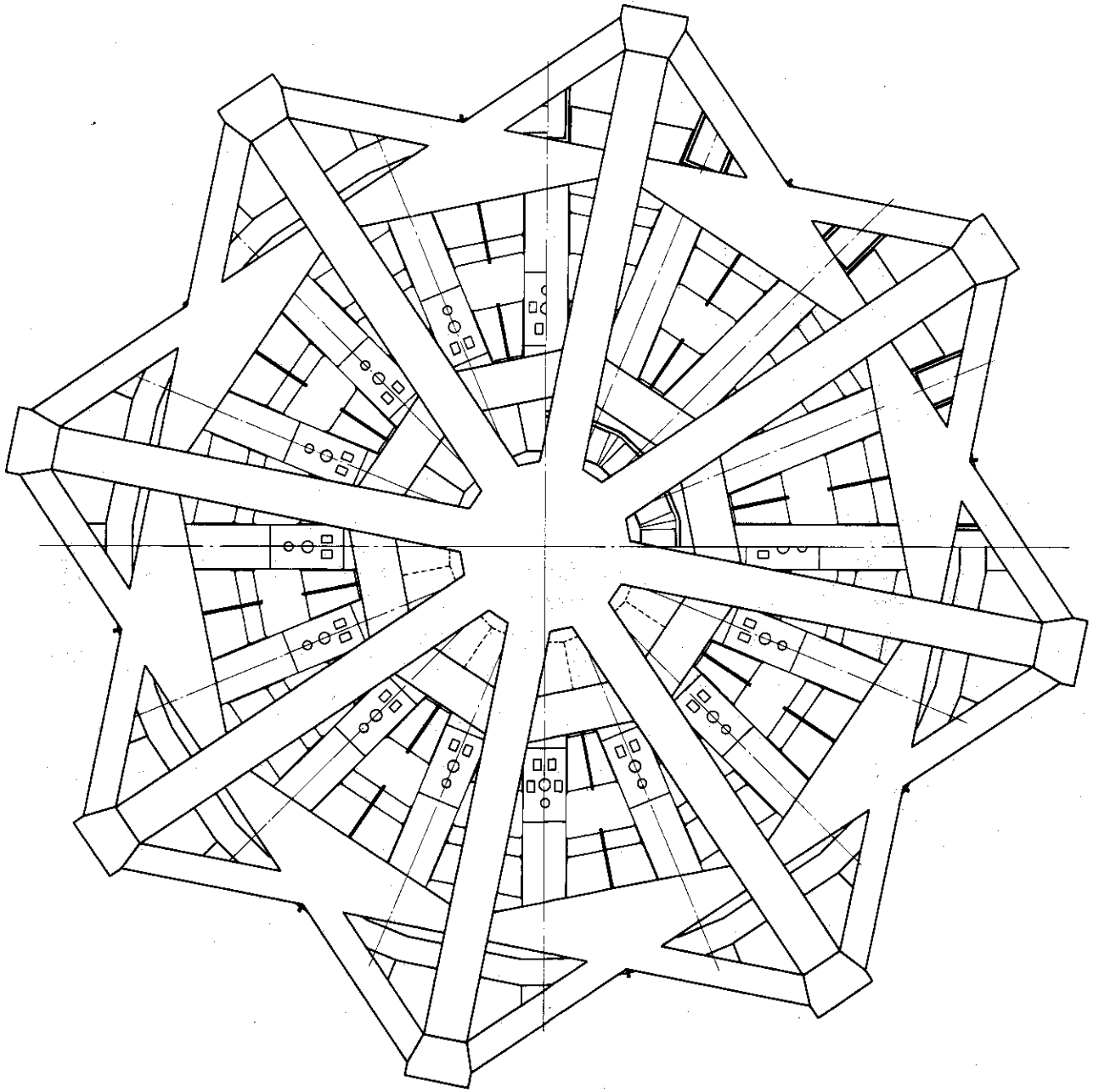


Fig. 5.23 トロイダルマグネット平面図
(トルクフレームのある場合)

6. クライオスタット構造設計

6.1 クライオスタットの構成

第5章に述べたように超電導線は、強大な電磁力を支えるためにディスクに埋め込まれている。これらのディスクは相互に電氣的に絶縁して、全体として He 槽に収納されているが、各ディスク間は仕切られており、各々別個の He 空間を形成している。この He 槽は 4.2 K に保たれ、真空雰囲気中に置かれている。

真空槽外壁から He 槽への熱負荷を低減するために多層積層断熱材（スーパーインシュレーション；S. I.）を施工する。そして、この間の最適位置に熱シールドを設ける。

スーパーインシュレーションは、薄い反射材とスペーサ材を多数枚交互に重ね合わせて構成される。この見掛け上の熱伝導率は、反射材やスペーサ材の特性にもよるが、単位厚さ当りの枚数に大きく依存し、侵入熱量を最小にする最適枚数が存在する。この最適枚数は、高温側、低温側の温度の組合せでも異なる。

熱シールドには、①液体 N_2 を流す方法、② He 槽で蒸発した He 蒸気を流す方法、③ He 冷凍機の間段階から低温ガスの一部を流す方法、の3通りがある。ここでは、超電導線や構造物における発熱も考慮した上で、伝導による冷却負荷の低減と冷凍システムの構成の両者を合せて検討して、③の方式を採用する。

トロイダルマグネットの主軸側は熱絶縁を施さず He 槽そのままである。これは、主軸側におかれたトロイダルコイルの外径側が He 温度に保たれるので、上下部からの輻射熱を低減すれば十分だからである。

トロイダルコイルに働く向心力の支持は、第5章に述べたように、コイル相互の楔構造と中心におかれた支持シリンダおよび支持リングで分配して受ける構造になっている。トロイダルコイルはそれ自身に働く向心力によって主軸側に移動し、支持シリンダに密着して、支持シリンダを所定の位置に保つ。

Fig. 6.1 に示すように、円周上に配置された 16 個のクライオスタットは、その真空フランジが、支持シリンダの外側におかれたカゴ形フランジの各面に密着して一体となる。カゴ形フランジの上部と下部に蓋をかぶせ、真空槽を形成する。

コイル相互間に働く倒し力は、コイル間の円周方向に設置された上下各 3 個の支持梁によって支える。この支持梁は He 温度に保たれる。

6.2 積層断熱材（スーパーインシュレーション）

スーパーインシュレーション（S. I.）は、 $A \ll 1$ などの反射率の高い金属薄膜（実際には $A \ll 1$ 着マイラが用いられることが多い）反射材と反射材間の接触による伝熱侵入熱を低減するためのグラスファイバー等のスペーサ材を交互に重ね合わせて構成される。

S.I.の積層方向の熱流束は、輻射による項と接点を通っての伝導による項の和で表わされる。接触部を通っての伝導項は、実際的にS.I.のスペースファクタ ξ を用いて表わすことができ¹⁾結局次式のように表わされる。

$$g = \frac{\sigma f(\epsilon)}{N} (T_H^4 - T_L^4) + \frac{\lambda_c}{\ell} (T_H - T_L) \quad (6.1)$$

$$f(\epsilon) = \left(\frac{1}{\epsilon_g} + \frac{1}{\epsilon_{A\ell}} - 1 \right)^{-1}$$

$$\lambda_c = \alpha \xi^p$$

$$\xi = \frac{N}{\ell} t = nt$$

ただし、 T_H : 高温側温度 (K)

T_L : 低温側温度 (K)

N : S.I. 全層数

n : 単位厚み当りのS.I.の層数

t : S.I. 1層の厚さ

ℓ : S.I. 断熱層の厚み

ϵ_g : グラスファイバー輻射率

$\epsilon_{A\ell}$: $A\ell$ 面輻射率

σ : ステファンボルツマン定数

(6.1) 式の第1項の輻射による熱流束は反射材の枚数の増加と共に減少する。他方、第2項の伝導項は単位厚さ当りの層数増加と共に大きくなり、全熱流を最小とする最適層数が存在する。(6.1) 式の第2項の λ_c を与える定数 α および p は、これまでに発表されたS.I.の熱伝導率の実測値の代表例^{2, 3, 4)} (Table 6.1) から求めた。

(6.1) 式の熱流束を用いて、次のようにS.I.の有効熱伝導率を定義する。

$$g = \lambda_{\text{eff}} \frac{T_H - T_L}{\ell} \quad (6.2)$$

したがって、(6.1)、(6.2) 式から

$$\lambda_{\text{eff}} = \alpha t^p n^p + \sigma f(\epsilon) (T_H^3 + T_H^2 T_L + T_H T_L^2 + T_L^3) \frac{1}{n} \quad (6.3)$$

となり、有効熱伝導率は T_H 、 T_L にも依存する。

(6.3) 式を用いて、 $T_H = 300\text{K}$ 、 $T_L = 4.2\text{K}$ のときの有効熱伝導率を、中間にはさんだシールド温度をパラメータとして計算し、その結果の1例をFig. 6.2に示した。この図を見ると、高温側、低温側にそれぞれ最適枚数があることが分かる。Fig. 6.3に最適枚数を用いた時の有効熱伝導率をシールド温度の関数として示した。

6.3 向心力支持に関する熱的検討

トロイダルコイルには 64×10^6 kg / コイルの向心力が働き、これをコイル直線部の楔の張合いと中心におかれた支持シリンダと支持リングで支持する。この支持割合を設計値通りにするには、コイルを精度よく対称に配置することが必要である。この目的のために、電気絶縁性のキーを Fig. 6.4 に示すように使用する。支持シリンダは、コイルに働く向心力をトロイダルマグネットの He 槽で所定の位置に維持するので、常温からのサポートは必要ではない。したがって、熱侵入は輻射によるものだけになるが、主軸側上・下部がポロイダルコイルの低温部と接しているため、熱的な面からの問題はない。ただし、この場合ポロイダルコイルの発熱は支持シリンダに伝達されないとみなしている。

ポロイダル磁界の変動によって支持シリンダに誘起される渦電流損を低減するため、支持シリンダは少なくとも1周が電氣的につながってはいけない。分割数はできるだけ多い方が望ましいが、支持シリンダに要求される強度の面から制約が生じる。この誘起電圧は大きくないので電気絶縁性は厳しいものではないが、圧縮力によって生ずるフープ圧縮応力が制約条件となる。支持シリンダおよび支持リングの構造解析および具体的な構造の検討は第5章で述べた。

6.4 倒し力支持に関する熱的検討

ポロイダル磁界とトロイダルコイルの電流の相互作用による電磁力はコイルの上部と下部で反対方向に働くので、コイルを倒そうとするモーメントが作用する。この倒し力に対抗するため、隣接コイルの側面を結合する梁を設けラーメン構造としている。この梁及びコイル側面に生ずる応力については第5章で述べた。

この梁の所要全断面積は約 $3 \text{ m}^2 / \text{coil}$ にも達するので、常温部分で支持すると伝導による侵入熱量は、 N_2 シールドを設けたとしても

$$Q_c = \frac{a}{\ell} \int_{4.2}^{7.8} \lambda(T) dT \sim 19.2 \text{ kW/coil} \quad (6.4)$$

となり、クライオスタットを構成することはできない。したがって、コイル間を接続する支持梁は He 温度に維持し、その周りを、クライオスタット本体の真空断熱と同様に、スーパーインシュレーションと He ベーパーシールドで断熱する。

また、支持梁とコイル側面との間を電氣的に絶縁することによって、16個のトロイダルコイル系が電氣的なループを形成することを妨げる。この絶縁物としては、F. R. P. を用いる。

接続部の構造は、Fig. 6.5 に示すように、真空槽はベローズとし、まず隣り合ったコイル間の相対応する中空支持梁を溶接し、切欠き部を利用して内部にある超電導線のリードを接続し、切欠き部に蓋を溶接し、スーパーインシュレーションを施工し、ベローズの両端に設けたフランジを密着させることにより形成する。

6.5 自重支持構造

トロイダルコイル一基当りの重量は、真空槽を別として、約300トンに達する。この重量を真空槽から吊り下げることによって常温部から支えることは、真空槽自体の剛性を十分に高くする空間的な余裕がないことから不可能である。したがって、コイルの重量を真空槽にかけることなく常温部から支える構造でなければならない。また、コイルのR軸上最大距離はR~13mであるから、300Kから4.2Kまで冷却すると

$$\Delta \ell = R \int_{4.2}^{300} \beta(T) dT = 39 \text{ mm} \quad (6.5)$$

$\beta(T)$: 熱収縮率

の移動をする。したがって、自重支持構造は以上の2条件を満足するものでなければならない。

以上のことを考慮して、Fig. 6.6に示す自重支持構造を採用する。基礎に乗せられた架台（これは組立・解体のため主軸を中心として径方向に移動できるようになっている）に固定された高温側ピンとコイル側面に固定された低温側ピンに、ピンを中心として回転可能なレバーが接続している。ピンの直径dと長さℓは、一端固定の円形はりで近似した

$$\sigma_{\max} = \frac{32}{\pi} \frac{W \cdot \ell}{d^3} \quad (6.6)$$

の関係式によって与えられる。

地震の際の衝撃を考慮し自重を片側の2本の足で支えると考えて、W~150トン、ℓ~250mmとして、 σ_{\max} が30kg/mm²以下になるようにd=300mm（高温側）とし、低温側も同様の考えからd=200mm、ℓ~100mmとする。

次に、レバーについても一端固定の矩形はりで近似して、概略値として断面200×300mm長さℓ=400mmを選んだ。詳細な検討は別に行う。レバーはその中央にHe蒸気との熱交換器部を設けている。

トロイダルマグネット系全体のうち、16個のコイルと支持梁から成る低温部については、地震（横方向、垂直方向共0.3G）に対する強度を持つように設計しており、その詳細は第5章に述べた。ここでは、自重支持構造の地震による影響を検討する。

Fig. 6.7に示す振動系を考える。この系の振動は次式で表わされる。

$$m(\ddot{y} + \ddot{Z}) = -ky - c\dot{y} \quad (6.7)$$

ただし、y : 相対変位、 \dot{y} : 相対速度、 \ddot{y} : 相対加速度、

\ddot{Z} : 地盤加速度、m : 質量、

k : バネ定数、

c : 減衰因子。

(6.7)式を無次元減衰比 $h \equiv c/2\sqrt{mk}$ を用いて変形すると

$$y = -\frac{T}{2\pi} \int_0^t Z(T) \exp\left\{-\frac{2\pi}{T} h(t-\tau)\right\} \sin\left\{\frac{2\pi}{T}(t-\tau)\right\} d\tau$$

$$\equiv -\frac{T}{2\pi} S \quad (6.8)$$

S の最大値を S_v とすると

$$\begin{aligned} \dot{y}_{\max} &= S_v \\ (\ddot{y} + \ddot{z})_{\max} &= 2\pi f S_v = S_a \end{aligned} \quad (6.9)$$

別に用意されている応答スペクトル線図（固有振動数と無次元減衰比の関数）から応答加速度 S_a を求め、相対加速度 \ddot{y} の最大値を計算すると

$$\ddot{y}_{\max} = S_a - \ddot{z}_{\max} \quad (6.10)$$

質点に働く力 F_d は

$$F_d = m\dot{y}_{\max} \quad (6.11)$$

で与えられる。組立構造物では $h \sim 0.08$ で、マグネット系の固有振動数を一番厳しい条件の $f_{nl} = 2 \text{ Hz}$ とすると、 $y_{\max} = 500 \text{ gal}$ が得られる。

この F_d が低温ピン、レバー、高温ピン、架台で構成される骨組構造（Fig. 6.8 参照）に働くとして、静的な構造解析を行えばよい。横方向の振動に対しては F_d を片側の 2 本のレバーで支え、垂直方向の振動に対しては 両側の 4 本で F_d を支えるものとして計算した結果を Fig. 6.2 に示す。

外力として x 方向に 125 トン、y 方向に 75 トンが掛った場合の計算結果で、これから部材にかかる最大応力は 30 kg/mm^2 以下になっていることが分かる。

6.6 He 冷却通路構成

超電導線の冷却方式としては 液体 He 浸漬方式を採用することは先に述べた。しかしながら、コイルの大きさが高さ約 13 m、巾約 9 m にも達するので、He の蒸気のたまりが生じて液体 He と導体の接触が妨げられることのないような冷却通路の構成が必要である。

液体 He は、クライオスタット下部から注入される。He 槽内のディスクに設けられた通路を流れて上部に達するが、この速度は無視できる程である。He 槽内の液重による圧力降下は次式で得られる。

$$\Delta p = \rho g h \quad (6.12)$$

ただし、 ρ : 液体 He 密度 (gr/cm^3)

h : He 液柱高さ (cm)

したがって、圧力降下は $\Delta p = 0.156 \text{ bar}$ になる。

一方、導体および構造物と熱交換して気化した He 蒸気は、やはりディスクに設けられた通路を流れて上部に達する。このとき、下部から上部に行くにしたがい蒸気量が増加するので、蒸気速度も増加するが、この速度は最大 20 cm/s を越えないように通路面積を決定する。この場合の通路内における圧力降下は

$$\Delta p = \xi \frac{\ell}{d} \rho_v \frac{v^2}{2g} \quad (6.13)$$

ただし ξ : 摩擦係数,

l : He 蒸気通路長さ,

d : He 蒸気通路径,

ρ_0 : He 蒸気密度,

v : He 蒸気速度

で計算でき $\Delta p < 0.23 \times 10^{-4}$ bar となる。したがって、He 槽内の He 蒸気の圧力降下は無視できる。

ベーパーシールド内の圧力降下も同様に計算が可能である。ただし、He ベーパーシールドの温度によって He 蒸気密度や速度が異なるので、ベーパーシールド温度が得られない限り正確な計算は困難である。冷凍機内の低温ステージから蒸気をとる場合はこの圧力降下は問題ないが、クライオスタットの蒸発 He の場合、出口温度 50 K として温度が流れ方向に線形に変化するとして次式で計算する。

$$\frac{dp}{dZ} = \xi \frac{l}{d} \rho_0 v_0 \frac{v}{2g} \quad (6.14)$$

$$v = \frac{v_0}{4.2} \left(4.2 + \frac{50 - 4.2}{L} Z \right)$$

ただし、 v_0, ρ_0 : 4.2 K における He 蒸気の数値および密度

L : ベーパーシールド内 He 蒸気通路の全長

$L = 40$ m, $d = 1$ cm として計算すると $\Delta p = 0.002$ bar. この値も He 槽内の液柱高さによる圧力降下に比べて無視できる。したがって、クライオスタット最下部の液体 He にかかる圧力は 1.17 bar で、対応する飽和温度は 4.3 K である。

以上の条件を満足する He 冷却通路の構成は、すでに Fig. 5.17 に示した。

6.7 クライオスタット構成

トロイダルマグネットは、Table 1.1 に示したように、超電導コイル、クライオスタット、支持構造物から構成される。そのうちクライオスタットの構造は Fig. 6.9 に示すものである。He 温度に保たれる部分は He 槽、くさび部、液溜であり、カゴ形容器は室温になっている。

6.8 マグネット各部の重量

この第6章までトロイダルマグネットの構造については全て検討したことになるので、マグネットの各部分の重量を計算する。その値を Table 6.3 に示す。

超電導ディスク 1 個は 13.8 ton, D 型コイル (超電導ディスク 18 個 + He 槽) 1 個は 298 ton, トロイダルコイル 1 対 (組立・解体時の単位) は 883 ton, トロイダルマグネット全重量は 7150 ton である。

6.9 まとめ

(1) トロイダルマグネットは主軸(Z軸)側でHe槽同士が接触し、トロイダルコイルも含めた真空槽を形成している。マグネットのプラズマ側と外径側ではHe槽と真空槽の間に積層断熱材を施工する。

(2) 積層断熱材の最適枚数とベーパーシールド温度、ベーパーシールド位置の間に相関があり、ここでは、ベーパーシールドはHe槽と真空槽間の中央におき、断熱材の枚数は高温側15枚/cm、低温側5枚/cmである。

(3) トロイダルコイル間の倒し力の支持梁をHe温度に保ち、各コイル6本の支持梁のうち上部2本に近接してコイルの渡り線を接続する。

(4) 自重支持構造は、He槽の熱収縮に追従するよう、He槽をピンとレバーによって外部の架台から吊り下げる構造とする。この自重支持構造は、0.3 Gの水平・鉛直方向の地震力に耐える設計となっている。

(5) 真空槽はHe槽から支持されるが固定はせず、He槽の熱収縮に追従して変形する構造となっている。

(6) He通路は超電導線と平行にディスクに溝を切って形成し、蒸発Heガスが巻線部から分離して流れるように設計されている。冷媒による流路抵抗は、液体Heの液重による圧力差0.16 barに比べ無視できる程度である。

参考文献

- 1) 西山他：第13回低温工学研究発表会(1974)51
- 2) R.H.Black: Advances in Cryogenic Eng., 5 (1960) 181
- 3) R.H. Kropshot: Advances in Cryogenic Eng., 5 (1960) 188
- 4) 古戸他：古河電工技報, No 54 (1973) 35

Table 6.1 SI の代表例

シールド材	厚さ	スペーサ材	厚さ	層数/cm	SI 厚さ	壁温度(K) 高温側 低温側	有効熱伝導率 (W/cm ² ·K)	文献
A ₂ 箔	0.015	ガラス・フッイパー	0.510	16	6.35	288 77	4035×10 ⁻⁶	(2)
A ₂ 箔	0.006	Dexter Paper	0.203	20	6.35	288 77	4616	(2)
A ₂ 箔	0.051	ナイロン ネット	0.203	31	6.35	288 77	3895	(2)
A ₂ マイラ	0.051	ポリスチレン固化 ガラスウール	0.25	25	7.94	288 77	5.186	(2)
A ₂ 箔	0.013	ガラス・フッイパー	0.122	20	25.4	300 76	0.709	(3)
A ₂ 箔	0.013	ガラス・フッイパー	0.122	20	25.4	300 20	0.604	(3)
A ₂ 箔	0.013	ガラス・フッイパー	0.203	21	30.5	300 76	1.302	(3)
A ₂ 箔	0.013	スチレン固化	0.203	11	30.5	300 76	0.709	(3)
A ₂ 箔	0.013	ガラス・フッイパー スチレン固化	0.203	11	30.5	300 20	0.512	(3)
A ₂ 箔	0.013	ガラス・フッイパー	0.203	15	35.6	300 76	0.744	(3)
A ₂ 箔	0.013	ガラス・フッイパー	0.203	15	35.6	300 20	0.533	(3)
A ₂ 箔	0.013	ガラス・フッイパー	0.203	20	38.1	300 76	0.523	(3)
A ₂ 箔	0.013	ガラス・フッイパー	0.203	20	38.1	300 20	0.419	(3)
A ₂	0.020	Dexter Paper	0.070×2	10	20	294 77	0.900	(4)
A ₂ (コルゲート)	0.020	Dexter Paper	0.070×2	8.6	35	294 77	3.500	(4)
A ₂	0.010	グラスマット	0.100	133	30	294 77	0.980	(4)

Table 6.2 自重支持部に働くモーメント

部材	節点	断面2次モーメント (mm^4)	z 軸まわりモーメント ($\text{kg}\cdot\text{mm}$)	
			x 軸方向荷重時	y 軸方向荷重時
1	1	5.153×10^7	1.334×10^1	6.735
	2	5.153×10^7	1.334×10^1	-9.000×10^6
2	2	3.328×10^7	1.991×10	9.000×10^6
	3	3.328×10^7	-2.250×10^7	-9.000×10^6
3	3	3.328×10^7	2.250×10^7	9.000×10^6
	4	3.328×10^7	-4.500×10^7	-9.000×10^6
4	4	3.976×10^7	4.500×10^7	9.000×10^6
	5	3.976×10^7	-4.500×10^7	-1.781×10^7
5	5	3.976×10^7	4.500×10^7	1.781×10^7
	6	3.976×10^7	-4.500×10^7	-2.662×10^7
6	6	3.976×10^7	4.500×10^7	2.662×10^7
	7	3.976×10^7	-1.913×10^7	-2.663×10^7
7	7	3.976×10^7	1.913×10^7	2.663×10^7
	8	3.976×10^7	6.750×10^6	-2.663×10^7
8	8	3.976×10^7	-6.750×10^6	2.663×10^7
	9	3.976×10^7	3.375×10^7	-2.663×10^7

z 軸まわりモーメントの符号は、軸の方向に右ネジを進ませた時、その回る方向を「正」とする。

Table 6.3 マグネット各部重量 (単位ton)

	ディスク当り	D型コイル当り	全マグネット		
複合超電導線	284	248	6530	} 低温部	
ディスク構造物 (スペーサ含む)	109				
He 槽	—				498
支持構造物 (脚を含む)	—				110
支持シリンダ	—	—	47.6	} 中間温度	
絶縁物	—	—	2.5		
シールド板	—	30	48.0		
断熱材	—	1.8	28.8	} 室温部	
真空容器	—	28.3	45.3		
カゴ形容器	—	—	12.3		
上蓋・下蓋	—	—	24.0		

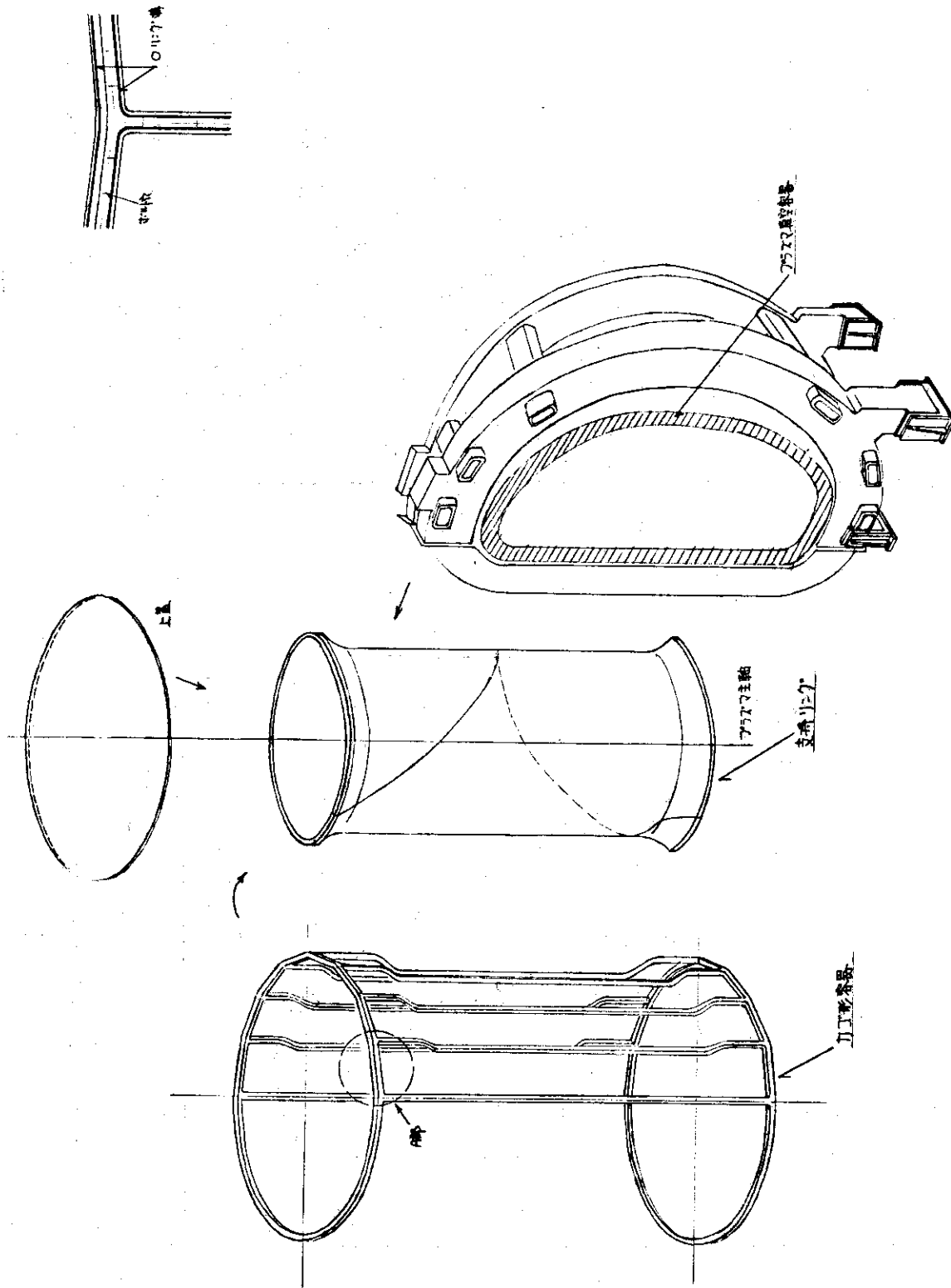


Fig. 6.1 クライオスタット構成図

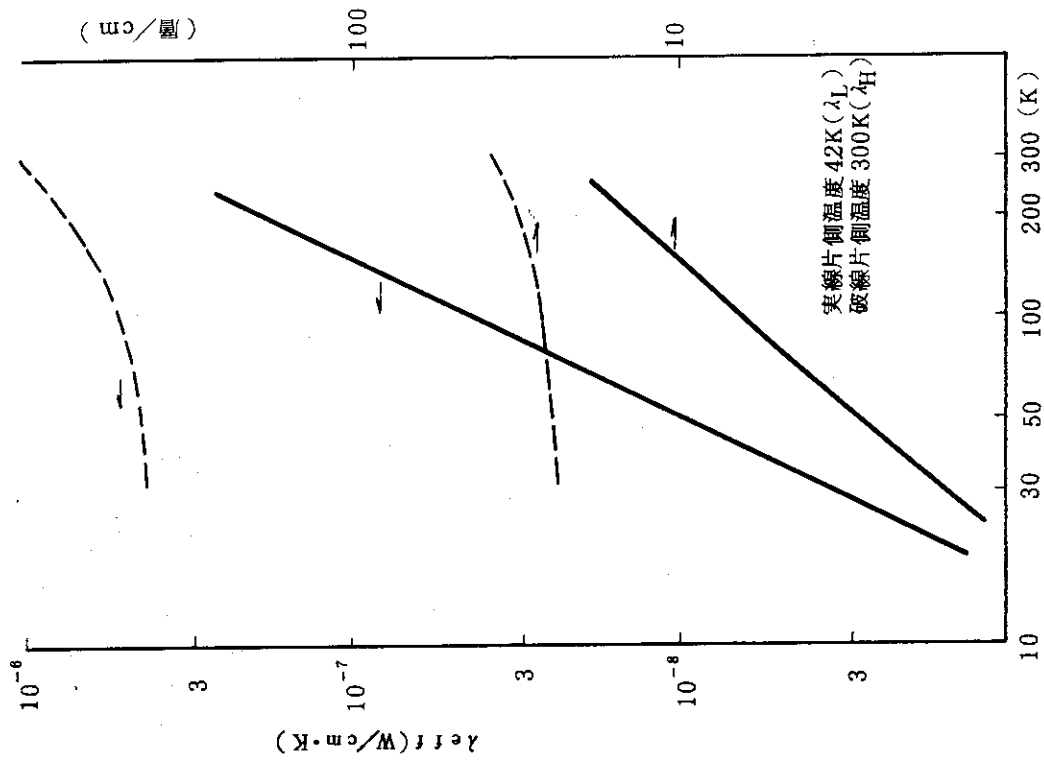


Fig. 6.3 Si の熱伝導率と最適層数

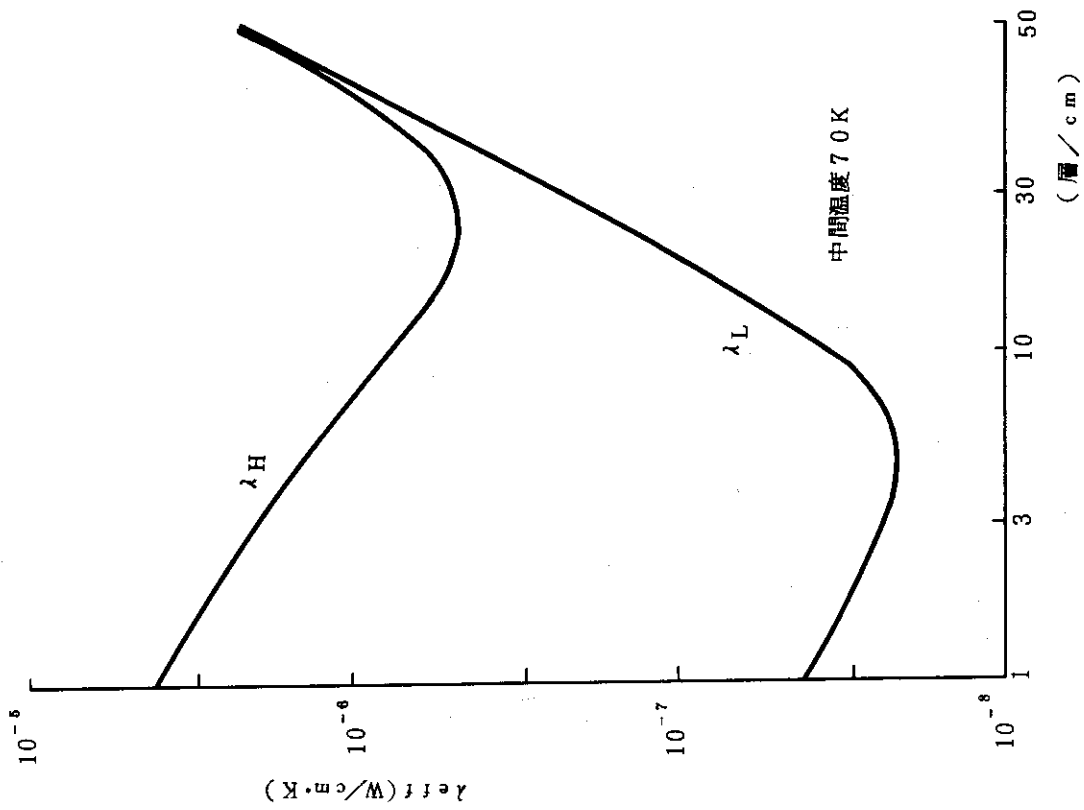


Fig. 6.2 Si の熱伝導率

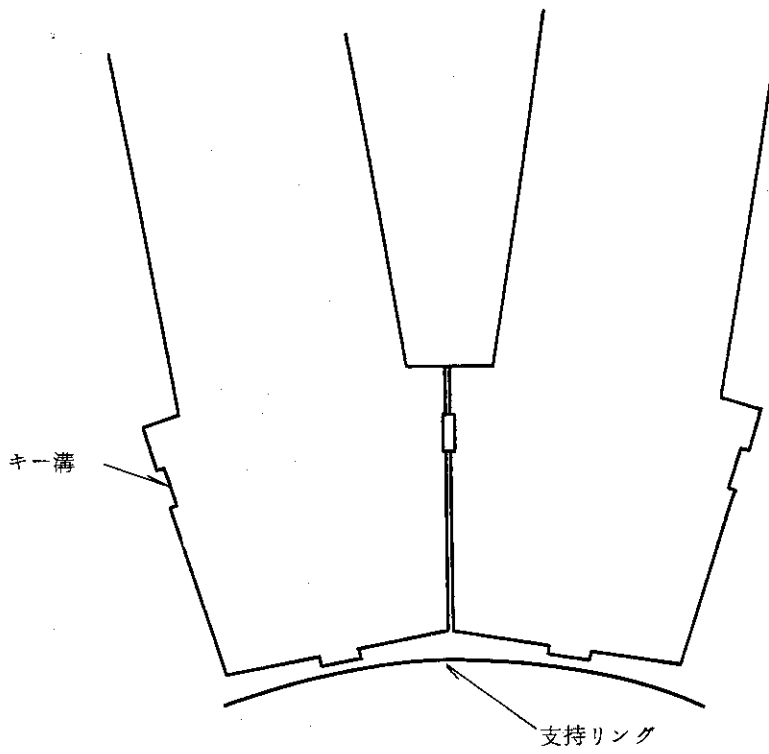


Fig. 6.4 向心力支持構造

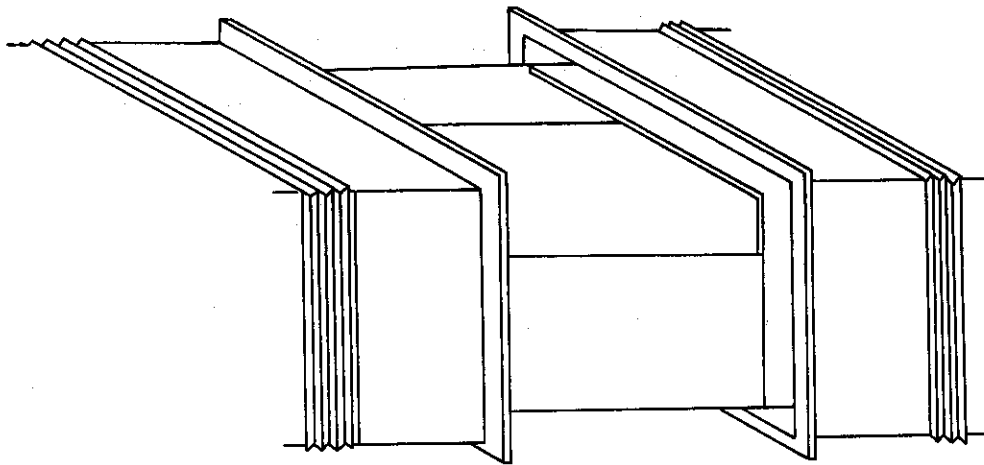


Fig. 6.5 倒し力支持構造

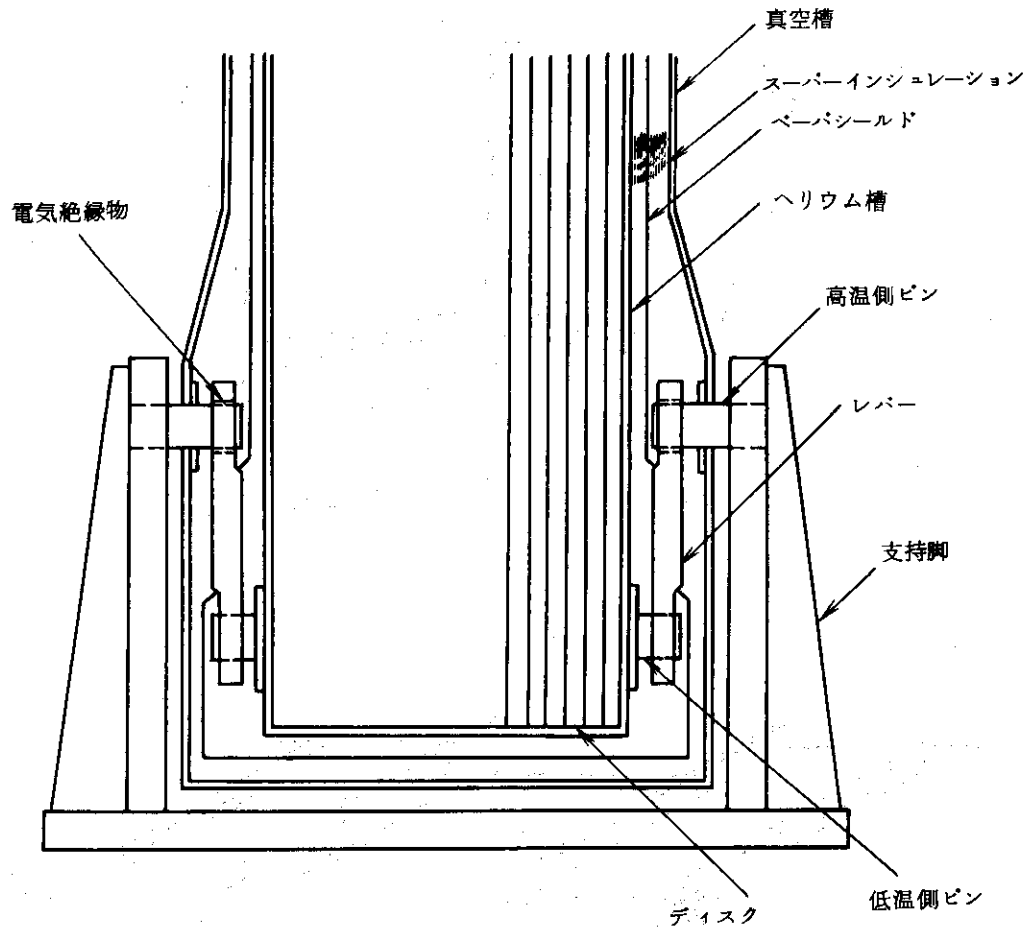


Fig. 6.6 実験炉用トロイダルコイル自重支持構造

部材 ① 180φ
 部材 ②, ③ 200×300
 部材 ④, ⑤ 300φ
 部材 ⑥⑦⑧ T形600×450×150t
 節点番号: 1 ~ 9

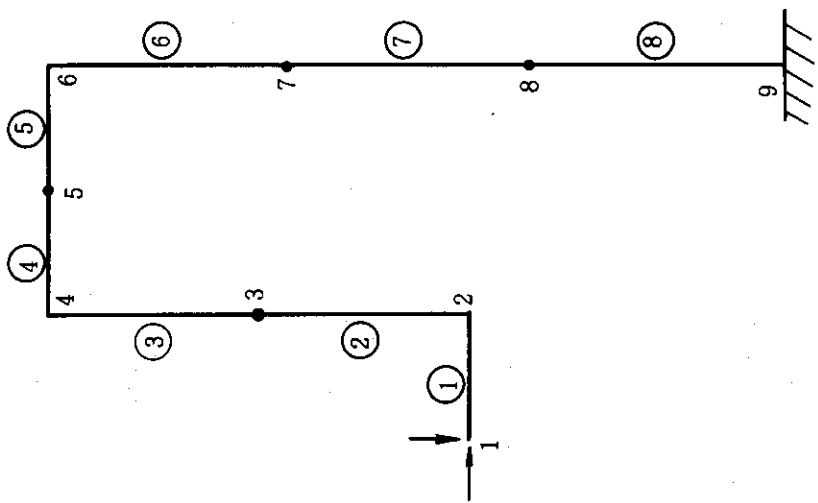


Fig 6.8 自重支持構造耐震設計モデル

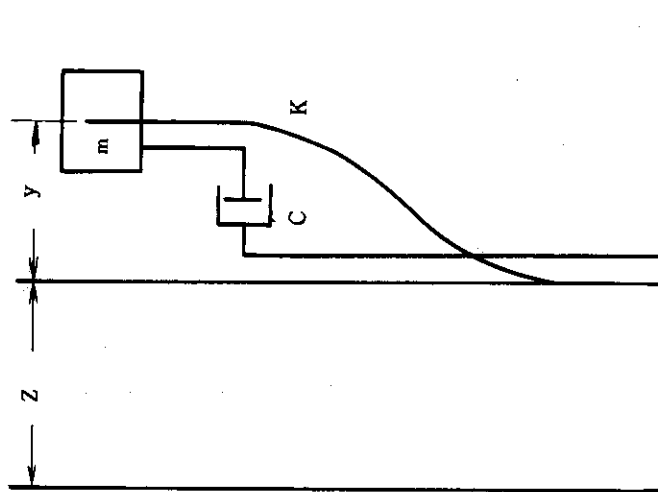


Fig. 6.7 振動系解可モデル

- | | | | |
|---|--------|---|-----------|
| ① | He槽 | ⑨ | 液溜 |
| ② | 真空槽 | ⑩ | He排気口 |
| ③ | 真空ポート | ⑪ | パワーリード |
| ④ | 支持部 | ⑫ | カゴ形容器 |
| ⑤ | 足 | ⑬ | クサビ部 |
| ⑥ | He注入口 | ⑭ | 支持部接続フランジ |
| ⑦ | 架台 | | |
| ⑧ | 真空フランジ | | |

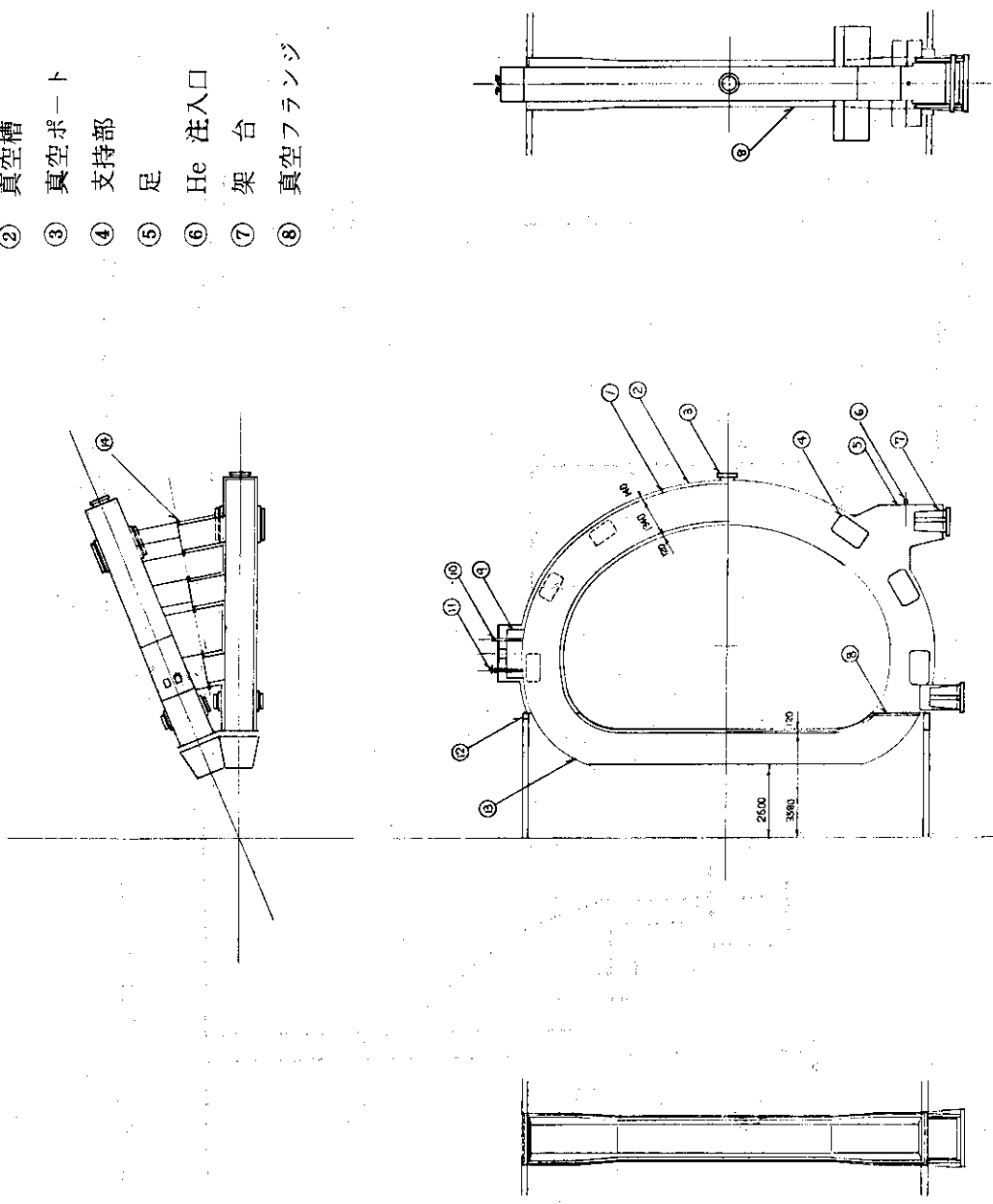


Fig. 6.9 クライオスタット構成図

7. 励磁システム

7.1 励磁方式

超電導トロイダルマグネットの励磁方式は、単一励磁電源による通常の励磁ではなく、核融合動力炉トロイダルマグネット概念設計において提案した“励磁分割方式”である。この方式によるコイル励磁保護回路をFig. 7.1に示す。n個の超電導コイルをそれぞれn個の励磁電源で励磁することによって、万が一のクエンチがあっても超電導コイルを保護することができる。

Fig. 6.3のn分割コイルの一つ（例えばNo.n）がクエンチしたとき、そのコイルのスイッチSw. No.nをしゃ断して、コイルのエネルギーを保護抵抗 R_{pn} に放出する、その時定数 τ_{pn} は

$$\tau_{pn} = \frac{L_n}{R_{pn} + R_{cn}} \quad (\text{s}) \quad (7.1)$$

である。ここで、 L_n (H) : 分割コイルNo.nのインダクタンス

R_{cn} (Ω): 分割コイルNo.nに生ずる抵抗で、時間と共に増加する量

励磁分割コイルが電流減衰するときにコイル両端に発生する電圧は

$$V_n = I_0 R_{pn} \quad (7.2)$$

であるが、コイル中央を接地している場合、励磁分割コイルのプラス端子には、 $-V_n/2$ 、マイナス端子には $V_n/2$ の電圧が生ずるので、コイル耐圧 V_p として

$$V_p = V_n/2 \quad (7.3)$$

を考えればよい。

耐圧として $V_p < 5000$ Vを仮定して、(7.3)、(7.2)式から得られる保護抵抗は

$$R_{pn} < 0.40 \Omega$$

である。

(7.1)式で $R_{cn} = 0$ とおいた

$$\tau'_{pn} = \frac{L_n}{R_{pn}} > \tau_{pn} \quad (7.4)$$

と、クエンチ時の電流減衰時定数限界 τ_a に

$$\tau_a \geq \tau'_{pn} \quad (7.5)$$

の関係が成立すれば、コイル電流減衰時定数 τ_{pn} が時定数限界 τ_a よりも短いから、コイルは保護されることになる。

1.1.2.2項で計算したCu基材の $\tau_a = 17.5$ sec と $R_{pn} < 0.40 \Omega$ から

$$L_n < 7.0 \text{ H}$$

という励磁分割コイル1個のインダクタンスが必要とされる。

n励磁分割コイル1個の自己インダクタンスは L/n (L : トロイダルコイル全体のインダク

タンス) より小さいが, 全分割コイルが同時にクエンチする最悪の場合を考えて

$$L_n = \frac{L}{n} \quad (7.6)$$

として考察を進める。

$$L = 190 \text{ H} \text{ と } L_n < 7 \text{ H} \text{ を (7.6) 式に代入して}$$

$$n \geq 27$$

が得られる。

この分割数は多すぎるので, 分割数を減らす必要がある。そこで, 11.2.3項で計算したSUSの熱容量をも利用する電流減衰時定数限界 $\tau_a = 45 \text{ sec}$ を使うと

$$L_n < 18 \text{ H}, \quad n \geq 11$$

が得られる。

したがって, 1コイルのディスク数が18であることも考慮して,

$$\text{励磁分割数 } n = 18$$

とする。

この $n = 18$ を使って逆に R_{pn} を決めよう。(7.6)式から

$$L_n = 10.6 \text{ H},$$

(7.4) (7.5)式にこれと $\tau_a = 45 \text{ sec}$ を代入して, $R_{pn} > 0.23 \Omega$ が得られるから

$$R_{pn} = 0.30 \Omega$$

に設定する。この保護抵抗値から,

$$\tau_a \geq \tau'_{pn} = 35 \text{ sec}$$

$$V_p = 3.8 \text{ kV}$$

の値が得られる。

7.2 ディスク毎の18励磁分割

ディスク毎の18励磁分割コイルの結線を Fig. 7.2 (全体図) と Fig. 7.3 (部分図) に示す。16個のD型コイルの同一Naディスク同士を接続して, 合計18個の励磁分割コイルを構成する。

ディスク間の接続数は,

$$18 \text{ 励磁分割コイル数} \times (16 \text{ D型コイル} - 1) = 270$$

であるが, 具体的には Fig. 7.2 に示すように, 16接続部2ヶ所, 17接続部14ヶ所である。D型コイル2個1組のユニット・コイルを図のように定めて, 組立解体のある8ヶ所に16接続部2ヶ所を含ませている。

ディスク毎の励磁分割方式の長所として

(1) ディスク同士は接して配列しているため, フェイルの場合の特別の支持構造を考える必要はない。

(2) D型コイルの同一Naディスクがフェイルするため, トロイダル磁界分布の不均一性が少ない。

ことがあげられる。しかし, 次のような短所,

(3) 離れたコイルの各ディスクを結線しなければならないので、結線構造がより複雑になる。その接続部は極低温領域に置く必要がある。

(4) 1ディスクのクエンチが隣接するディスクのクエンチを誘発しやすい。が考えられる。(4)はディスク間に熱絶縁とHe流通しゃ断のためのシート(1mm厚さ)を設けたことである程度解決されると思われる。(3)は16~17ヶ所の接続を着脱機構で行うのはスペース的に困難と考えられるので、第6章で述べたように、ソルダ接着方式とした。この問題は残るにしても、フェイル時の機械的支持のために、ディスク毎の励磁分割方式を採用すべきであると考えられる。

7.3 18 励磁分割コイルの励磁

n 個の励磁分割コイルを同時に一樣な速度で励磁して t_n (s) 後に電流 I_0 (A) に達する場合に必要な直流電源 (DC.PS. n) の電圧は

$$V_{en} = \frac{L_n I_0}{t_n} + R_n I_0 \quad (\text{V}) \quad (7.7)$$

で表わされる。ここで、 R_n (Ω) : 超電導線の接続部分、パワーリード、電源リードなどの抵抗。したがって、1個の電源の容量は

$$P_{sn} = I_0 V_{en} \quad (\text{VA}) \quad (7.8)$$

になる。他の17個の電源の電圧、容量とも上2式と同じである。

7.3.1 励磁時間、励磁電圧

超電導トロイダルコイルを定格運転電流 $I_0 = 25100$ A まで励磁する時間 t_n は、超電導線のツイストピッチや励磁損失を考慮して

$$\text{励磁時間 } t_n = 5 \text{ hr}$$

とした。

$L_n = 10.6$ H であるから、5hr 励磁の場合の誘起電圧は 148 V である。

7.3.2 負荷側抵抗と直流電圧降下

電源の負荷側抵抗 R_n のうち、超電導線の接続部分の抵抗は、8.1節で計算されるように、1ディスク当り $3.4 \times 10^{-10} \Omega$ とディスク間抵抗1ヶ所 $1.8 \times 10^{-11} \Omega$ から、励磁分割コイル1個の接続抵抗は $0.0057 \mu\Omega$ になる。

パワーリード1本の抵抗 R_{PL} と電流 I_0 の関係は、パワーリード長さ、パワーリードの熱伝導率、リードの抵抗率がそれぞれ一定という条件のもとで計算すると

$$R_{PL} I_0 = \text{const} \quad (7.9)$$

になる。筆者らの作った1000A定格のパワーリード1本の抵抗は、定格電流運転時に約 $150 \mu\Omega$ であるから、25100Aパワーリード1本の抵抗 $6.0 \mu\Omega$ 、2本1対で $12 \mu\Omega$ とみることができる。

電源リードの抵抗は、リードを太くすることによっていくらでも小さくできることが原理的には可能であるが、現実の問題としてどの程度になるか概算してみよう。

Cu 帯の複数枚からなるリードの電流密度を約 3 A/mm^2 、電源とパワーリード端子間の距離を 5 m とすると、

$$\text{電源リードの断面積} \approx 84 \text{ cm}^2$$

$$\text{往復の電源リード抵抗 } R_{PS} \approx 21 \mu\Omega$$

となる (Cu の室温抵抗率 $\rho = 1.8 \times 10^{-8} \Omega\text{-m}$ とする)。

以上の各抵抗のうち、超電導接続抵抗は無視することができ、パワーリード抵抗と電源リード抵抗を合わせて、 $33 \mu\Omega$ になる。

したがって、 25100 A 通電時の電圧降下は 0.83 V である。

7.3.3 電源容量

5 時間励磁の場合の電源電圧は、誘起電圧とリード電圧を加えた

$$V_{en} = 15.7 \text{ V}$$

である。したがって、励磁電源容量は正味 394 kVA であるが、余裕をみて、

$$26000 \text{ A} \times 20 \text{ V} = 520 \text{ kVA}$$

の容量をもつ DC 電源 18 台が必要であろう。

7.4 まとめ

第 7 章「励磁システム」をまとめると次のようになる。

(1) コイル励磁保護方式として「励磁分割方式」を我々は提案している。¹⁾ ここでもそれを採用した。

(2) 励磁分割の方法として、同一 Na ディスク 16 個を接続して 1 個の励磁分割コイルを構成する方法を採用した。¹⁾ 励磁分割コイル数は 18 である。

(3) 1 個の励磁分割コイルの保護抵抗は 0.30Ω である。クエンチ時のコイル両端電圧は 7.6 kV であるが、励磁分割コイルの中点を接地する方法を採用するので、フランジ・コイル端子間の電圧は半分の 3.8 kV になる。

(4) 1 個の励磁分割コイルの超電導接続抵抗は $0.0057 \mu\Omega$ 、パワーリード抵抗は $12 \mu\Omega$ 、電源リード抵抗は約 $20 \mu\Omega$ である。 25100 A 通電時の電圧降下は 0.83 V になる。

(5) 5 時間励磁のときの誘起電圧は 14.8 V である。電源容量は $26000 \text{ A} \times 20 \text{ V} = 520 \text{ kVA}$ 、台数は 18 である。

参考文献

- 1) 原研炉設計研究室, “トカマク型核融合動力炉用超電導トロイダル・マグネットの設計研究”
JAERI-M 6921 (1977)

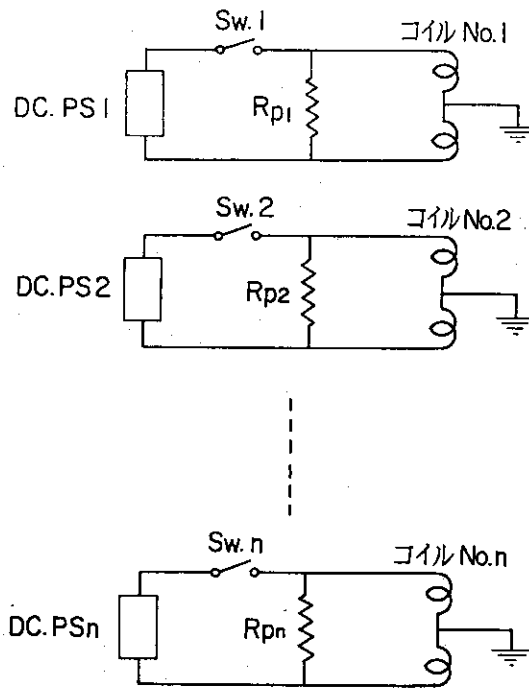


Fig. 7.1 複数個の電源による励磁・保護回路

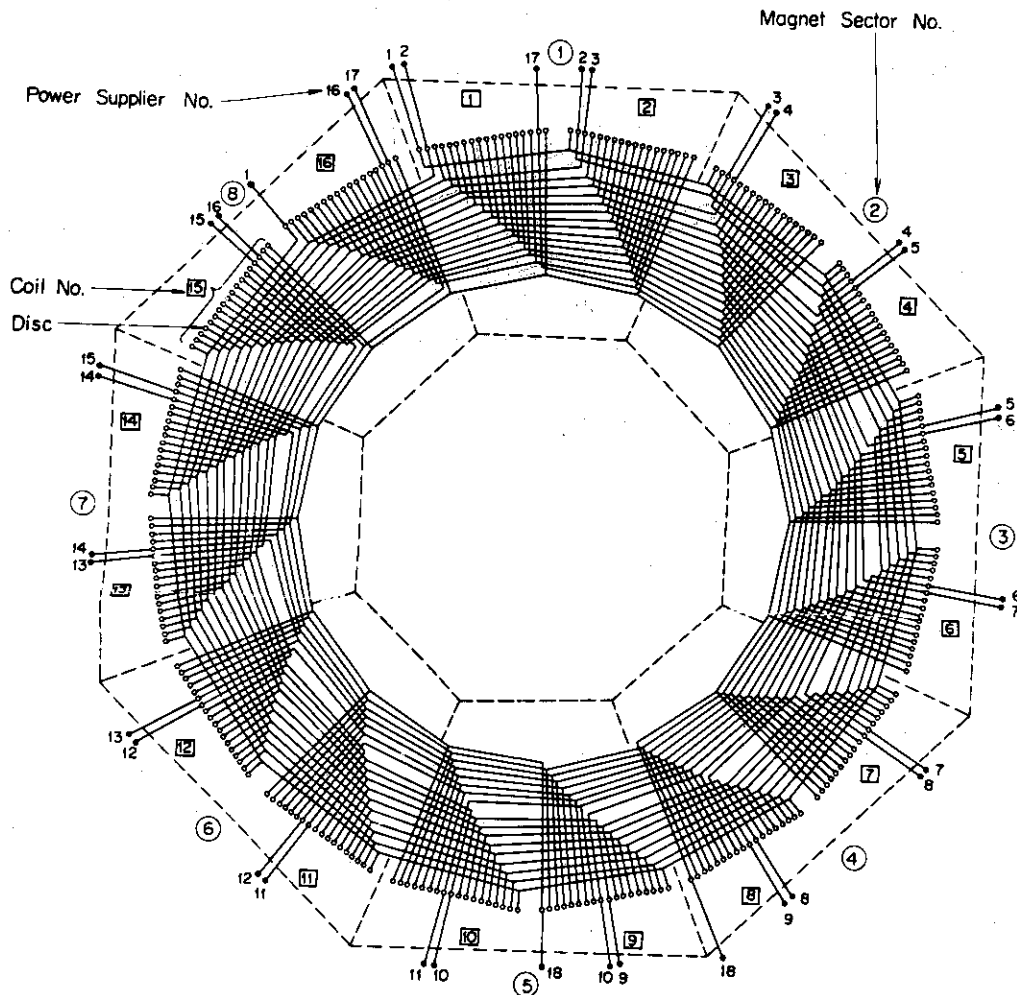


Fig. 7.2 18 励磁分割コイルの結線全体図

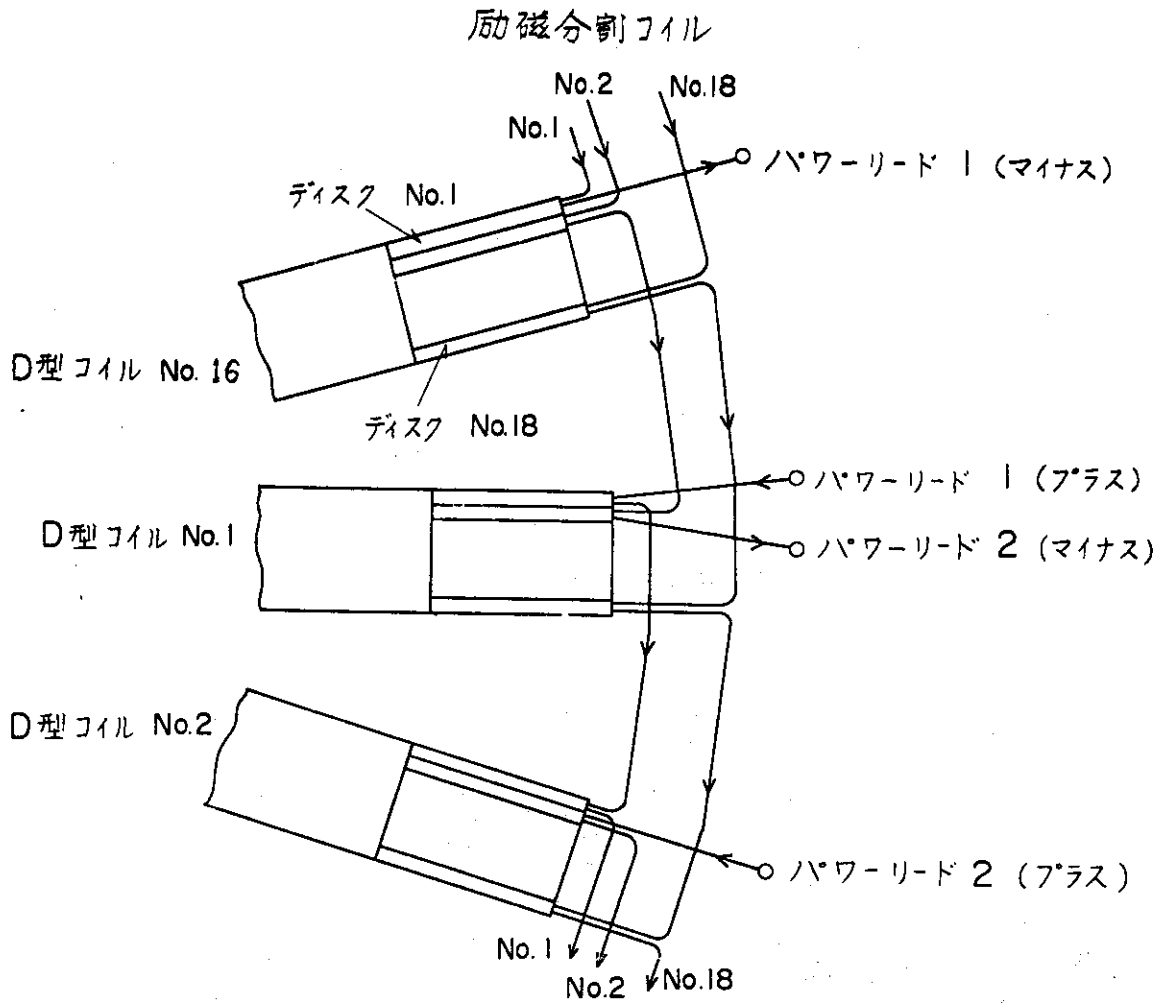


Fig. 7.3 ディスク毎の励磁分割コイルの結線

8. 冷却負荷

超電導トロイダルマグネットにおける冷却負荷として次のものが考えられる。すなわち、

- (1) マグネット内部における発熱
 - (a) 超電導線内の発熱
 - (i) 超電導線接続部分のジュール熱
 - (ii) 励磁・減磁時の損失
 - (iii) ポロイダル磁界による損失
 - (iv) 中性子・ γ 線などの放射線による発熱
 - (b) 低温構造物中の発熱
 - (i) ディスク構造物・ヘリウム槽・コイル間支持構造物・向心力支持構造物中のポロイダル磁界による渦電流損
 - (ii) 中性子・ γ 線などの放射線によって上記構造物中に生ずる発熱
- (2) 低温領域への侵入熱
 - (a) 自重支持構造物を通っての伝導熱
 - (i) 室温領域からの伝導
 - (ii) ポロイダル磁界による渦電流損の伝導
 - (b) パワーリードを通っての伝導熱
 - (i) 室温領域からの伝導
 - (ii) 励磁電流によるジュール熱の伝導
 - (c) クライオスタットの真空領域を通っての輻射熱・伝導熱。

以下の各節でこれら損失について論ずる。

8.1 超電導線内の発熱

中性子・ γ 線による超電導線内の発熱は8.3節で論じ、ここでは、接続損失、励磁減磁損失、ポロイダル磁界による損失について述べる。

8.1.1 接続損失

複合超電導線はスロット1個または2個単位に製作し、その接続部分はディスク内で、Fig. 8.1に示すように25ヶ所である。ディスク数は全部で288であるから、

ディスク内接続数 合計 7200

となる。さらに、隣り合うコイルのディスク間接続数は、18励磁分割数 \times (16 D型コイル-1)、すなわち

ディスク間接続数 合計 270

である。

18 励磁分割コイル端子とパワーリードとの接続がさらに 36ヶ所あるが、これらはコイル内接続というよりはむしろコイル外接接続であるので、ここでの計算から除外する。

2重導体方式における接続は Fig. 8.2 に示すような方法が望ましい。この接続法における接続抵抗 R_{con} は

$$R_{con} = \frac{r_{con}}{3 w_{con} l_{con}} \quad (\Omega) \quad (8.1)$$

で与えられる。ここで r_{con} ($\Omega\text{-m}^2$) : 接続部表面抵抗

w_{con} (m) : 接続巾

l_{con} (m) : 接続長さ

係数 3 は接続面が 3ヶ所あることを示す。

接続面は電気的には Pb-Sn ソルダで接続されており、その接続表面抵抗 r_{con} は我々の測定データをとると、

$$r_{con} \simeq 7 \times 10^{-9} \quad \Omega\text{-cm}^2$$

である。接続巾 w_{con} は接続される複合線の巾のせまい方の値である。接続長さ l_{con} は本設計では 0.5 m とする。

なお、計算は Nb_3Sn のみの High- T_c 方式の場合についてのみ行うことにする。

(1) ディスク内接続損失

各接続部分の w_{con} , R_{con} , 電圧降下, ジュール損失を Table 8.1 に示す。接続長さは 0.5 m としている。通電電流は定格値 25100 A である。

1 ディスク, 1 コイル, 全コイルの接続部分の抵抗, 電圧降下, 損失も Table 8.1 に示す。トロイダルコイル全体の接続抵抗は $0.098 \mu\Omega$, 電圧降下は 2.5 mV, 損失は 62 W である。

(2) ディスク間接続損失

この接続巾 w_{con} は全て 2.6 cm である。 $l_{con} = 0.5$ m, $I_o = 25100$ A のとき R_{con} , 電圧降下, 損失を Table 8.1 に示す。

トロイダルコイル全体 270ヶ所接続部分の抵抗は $0.005 \mu\Omega$, 電圧降下は 0.12 mV, 損失は 3 W である。

したがって、トロイダルコイルに存在する接続部分の

接続抵抗	0.10 $\mu\Omega$
電圧降下	2.6 mV
ジュール損失	65 W

が与えられる。この発熱量は他の損失に較べると非常に小さい。

8.1.2 励磁・減磁損失

超電導コイルの励磁・減磁時にはコイル内に電力損が生ずる。損失には 1 回目励磁, 2 回目以降降磁, および減磁の 3 過程について若干の相違がある。これは超電導体内部の磁界分布変化の様子が異なるからであり, 超電導芯線間に結合が生ずると, 3 過程の損失の差は大きくなる。しかし, 本設計の超電導線は励磁・減磁に対しては結合がなく, また芯線径も小さいので, 励磁プロセ

スによる損失の違いはほとんどない。

さらに、励磁速度は $25100 \text{ A}/5 \text{ hr}$ と遅いので、基材中の渦電流損失は無視でき、損失は超電導体のヒステリシス損だけである。

励磁または減磁の1プロセスでの超電導芯線のヒステリシス損は、電流 $0 \rightarrow I_0$ 。または $I_0 \rightarrow 0$ に伴う磁界変化 $0 \rightarrow B_w$ または $B_w \rightarrow 0$ に応じて

$$Q = d V J_c B_w / 4 \quad (\text{J}) \quad (8.2)$$

で与えられる。ここで、 B_w (T) : 電流 I_0 に対応する印加磁界

J_c (A/m^2) : $B = 0 \rightarrow B_w$ における平均臨界電流密度

d (m) : 超電導芯線の直径

$V = y \ell d$: 超電導芯線の体積, 円形の場合 $V = \frac{\pi d^2 \ell}{4}$

ℓ (m) : 芯線の全長

この計算モデルは Fig. 8.3 に示される。なお、ヒステリシス損は励磁速度に依存しない。

計算は Nb_3Sn のみの High- T_c 方式のコイルについて行う。

Fig. 3.4 に示すように 0.5 mm 直径の超電導素線中の $22 \mu\text{m}$ 直径の Nb_3Sn 芯線数は 118 本であるから、1本の複合線の芯線数は Table 8.2 に示す値となる。したがって、1スロット内の2重導体 (Double conductor) 中の Nb_3Sn 超電導体の体積は、Table 2.2 の2重導体長さを使って Table 8.2 のように計算される。

各スロットにおける磁界 B_w はスロットに沿って値は変化するが、ここでは最大値である Table 2.2 の値をとることとする。平均臨界電流密度 J_c は $B_w/2$ のときの値であり、それを Table 8.2 に示す。

各スロットの2重導体の励磁または減磁時の損失を Table 8.2 に示す。1ディスク、1コイル、全コイルの損失はそれぞれ $1.9, 34, 540 \text{ kJ}$ である。励磁・減磁両方を行う場合には、これらの値の2倍になる。

励磁時間 $t_0 = 5 \text{ hr}$ の定格励磁時間のとき、 Q/t_0 は全コイルで 30 W であり、接続部のジュール損失よりも小さい値である。さらに、励磁・減磁時の損失は一定電流を流している場合には当然発生しないので、核融合炉運転時には損失として考慮する必要はない。

8.1.3 ポロイダル磁界による損失

ポロイダル磁界のうち、立上り時間の短い (1 sec) 変動磁界である変流器コイル磁界 (Ohmic Heating Coil Field, 略してOHコイル磁界) についてまず説明する。

トロイダルコイルに印加する変流器コイル磁界の向きは垂直と平行の間に分布している。平行磁界印加による損失は垂直磁界印加による損失よりもかなり小さいが、¹⁾ ここでは垂直磁界のみ印加しているとみなした多めの値を計算することとする。

変流器コイル磁界の変動パターンは Fig. 4.11 に示されている。 420 sec のサイクルであり、ピーク磁界 B_p の2乗平均値は 0.528 T である。その磁界変化時間と磁界変化率から計算されるトロイダルコイルの超電導線のツイスト臨界長と超電導線結合状態について Table 8.3 に示す。変流器コイル磁界が 329 sec でゆっくりと変化するときには結合は無いが、 $20, 10, 1 \text{ sec}$ の変化では結合が生ずる。そこで、結合の有無の場合に分けて損失を計算する。

計算モデルは、Fig. 8.4 のような断面形状をもつ複合超電導線に磁界 B が印加しているものとする。

(1) 結合のある場合の損失の計算式

(a) ヒステリシス損

超電導線が結合している場合、Fig. 8.4 の超電導部分は一体の超電導体として働く。磁界変化が B_0 から B_p とすれば、2.5.4 項で述べたように、磁束が巾 $(a_2 - a_1)$ の超電導部分に入りきるときの値 B_a よりも B_p が小さいので、Fig. 8.4 の寸法の複合線のヒステリシス損 Q_{ch} は

$$Q_{ch} = \frac{V_{sc}}{6 \mu_0 B_a} (B_p^3 - B_0^3) \quad (\text{J}) \quad (8.3)$$

$$\text{与えられる。ここで } B_a = \mu_0 J_{ca} (a_2 - a_1) \quad (\text{T}) \quad (8.4)$$

$$V_{sc} = 2 (a_2 - a_1) b_1 \ell \quad (\text{m}^3) \quad (8.5)$$

超電導部分の体積

J_{ca} (A/m^2): 超電導部分の平均臨界電流密度

なお、この損失は Bean モデルに基づいて計算している。

(b) 渦電流損

渦電流損は磁界 B が正弦波の場合の計算が多い。しかし、ポロイダル磁界は Fig. 4.11 に示すように、台形波や三角波の組合せになっているので、正弦波をそのまま適用することはできない。そこで、Fig. 8.5 に示す波形変換を仮定して、ポロイダル磁界の一部から正弦波をつくる。

ポロイダル磁界の一部が τ (sec) 間に B_0 から B_p へ、または B_p から B_0 へ変化する場合、Fig. 8.5 の関係が成立するとみなせば、対応する正弦波の周波数 f は

$$f = \frac{B_p - B_0}{4 \tau B_p} \quad (\text{Hz}) \quad (8.6)$$

である。

正弦波磁界が印加している場合の損失は平均化された Watt で表わされるが、ポロイダル磁界の一部が印加している時間 τ に相当する正弦波磁界の時間

$$\tau_s = \frac{1}{4f} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} \sin^{-1} \left(\frac{B_0}{B_p} \right) \right\} \quad (\text{s}) \quad (8.7)$$

\sin^{-1} は主値

を平均化損失にかけて、ポロイダル磁界のその部分の発熱量 (J) とみなすことにする。

複合超電導線に正弦波磁界 B が印加するときの渦電流損は、超電導体が存在する部分の表面 Cu (Fig. 8.4 の Region 2) での損失のほうが他の Cu (Region 1) での損失よりもかなり小さくなる。²⁾ なお、Region 3 の Cu には超電導線結合のある場合損失は生じない。

Region 1 の Cu の渦電流損 P_{ce1} は

$$P_{ce1} = \frac{\rho V_{cu} B_p^2}{2 \mu_0^2 a_s^2} k_e(\Delta_1, 1) \quad (W) \quad (8.8)$$

で与えられる。ここで

$$k_e(\Delta, \xi) = \frac{1}{\Delta \xi} \cdot \frac{\sinh(2\xi/\Delta) - \sin(2\xi/\Delta)}{\cosh(2/\Delta) + \cos(2/\Delta)} \quad (8.9)$$

$$\Delta_1 = \delta/a_s \quad (8.10)$$

$$\delta = 503.3 \sqrt{\frac{\rho}{f}} \quad (m) : \text{skin depth} \quad (8.11)$$

$$V_{cu} = 2a_s (b_2 - b_1) \ell \quad (m^3) \quad (8.12)$$

Region 1 の Cu 体積

$\rho (\Omega - m)$: Cu の抵抗率

したがって、Region 1 の Cu の時間 τ_s の間の発熱は

$$Q_{ce1} = \tau_s P_{ce1} \quad (J) \quad (8.13)$$

になる。

Region 2 の Cu の渦電流損は、超電導体の存在のために、Cu 単体の損失より小さく

$$P_{ce2} = \frac{\rho V_{su} B_p^2}{2 \mu_0^2 (a_s - a_2)^2} k_e(\Delta_2, 1) \quad (W) \quad (8.14)$$

で表わされる。³⁾ ここで、

$$\Delta_2 = \delta / (a_s - a_2) \quad (8.15)$$

$$V_{su} = 2(a_s - a_2) b_1 \ell \quad (m^3) \quad (8.16)$$

Region 2 の Cu 体積

したがって、Region 2 の Cu の τ_s 間の発熱は

$$Q_{ce2} = \tau_s P_{ce2} \quad (J) \quad (8.17)$$

になる。

(c) 結合のある場合の損失合計

ヒステリシス損の Watt 表示は、(8.3) 式を τ で割った

$$P_{ch} = Q_{ch} / \tau \quad (8.18)$$

である。したがって、複合超電導線にはポロイダル磁界変化 $(B_p - B_0) / \tau$ によって、

$$P_c = P_{ch} + P_{ce1} + P_{ce2} \quad (W) \quad (8.19)$$

$$Q_c = Q_{ch} + Q_{ce1} + Q_{ce2} \quad (J) \quad (8.20)$$

の損失が発生する。

(2) 結合のない場合の損失の計算式

超電導線が結合しない場合には、Fig. 8.4 の複合超電導線に生ずる渦電流損は

$$P_{ue} = \frac{\rho V_t B_p^2}{2 \mu_0^2 a_s^2} \{ k_e(\Delta_1, 1) - \eta k_e(\Delta_1, \xi) \} \quad (W) \quad (8.21)$$

になる。²⁾ ここで, $\xi = \frac{a_2}{a_3}$ (8.22)

η : 基材以外のものの占積率

$V_t : 2a_3b_2\ell$ (m³) : 複合超電導線の体積 (8.23)

したがって, ポロイダル磁界 τ (s)間, すなわち正弦波磁界 τ_s (s)間の発熱は

$$Q_{ue} = \tau_s P_{eu} \quad (\text{J}) \quad (8.24)$$

である。

変化磁界の変動率が小さくて, 複合超電導線内に磁界は十分侵入するとみなすことができるので, どの超電導芯線にも同じ大きさの磁界が印加することになる。したがって, 超電導線のヒステリシス損合計は (8.2) 式を使って

$$Q_{uh} = \frac{nd V J_c (B_p - B_o)}{4} \quad (\text{J}) \quad (8.25)$$

になる。ここで, n : 超電導芯線の本数

d (m) : 超電導芯線の直径

$$V = \frac{\pi d^2 \ell}{4} \quad (\text{m}^3) : \text{超電導芯線の体積} \quad (8.26)$$

J_c (A/m²) : $B = B_o \rightarrow B_p$ における平均臨界電流密度

時間 τ で (8.25) 式を割って

$$P_{uh} = Q_{uh} / \tau \quad (8.27)$$

が得られる。

以上の計算式から, 結合のない場合のポロイダル磁界による複合超電導線の損失は

$$P_u = P_{uh} + P_{ue} \quad (8.28)$$

$$Q_u = Q_{uh} + Q_{ue} \quad (8.29)$$

になる。

(3) 変流器コイル磁界による損失の計算

変流器コイル磁界を平均値として与えたので, トロイダルコイルの複合超電導線は平均的なものとして N_8 スロットにおさめた線を考える。この仕様を Table 8.4 に示す。線長 ℓ は Table 2.2 の 1 ディスク当りの 2 重導体長さの 2 倍である。

これら仕様と Table 8.3 の変流器コイル磁界のデータを上の各式に入れて損失と発熱量を計算すると Table 8.5 に示す値となる。ここには, 1 ディスクの複合超電導線における値が示されている。発熱量合計は 420 sec 1 サイクルで 893 J であり, それを 420 sec で除した平均損失は 2.13 W である。しかし, 1 sec 立上り時の瞬間損失は 313 W と大きい。全コイル当りの損失は Table 8.7 に示している値である。全コイルの 1 サイクルの発熱量は 257 kJ, 平均損失は 0.61 kW, 瞬間損失は 90 kW である。

(4) 垂直磁界による損失の計算

この磁界は Fig. 4.11 に示されるように $\tau = 10$ sec の立上りと立下りをもつので, 超電導線は十分結合している。ピーク磁界の 2 乗平均値は $B_p = 0.318$ T である。

計算結果の内訳を Table 8.6 に示す。1 ディスク当りの発熱量は 772 J, 平均損失は 1.8 W である。全コイルの発熱量は Table 8.7 に示すように 222 kJ, 平均損失は 0.53 kW である。

(5) プラズマ電流磁界による損失の計算

これは垂直磁界と変動パターンは同じであり, $B_p = 0.214$ T になる。計算結果を Table 8.6 に示す。1 ディスクの 1 サイクル当りの発熱量は 238 J, 平均損失は 0.57 W である。また, 全コイルについては各々 69 kJ, 0.16 kW となる。

(6) まとめ

ポロイダル磁界によって生ずる発熱は Table 8.7 に示すように, 420 sec の 1 サイクルに 548 kJ, 平均発熱は 1.30 kW, 1 sec 間の最大瞬間発熱は 105 kW になる。この値は接続損失や励減磁損失に較べると非常に大きい値である。

8.2 構造物中での渦電流発熱

8.2.1 概要

パルス状ポロイダル磁界は超電導ディスクや He 槽, マグネット真空槽その他の構造物中で渦電流を発生させ, この渦電流による発熱はトロイダル・マグネットの冷却系の負荷となる。パルス磁界の時間変化は Fig. 4.11 に示されている。1 周期は 420 秒であり, プラズマ電流立上り時に約 10 秒 (OH コイルは約 1 秒) で立上る (もしくは立下る) ので, この時の発熱が極端に大きくなるのが特色である。プラズマ電流立上り時に発熱量が最大になるが, トロイダルコイルの熱容量 (200 MJ/°C) は充分大きいので, 1 周期 420 秒の間に発生する熱量の総計を 1 周期の時間で平均化したものを熱負荷として考えてよい。

渦電流の発熱量計算は構造物の形状に大きく依存し, その計算は簡単ではない。ここでは 2 つの近似法で計算することにする。まず, トロイダルコイルのディスクが円筒形状をしており, ポロイダル磁界が一定または $1/r$ に比例した分布をしているとして計算する方法である。ポロイダル磁界が $e^{-\frac{z}{\tau_0}}$ の時間変化をすれば, 2 次元円筒座標 ($r-z$ 座標) で渦電流分布とその時間変化を求めることができる。もう一つは, 渦電流発熱量が材料の抵抗率とポロイダル磁界の時定数に反比例し, 断面積と体積の積 AV と B^2 に比例するということから概略値を求める方法である。この 2 つの計算方法による結果を較べて値の大きい方を設計値として用いることにする。

He 槽その他の構造物中における渦電流発熱についても後者の近似計算法を用いることにする。なお, マグネット真空容器や室温にある構造物については, 抵抗率が充分大きいので渦電流発熱量が小さくなり, 無視することができるものとした。

渦電流発熱の問題点としては次のようなものが挙げられる。

- (1) ポロイダルコイル電流立上り時の短時間に大きな発熱がある。その値は 42 kW である。
- (2) 1 ターンをつくるような構造物 (向心力支持リングなど) では渦電流が充分小さくなるよう分割絶縁構造にする必要が生ずる。このため機械強度的に苦しいことになる。渦電流を小さくするために用いられる絶縁物にかかる大きな応力も問題である。
- (3) 渦電流発熱の正確な解析は容易でなく, モデル実験またはこれに代わる新たな解析法の開発が必要である。

渦電流発熱を小さくするための対策として次のようなことが考えられる。

- (1) 低温での抵抗率の大きな材料を構造物に用いる。
- (2) 構造物を細分化して絶縁物をサンドイッチするような構造上の工夫をこらす。
- (3) トロイダルマグネットに磁気シールドをつける。
- (4) ポロイダル磁界がトロイダルマグネット上で小さくなるようなポロイダルコイルの配置を工夫する。
- (5) ポロイダルコイル電流の立上り時間をゆっくりする。

ここでは18枚の起電導ディスクの間には1mm厚の絶縁物が挿入されており、支持ビームも平行な10枚の板を束ねたものになっている。

8.2.2 計算方法

ポロイダル磁界の持つ磁界エネルギーとその物質中への拡散という概念から渦電流発熱に関して次の近似式が得られている。⁴⁾

$$Q = \frac{4}{3\pi} \frac{1}{\rho\tau_0} B_p^2 A V \quad (8.30)$$

ここで、
 Q : 発熱量 (J),
 ρ : 抵抗率 ($\Omega\text{-cm}$),
 τ_0 : 時定数 (sec),
 B_p : ポロイダル磁界の大きさ (T)
 A : 断面積 (m^2)
 V : 体積 (m^3)

一方、He槽についても、ポロイダル磁界がHe槽と平行とすれば、次式で計算することができる。⁵⁾

$$Q = \frac{B_p^2 A_c^2 t \ell}{\rho p \tau_0} \quad (8.31)$$

ここで、
 p : キャンの周長 (m)
 A_c : キャンがとり囲む断面積 (m^2)
 t : キャンの厚さ (m)
 ℓ : キャンの長さ (m)

ステンレス鋼のディスク中の渦電流発熱の計算法として次のような方法もある。ここで、ディスクが円筒形状で、ポロイダル磁界が $C_1 + \frac{C_2}{r}$ (C_1 と C_2 は定数) の分布をしていると仮定した。

磁界の拡散方程式

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (8.32)$$

が基本式であるが、右辺第2項は無視できる。ここで、

\mathbf{H}^{p0} : 外部から印加されるポロイダル磁界

H^{ed} : 誘起される渦電流のつくる磁界

$$H = H^{po} + H^{ed}$$

$$H^{po} = H_0 \exp(-t/\tau_0)$$

(8.32) 式を2次元円筒座標 (r, Z) 系で解く。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \right) H^{ed} = \mu \sigma \left(\frac{\partial H^{po}}{\partial t} + \frac{\partial H^{ed}}{\partial t} \right) \quad (8.33)$$

(8.33) 式の解⁶⁾ は

$$H^{ed} = \sum_k \sum_n \frac{A_{kn}}{1 + q_{kn} \tau_0} \{ Y_1(\alpha_k b) J_1(\alpha_k r) - J_1(\alpha_k b) Y_1(\alpha_k r) \} \cos(\beta_n Z) \{ \exp(q_{kn} t) - \exp(-t/\tau_0) \} \quad (8.34)$$

ここで,

$$A_{kn} = \frac{4H_0 (-1)^{n+1} J_1(\alpha_k a)}{(2n-1) \{ J_1(\alpha_k a) + J_1(\alpha_k b) \}} + \frac{2H_0 (-1)^{n+1} \pi J_1^2(\alpha_k a)}{(2n-1) \{ J_1^2(\alpha_k a) - J_1^2(\alpha_k b) \}} \times \left[\{ Y_1(\alpha_k b) \int_{\alpha_k a}^{\alpha_k b} J_0(u) du \} - \{ J_1(\alpha_k b) \int_{\alpha_k a}^{\alpha_k b} Y_0(u) du \} \right] \quad (8.35)$$

$$a = R_I, \quad b = R_o.$$

$$\beta_n = (2n-1) \pi / 2w \quad (8.36)$$

$$q_{kn} = \frac{-(\alpha_k^2 + \beta_n^2)}{\mu \sigma} \quad (8.37)$$

α_k は次式の k 番目の根である。

$$Y_1(\alpha_k b) J_1(\alpha_k a) - J_1(\alpha_k b) Y_1(\alpha_k a) = 0 \quad (8.38)$$

次に(8.34)式から電流密度分布が得られる。すなわち,

$$J^{ed} = \text{rot } H^{ed} \quad (8.39)$$

$$Q^{ed} = 2\pi \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \int_{R_I}^{R_o} \rho \{ J^{ed} \}^2 r dr dz. \quad (W) \quad (8.40)$$

渦電流発熱量を時間積分して全発生熱エネルギー

$$W^{ed} = \int_0^\infty Q^{ed} dt \quad (J) \quad (8.41)$$

が得られる。

8.2.3 計算結果

(1) 起電導ディスクにおける発熱

(a) 垂直磁界コイルの磁界による発熱

(8.30) 式に超電導ディスクにおける諸定数を入れると、電流立上り時の発熱量は、次のように計算される。

$$Q_D = \frac{4}{3\pi} \frac{1}{\rho \tau_0} B_V^2 A_D V_D \quad (8.42)$$

$$\begin{aligned} \text{ここで, } \rho &= 68.8 \times 10^{-6} \text{ } \Omega \text{cm} \\ \tau_0 &= 10 \text{ 秒} \\ B_V^2 &= 0.101 \text{ T}^2 \\ A_D &= 1.21 \times 0.05 \text{ m}^2 = 0.0605 \text{ m}^2 \\ V_D &= 0.0605 \times 35.4 \text{ m}^3 = 2.14 \text{ m}^3 \end{aligned}$$

とおくと、

$$Q_D = 8.08 \text{ J}$$

になる。

マグネット全体におけるディスクの発熱量は

$$Q' = 8.08 \times 18 \times 16 \text{ J} = 2.33 \text{ kJ.}$$

立下り時の発熱量も同様にして次のようになる。すなわち、

$$Q'' = 2.33 \text{ kJ.}$$

全運転時間での垂直磁界コイルのつくる磁界による発熱は次のようになる。すなわち、

$$Q = Q' + Q'' = 4.66 \text{ kJ.}$$

(b) 空心変流器コイルの磁界による発熱

(a)と同様の計算を(8.30)式を使って行う。まず最初の1秒間における発熱量は $\tau_0 = 1$ 秒、 $B_{OH}^2 = 0.0777 \text{ T}^2$ として計算することができる。すなわち、

$$Q_D = \frac{4}{3\pi} \frac{1}{\rho \tau_0} B_{OH}^2 A_D V_D = 6.22 \text{ J.} \quad (8.43)$$

マグネット全ディスクにおける発熱量は

$$Q' = 6.22 \times 18 \times 16 \text{ J} = 17.9 \text{ kJ.}$$

次にくる329秒における発熱量は、 $\tau_0 = 329$ 秒として、

$$Q'' = 17.9 \text{ kJ} \times \frac{1}{329} = 0.05 \text{ kJ.}$$

次の10秒間における発熱量は、 $B_{OH}^2 = 0.0497 \text{ T}^2$ 、 $\tau_0 = 10$ 秒として

$$Q''' = 17.9 \text{ kJ} \times \frac{1}{10} \times \frac{0.0497}{0.0777} = 1.15 \text{ kJ.}$$

この次の60秒は電流値一定なので発熱はない。次の20秒は空心変流器コイルにあらかじめ電流を流すための準備期間である。ここで $B_{OH}^2 = 0.112 \text{ T}^2$ 、 $\tau_0 = 20$ 秒となる。この時の発熱量は

$$Q'''' = 17.9 \text{ kJ} \times \frac{1}{20} \times \frac{0.112}{0.0777} = 1.29 \text{ kJ.}$$

全運転時間での空心変流器コイルのつくる磁界による発熱は次のようになる。

$$Q = Q' + Q'' + Q''' + Q'''' = 20.4 \text{ kJ}$$

(c) プラズマ電流の磁界による発熱

(a)(b)と同様に計算する。まず電流立上り時における発熱量は、 $\tau_0 = 10$ 秒、 $B_{PL}^2 = 0.0459$ T^2 として計算することができる。すなわち、

$$Q_D = \frac{4}{3\pi} \frac{1}{\rho \tau_0} B_{PL}^2 A_D V_D = 3.66 \text{ J} \quad (8.44)$$

マグネットの全ディスクにおける発熱量は

$$Q' = 3.66 \text{ J} \times 18 \times 16 = 1.06 \text{ kJ}.$$

電流立下り時においても同様にして

$$Q'' = 1.06 \text{ kJ}.$$

全運転時間でのプラズマ電流のつくる磁界による発熱は次のようになる。

$$Q = Q' + Q'' = 2.11 \text{ kJ}$$

(d) 超電導ディスクにおける発熱のまとめ

(a)~(c)までの計算結果をまとめたものが、Table 8.8である。(a)~(c)までの値の合計をとると、27.2 kJになる。また、8.2.2の式(8.33)~(8.40)を計算コードにした<EDDY>で計算した結果も同じくTable 8.8に示した。この計算結果を合計すると25.0 kJになる。このようにディスク内の渦電流発熱量が小さくおさえられたのは、各ディスク間に絶縁物を挿入した効果によるところが大きい。もしディスク間におかれた絶縁物をとり除けば、発熱量は上記の値の18倍程度になることがわかっている。⁷⁾ この時の冷却負荷は大きくなりすぎる

(2) He キャンにおける発熱

空心変流器コイルの磁界による最初の1秒間における発熱量が最も大きい。磁界の向きがHe キャンと平行であると仮定すれば、この時の発熱量は次のように計算される。

$$Q_H = \frac{B_{OH}^2 A_1^2 t \ell_1}{\rho p_1 \tau_0} + \frac{B_{OH}^2 A_2^2 t \ell_2}{\rho p_2 \tau_0} \quad (8.45)$$

ここで、第1項は直線部分、第2項は曲線部分として計算を行う。すなわち、

$$B_{OH}^2 = 0.077 \text{ T}^2$$

$$A_1 = 0.865 \text{ m}^2$$

$$A_2 = 1.196 \text{ m}^2$$

$$t = 0.02 \text{ m}$$

$$\ell_1 = 12.2 \text{ m}$$

$$\ell_2 = 23.2 \text{ m}$$

$$\rho = 68.8 \cdot 10^{-6} \text{ } \Omega \text{ cm}$$

$$p_1 = 1.84 \text{ m (楔状支持部分を考慮して)}$$

$$p_2 = 4.44 \text{ m}$$

$$\tau_0 = 1 \text{ 秒}$$

を(8.45)式に代入して

$$Q_H = 112 + 169 \text{ J} = 281 \text{ J}$$

16コイル全体で

$$Q' = 16 \times Q_H = 450 \text{ kJ}$$

になる。

同様の計算を8.2.3(1)(a)~(c)のように垂直磁界コイル, 空心変流器コイル, プラズマ電流に関して行う。He キャンにおける発熱量の合計は

$$Q = 450 \text{ kJ} \times \frac{27.2 \text{ kJ}}{17.9 \text{ kJ}}$$

$$= 450 \text{ kJ} \times 1.52 = 6.83 \text{ kJ}$$

He 槽の体積はディスクに較べてかなり小さいが, 渦電流発熱の大きさはディスクのその1/4程度もあることがわかる。これはHe 槽の構造上やむをえないものであると思われる。

(3) 支持シリンダにおける発熱

前項(2)と同様に空心変流器コイルの磁界の最初の1秒間における発熱量が最も多い。磁界の向きをFig. 8.6のようにシリンダと平行とすれば, この時の発熱量はディスク中の発熱量の計算と同様に次式で計算される。

$$Q_0 = \frac{4}{3\pi} \cdot \frac{1}{\rho\tau_0} B_{OH}^2 A_C V_C \times 4 = \frac{4}{3\pi} \frac{1}{\rho\tau_0} B_{OH}^2 A_C^2 h_C \times 4$$

$$= 5.44 \text{ kJ} \tag{8.46}$$

$$\text{ここで, } A_C = \pi (2.6^2 - 2.45^2) \frac{1}{4} = 0.595 \text{ m}^2$$

$$h_C = 8.0 \text{ m}$$

$$B_{OH}^2 = 0.0777 \text{ T}^2$$

$$\tau_0 = 1 \text{ sec}$$

支持シリンダはFig. 8.6のように4ヶ所にカットが施され絶縁材が置かれているものとした。これ以上のカットは機械構造上問題があると思われるので, このような分割方式をとるものとして計算を行った。

(8.46)式で同様に垂直磁界コイルやプラズマ電流の磁界による渦電流発熱量を計算して合計をとると

$$Q = 5.44 \text{ kJ} \times 1.52 = 8.27 \text{ kJ}$$

になる。

このように支持シリンダにおける発熱量も幾分大きくなるが, 機械強度上の信頼性の点から, これ以上の分割を望めない。したがって, これより小さい渦電流発熱を期待するためには, 絶縁物の支持シリンダを用いるとかの工夫が必要となるが, このような方法では弾性率, 熱膨張率, 機械強度の点で問題があり, 構造上あまり良い解決策とは言えない。しかし, 支持シリンダの損失がマグネット全体の損失に較べてかなり小さいので, 本実験炉においてはFig. 8.6の構造で十分であろう。

(4) 支持梁における発熱

磁界の向きを Fig. 8.7 のように広い面に垂直だとすれば、この時の支持梁における渦電流発熱量は 500 kJ に近い値になる。したがって、Fig. 8.7 のように支持梁は 10 枚の板でできており、各々の板の間に絶縁物が挿入され、全体がボルト締めされて強度的には一体のものとはほぼ等しいとする。ここでも、(2)や(3)と同じように、まず最初に空心変流器コイルの磁界の最初の 1 秒間における発熱量を計算する。

$$\begin{aligned} Q_B &= \frac{4}{3\pi} \frac{1}{\rho\tau_0} B_{OH}^2 A_B V_B \times 10 \times 2 \\ &= \frac{4}{3\pi} \frac{1}{\rho\tau_0} B_{OH}^2 A_B^2 d_B \times 10 \times 2 \end{aligned} \quad (8.47)$$

ここで、

$$A_B = \ell \frac{w_B}{10} \quad (8.48)$$

梁の中央の継手部分には絶縁物が入っているので、 ℓ は梁の長さの半分になる。梁の長さは 3 種類あって、それぞれ $\ell = 1.55 \text{ m}$, 1.15 m , 0.55 m である。

$$B_{OH}^2 = 0.0777 \text{ T}^2$$

$$w_B = 1.2 \text{ m}$$

$$d_B = 0.75 \text{ m}$$

$$\tau_0 = 1 \text{ sec}$$

を (8.47), (8.48) 式に代入すると、 Q_B は

$$Q_{B,1} = 0.249 \text{ kJ} \quad (\ell = 1.55 \text{ m})$$

$$Q_{B,2} = 0.137 \text{ kJ} \quad (\ell = 1.15 \text{ m})$$

$$Q_{B,3} = 0.031 \text{ kJ} \quad (\ell = 0.55 \text{ m})$$

と計算される。

このような梁が全部で $16 \times 2 = 32$ 本あるので、マグネット全体での発熱量 Q' は次のようになる。

$$Q' = 32 \times (Q_{B,1} + Q_{B,2} + Q_{B,3}) = 13.4 \text{ kJ}$$

(8.47) 式を垂直磁界コイルやプラズマ電流による磁界にも適用して合計をとると

$$Q = 13.4 \text{ kJ} \times 1.52 = 20.3 \text{ kJ}$$

が得られる。

支持梁はポロイダルコイル電流と同じ方向に置かれており、しかも体積が大きく、渦電流発熱が大きくなるような性質を持っている。この支持梁で数万トン・mにも達する倒し力を支えなければならぬので、それほど細分化することはできない。上記のような点を配慮して支持梁の設計を行っている。

(5) 計算結果のまとめ

(1)~(4)でおおのこの部分における渦電流発熱量を計算した。これらの値を Table 8.9 にまとめた。この結果、1 サイクル 420 秒の間の構造体中での発熱量は

$$Q_{\text{total}} = 62.6 \text{ kJ}$$

になる。したがって、平均的な単位時間あたりの発熱量は次のようになる。

$$Q_{\text{total}}/T = 0.15 \text{ kW}$$

実際の単位時間あたりの発熱量は大きく変化している。スタート・アップ時の最初の1秒における変流器コイル磁界による発熱が非常に大きい（～42 kW）。単位時間あたりの発熱量の時間変化を Fig. 8.8 に示す。ここで明らかなように、スタート・アップ時と放電終了時に渦電流発熱は数 kW 以上に達するが、燃焼時間中は殆んど発熱がなく 1 W 以下である。

8.3 中性子・γ線による発熱

炉心プラズマで発生する融合エネルギーの75%は14 MeV中性子となってプラズマから外へ放出される。このとき、第1壁の中性子束は約 $10^{14} \text{ n/cm}^2\text{-sec}$ に達するが、中性子の殆んどはブランケットや遮蔽によって熱に変換される。そして、超電導マグネット領域にまで達する中性子はこのうち 10^{-5} （内側遮蔽の背後で）、 10^{-6} （外側遮蔽の背後で）程度であると思われる。これは、外側遮蔽は80cmの厚さがあり、内側遮蔽の40cmに較べ40cmも厚いことによる。JAERI-M 6783⁸⁾によれば、トロイダルマグネット表面での中性子束は $1.21 \times 10^9 \text{ n/cm}^2\text{-sec}$ （内側遮蔽の背後で）、 $1.10 \times 10^6 \text{ n/cm}^2\text{-sec}$ （外側）と計算されている。

核融合炉の遮蔽の厚さは安定化材料である銅に対する放射線効果により決まってしまう。3.4節にも述べたように低温下の銅は中性子照射により抵抗値が上昇する。こうしたことから比較的厚い遮蔽が設けられ、トロイダルマグネット領域に入射する中性子はかなり小さく押えられる。

したがって、トロイダルマグネット中での発熱が問題になるのは内側遮蔽の背後の部分である。なお、インジェクターや真空排気系のポートに面した部分でのストリーミング効果による中性子束の増加はそれほど問題にならないと思われる。外側遮蔽の背後の部分での発熱量は内側遮蔽の背後の部分に較べて1/1000程度しかなく、ポートの周辺にも厚い遮蔽がめぐらされているからである。

なお、遮蔽やマグネットに入射した中性子は2次γ線を発生させ、この2次γ線が熱に変わる。直接中性子の持つエネルギーが熱に変換される量に較べ、2次γ線による発熱量の方がはるかに大きい。JAERI-M 6783⁸⁾に基づいて発熱量の分布の計算結果を示したものが Fig. 8.9 である。内外遮蔽の背後では、マグネット中での発熱量の最大値は $7.8 \times 10^{-6} \text{ W/cm}^3$ 、外側遮蔽の背後では最大値 $1.0 \times 10^{-8} \text{ W/cm}^3$ となる。ここで、D型コイル直線部分のプラズマ側表面での中性子・γ線による発熱が最も高くなっている。

Fig. 8.9 で示すように、単位体積あたりの発熱量はマグネットの内部にゆくにつれて指数関数的に減衰することがわかる。その減衰率は約30cmで1/10になり、この30cmという厚さはマグネットの厚さに較べると小さい。したがって、マグネット表面近傍における発熱が全発熱の殆んどを占めることになる。こうして、単位体積あたりの発熱量 h は

$$h = A_0 \exp(-x/d) \quad (8.49)$$

- ここで
- A_0 : マグネット表面での発熱量
 - d : 発熱量が1/eに減衰する距離
 - x : マグネット領域の表面からの距離

で表わされ、1コイルあたりの発熱量Hは次のように計算される。

$$\begin{aligned}
 H &= \int h dV \\
 &= \int_0^a A_0 e^{(-x/d)} S_0 \frac{\ell + 2x}{\ell} dx \\
 &= A_0 S_0 d \left\{ 1 + \frac{2d}{\ell} - e^{-\frac{a}{d}} \left(1 + \frac{2d}{\ell} + \frac{2a}{\ell} \right) \right\} \quad (8.50)
 \end{aligned}$$

ここで、
 a : コイルの厚さ
 S_0 : マグネットの表面積
 ℓ : コイルの内直径

(直線部分では $\ell = \infty$ となる。)

まず、内側遮蔽の背後にあるマグネット部分での発熱量は、 $a = 0.98 \text{ m}$, $S_0 = 2 \times 3.9 \times 1.47 \text{ m}^2 = 11.466 \text{ m}^2$, $\ell = \infty$, $A_0 = 7.8 \times 10^{-5} \text{ W/cm}^3$, $d = 0.090 \text{ m}$ を(8.50)式に代入して、

$$\begin{aligned}
 H' \text{ (内側)} &= 80.5 \text{ W/1コイル} \\
 &= 1.29 \text{ kW/16コイル}
 \end{aligned}$$

になる。

次に外側遮蔽の背後にあるマグネット部分での発熱量は、 $a = 1.34 \text{ m}$, $S_0 \approx 11.93 \times 0.94 \text{ m}^2 = 22.43 \text{ m}^2$, $\ell \approx 3.5 \text{ m}$, $A_0 = 1.0 \times 10^{-8} \text{ Watt/cc}$, $d = 0.105 \text{ m}$ を(8.50)式に代入して

$$\begin{aligned}
 H'' \text{ (外側)} &= 0.025 \text{ W/1コイル} \\
 &= 0.40 \text{ W/16コイル}
 \end{aligned}$$

になる。したがって、マグネット全体の発熱量は、

$$H = 16 \times (H' + H'') = 16 \text{ コイル} \times 80.5 \text{ W/コイル} \approx 1.29 \text{ kW}$$

である。

この計算から明らかなように、外側遮蔽の背後にあるマグネット部分の発熱は全然問題にならないことになる。なお、この値はANL-EPRの1.46 kWやGA-EPRの3.25 kWに較べて小さい値である。以上の結果をまとめたものをTable 8.10に示す。

実際にはJXFRにおいては運転休止時間が80 secあり、約320 secの燃焼時間(burn time)があるとして、稼働率(duty factor)は76%となる。中性子の発生している時間は燃焼時間だけであるから、全運転時間で平均化して上記発熱量の76%で冷却負荷は考えればよい。

中性子・ γ 線による発熱の問題点としては次のようなものが挙げられる。すなわち、

- (1) 内側遮蔽の背後にあるマグネット部分での発熱がほとんど全てである、
- (2) インジェクターや真空排気ポートからの中性子ストリーミングによる発熱率の上昇は更に検討を要するが、それほど大きくならないと思われる。
- (3) ブランケット・遮蔽部分の核計算、マグネット中での発熱率の計算の精度を上げることが必要である。
- (4) 遮蔽を薄くすれば マグネット部分への中性子及び γ 線の照射量が増加するが、マグネッ

ト部分の厚さや冷却容量を大きくすることによって問題を解決することができる。したがって最終的な JXFR の設計では遮蔽とマグネットのスペースについて最適化が行われなければならない。

なお、支持シリンダと支持梁における放射線発熱は、それぞれトロイダルコイルと厚い外側遮蔽の背後にあるので、無視できる程度に小さいといえる。

8.4 伝導による侵入熱

クライオスタットの構造については第6章で述べた。伝導および輻射による周囲空間から He 槽への熱侵入の径路は、概略 Fig. 8.10 に示す通りである。すなわち、

- (i) 真空槽内の S.I. の伝導 (ベーパーシールド有り),
- (ii) 真空槽と He 槽間の支持構造物 (F.R.P) の伝導,
- (iii) 自重支持構造物 (高温側ピン, レバー (He 蒸気との熱交換部を含む), 低温側ピン) の伝導,
- (iv) パワーリード (He 蒸気との熱交換部を含む)

以下順を追って、各径路を通じての侵入熱量を求める。

8.4.1 S.I. の伝導

第6章で述べたように、S.I. の有効熱伝導率は、その構成を決めてもなお高温側壁温と低温側壁温の関数であるから、中間のベーパーシールド温度によって異なる。蒸発 He ガスによるベーパーシールドではベーパーシールド温度は He 槽における全冷却負荷 (蒸発 He 量) およびシールドの位置によって変化する。この場合冷却負荷を最小にするには、S.I. の構成、シールド位置、全冷却負荷等をパラメトリックに変化させて、クライオスタット全体で最適設計を行う必要があるが、非常に複雑になるので、次の手順で各部の構成を決めた。冷凍機の低温ガスをシールドに流す場合は上記の特殊ケースである。

まず真空空間は、クライオスタットが常温から He 温度まで変化する間において最小 10 cm を確保するように決定し、S.I. の実質的な施工厚さは 10 cm とする。この真空空間でのベーパーシールド位置を次の通り決定した。S.I. とベーパーシールドのみで断熱された He 槽を考え、S.I. の伝導以外の侵入熱量が無いとする。このときの S.I. の伝導による侵入熱量は、次の 3 式を連立させて解いて得られる。

$$Q_H = \frac{a_{SI}}{\ell} \int_{T_s}^{300} \lambda_{eff}(300, T_s) dT \quad (8.51)$$

$$Q_L = \frac{a_{SI}}{\ell'} \int_{4.2}^{T_s} \lambda_{eff}(T_s, 4.2) dT \quad (8.52)$$

$$Q_H - Q_L = \frac{Q_L}{h_{fg}} (i_{T_{out}} - i_{4.2}) \quad (8.53)$$

ただし、 Q : 侵入熱量 (添字 H, L は各々高温側, 低温側を示す)

- ℓ : 外壁・シールド間SI厚さ
 ℓ' : シールド・He槽間SI厚さ
 h_{fg} : Heの蒸発潜熱
 i : He蒸気のエンタルピー
 T_s : シールド板平均温度
 T_{out} : シールド出口におけるHe蒸気温度 ($\equiv 2T_s - 4.2$)
 $\lambda_{eff}(T', T'')$: SIの T' ・ T'' 間の等価熱伝導率

SI (20 μ A ℓ マイラと100 μ ガラスウールで構成)を15層/cmで施工したとき、He槽への侵入熱量がベーパーシールド位置でどのように変化するかを、式(8.51)～(8.53)の繰り返し計算を行いFig. 8.11に示した。横軸は $\ell' / (\ell + \ell')$ $\equiv \xi$ でもって表わした。この結果から、外壁とHe槽の中央付近にシールドを設けることが適当なことが分かる。

本報告でとり扱うトロイダルマグネットでは、超電導線中の交流損や放射線による発熱割合が高いので、シールド温度は十分低くなり、シールド板の最適位置はHe槽よりに近づく。以後の設計では、SI厚さは低温状態で10cmを確保し、その中央にベーパーシールドを設ける。SIの熱伝導率は(6.1)式で計算される。

8.4.2 FRPの伝導

真空容器はHe槽からFRPのカラムで支持される。カラム両端の温度は定常時300Kと4.2Kで一定であり、FRPの熱伝導率を $\lambda_{FRP}(T)$ とすると、侵入熱量は次式で与えられる。

$$Q_{FRP} = \frac{a_{FRP}}{\ell_{FRP}} \int_{4.2}^{300} \lambda_{FRP}(T) dT \quad (8.54)$$

FRPは スチックの複合材料で、低温ではエポキシガラスファイバが一般に使用される。降伏応力/平均熱伝導率で断熱支持材としての特性が評価されるが、この値はSUSに比較して1～2桁大きい。Fig. 8.12に、代表的なエポキシガラスファイバの熱伝導率を示した。

8.4.3 自重支持構造物の伝導

自重支持構造については第6章で述べた。高・低温部のピンは断面積が大きくて短かいので、高温側ピンは室温、低温側ピンは液体He温度になっていると近似できる。したがって、レバーの両端は各々300Kと4.2Kである。レバーの中央部には、He蒸気による熱交換部を設けている。この熱交換部の両端ではHe蒸気の温度変化に対応した温度差が存在し、かつHe蒸気と熱交換部材表面との間に熱移動に伴う温度差が生ずるが、伝熱面積を十分大きくとることによってこの温度差は小さくすることができるので、簡単のために熱交換部温度 T_s 一定として侵入熱量を計算する。

レバーを伝わって常温空間から熱交換部への侵入熱量 $Q_{SUS,H}$ 、および熱交換部からHe槽への侵入熱量 $Q_{SUS,L}$ は、ステンレス鋼の熱伝導率 $\lambda_{SUS}(T)$ (Fig. 8.12参照)を用いて次の通り与えられる。

$$Q_{\text{SUS, H}} = n \frac{a_{\text{SUS}}}{\ell_{\text{SUS}}} \int_{T_s}^{300} \lambda_{\text{SUS}}(T) dT \quad (8.55)$$

$$Q_{\text{SUS, L}} = n \frac{a_{\text{SUS}}}{\ell_{\text{SUS}}} \int_{4.2}^{T_s} \lambda_{\text{SUS}}(T) dT \quad (8.56)$$

ただし、 n : レバーの個数

8.4.4 パワーリードの熱負荷

パワーリードの熱負荷は、パワーリードにおけるジュール発熱とパワーリードの熱伝導と He 蒸気への熱移動量によって決まる。電流値が決った場合、パワーリードの寸法（径と長さ）がジュール発熱量と熱伝導項に及ぼす効果は反対で、最適なパワーリードの寸法が存在する。パワーリードからの侵入熱量で蒸発した蒸気がパワーリードと熱交換しつつ外部に排出されるように蒸気量を制御する場合、大電流のパワーリードでは電流 1 A 当り 1.2 mW 程度が最小の熱負荷となる。トロイダルコイルの励磁方法によってパワーリードの数は異なるが、本実験炉では、コイルは各々 18 ディスクに分割し、ディスク毎に 16 個を He 温度において直列に接続する。したがって、パワーリードは合計で 36 本あり、各コイルから 2 本 Na 1, Na 8, Na 9, Na 16 コイルでは 3 本パワーリードがで。パワーリード 1 本当りの電流は 25100 A であるから、パワーリードの熱負荷は 10.8 kW である。

8.5 全冷却負荷

8.5.1 過渡発熱

8.2 節で述べたように、ポロイダル磁界は 420 sec の運転時間で 1 サイクルを描く磁界変動をするため、構造物および超電導線に発生する損失は時間変動をする。ポロイダル磁界は、垂直磁界と変流器コイル磁界とプラズマ電流のつくる磁界とから成っており、しかも、Fig. 4.11 に示すように、変流器コイル磁界と垂直磁界、プラズマ電流のつくる磁界の時間変化は異なっているが、各々の磁界が単独で存在したとして、構造物および超電導線に生じる損失の時間変化を考える。

この損失の最大値は 相当大きな値であるが、この損失をただちに冷却媒体で除去するのはほとんど不可能である。冷却媒体に移動しない熱量は 発熱部（構造物および超電導線）に貯えられ、伝導によって均一化される。発熱部からの熱移動がないとして 発熱部の温度上昇値を計算すると 0.1 K 以下であり、コイルへの影響はない。また、この温度差では液体 He への熱移動は十分緩やかで $q \sim 0.1 \text{ W/cm}^2$ 以下になり、急激な液体 He の気化は起きない。

発熱体中に貯えられた熱量は、磁界変動の緩やかな残りの 380 sec の間に液体 He に移動するが、発熱体を一様温度とすると次式で計算できる。

$$-WC_p \frac{dT}{dt} = hA(T - T_{\text{He}}) \quad (8.57)$$

ただし W : 発熱体の重量
 C_p : 発熱体の比熱
 T : 温度
 h : 発熱体と液体 He の間の等価熱伝達率 (発熱体中の伝導項を考慮)
 A : 液体 He と接する発熱体表面積

(8.57) 式を初期条件 $T = T_I$ で, h, C_p を定数として解くと,

$$T = (T_I - T_{He}) e^{-\frac{hA}{WC_p} t} + T_{He} \quad (8.58)$$

が得られ, 代表的な数値を入れて計算すると Fig. 8.13 となり, 1 サイクルの間に元の温度に戻る。この冷却過程における最大冷却負荷は $t = 0$ の時に発生するが, 1 サイクルの間の平均冷却負荷との比は (8.54) 式の平均値との比をとって

$$\frac{T_I - T_{He}}{\frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} (T - T_{He}) dt} = \tau_0 \frac{hA}{WC_p} \frac{1}{1 - e^{-\frac{hA}{WC_p} \tau_0}} \quad (8.59)$$

で与えられる。ただし, τ_0 は 1 サイクル中の冷却時間で $\tau_0 = 380 \text{ sec}$ である。Fig. 8.13 の例ではこの比は 4.3 であり, 超電導線では比は 7.3 である。冷却系を設計する場合にこの点の配慮が必要である。クライオスタットの液溜に 1 サイクル中の全発熱量を吸収できる液体 He を貯液しておけば, 冷凍機の冷却負荷は平均値で考えることができる。8.1, 8.2 節から 1 サイクル中の発熱量は 611 kJ であり, 1 コイル当り 15.2 ℓ の貯液があればよいことが分る。これは第 6 章のクライオスタットの上部液溜めのスペースで充分なことを示している。

8.5.2 平均冷却負荷

先に述べたように, パワーリードとの熱交換 He 蒸気量を, パワーリードからの熱負荷に対応する量と仮定すると, 8.4.1 項と 8.4.3 項の S-I および自重支持構造物 (SUS) の伝導による侵入熱量は, 次のようにして He ベーパシールド温度 T_s と関連させて求めることができる。

$$\Sigma (Q_H - Q_L) = \frac{\Sigma Q_L + Q_o + Q_{FRP}}{h_{fg}} (i_{T_{out}} - i_{4.2}) \quad (8.60)$$

$$T_{out} = 2 T_s - 4.2$$

ただし, Q_o : 外部磁界変動や放射線による発熱

冷却負荷 Q_L は (8.60) 式と (8.51, 52, 54~56) 式を連立させて解くことによって得られる。蒸発 He によるシールドを使う場合, Q_o をパラメータとして計算した結果を Fig. 8.14 と Table 8.11 に示す。 Q_o はこの場合, 平均で 2.43 kW であるから, 全冷却負荷は 6.73 kW である。

次に, 冷凍機の低温ガスの一部を外部に取りだして, ベーパシールドを冷却する場合の伝導による冷却負荷を検討する。この場合は (8.52), (8.54), (8.56) 式において, T_s に低温ステージの温度を代入すればよい。ベーパシールド温度として 55 K とした場合の計算結果を Table 8.11 に示す。全冷却負荷は 7.49 kW である。

この設計においては、55 K ベーパシールドの場合の全冷却負荷 7.49 kW を設計値として採用することにする。

8.6 まとめ

(1) 超電導線内の発熱には、接続損失、励磁減磁時の電力損、ポロイダル磁界の変動による発熱があるが、励磁減磁時の電力損は 炉の運転時には考慮の必要がなく、接続損失は約 0.06 kW で他の損失に比べ小さい。ポロイダル磁界の変動による損失は、変流器コイル磁界、垂直磁界による損失、プラズマ電流磁界による損失から成り、420 sec の 1 サイクルで 548 kJ、平均発熱は 1.30 kW、最大瞬間発熱は 105 kW である。この計算は、トロイダルコイルに印加する変流器コイルの磁界の向きを垂直として計算したが、実際には 平行磁界成分を持っており、この効果を含めて正確に計算すると、かなり小さくなる可能性がある。

(2) 超電導ディスクや He 槽、コイル間支持梁等の構造材中で、ポロイダル磁界変動による渦電流が発生する。渦電流を小さくするために、ディスク間、支持梁とコイルの間に絶縁物をはさみ、支持梁と支持シリンダは分割している。以上の結果、420 sec の 1 サイクルで 63 kJ、平均発熱量は 0.15 kW となる。

(3) 中性子・ γ 線による発熱は 内側遮蔽の背後のマグネットの表面に集中し、その値は 1.29 kW である。運転休止時間を考慮した平均冷却負荷は 0.98 kW である。

(4) 伝導・輻射による冷却負荷は、真空部の S.I.、自重支持構造の SUS、FRP カラムからの伝導負荷から成り、He ベーパシールド温度を 55 K としたとき 3.98 kW である。したがって、全冷却負荷は 7.49 kW となる。

(5) 過渡発熱による液体 He の最大蒸発量は 平均値の約 2 倍であるが、これはクライオスタットの貯液でまかなうので、冷却系は平均冷却負荷で考えればよい。

参考文献

- 1) 井上, 古戸, 池田, 谷井, “極細多 超電導線の平行磁場による交流損失”, 第 17 回低温工学研究発表会, A-14 (Nov. 1976) 14
- 2) T. Satow, M. Tanaka, T. Ogama, “AC losses in multifilamentary superconducting composites for levitated trains under AC and DC magnetic fields”, Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 19, D-3 (1974) 154-161
- 3) 佐藤, 田中, 福原, 服部, “ツイストなしの複合超電導線の交流損”, 第 14 回低温工学研究発表会, B1-6 (1975) 26
- 4) W. M. Stacey et al.: ANL/CTR-75-2 (1975)
- 5) C. C. Baker et al.: GA-A 14000 (1976)
- 6) 谷, 他: JAERI-M 5999 (1975)
- 7) 伊尾木 他: 原子力学会 昭和 51 年年会予稿集 A17 (1976)
- 8) 関 他: JAERI-M 6783 (1976)

Table 8.1 接続部の抵抗, 電圧降下, 発熱

接続位置	接続部 w_{con} (cm)	接続長さ $l_{con} = 0.5$ のときの		電圧降下 (μV)	そのときの ジュール損 (mW)
		接続抵抗 R_{con} (Ω)	$l_{con} = 0.5 m, I_0 = 25100 A$ のときの		
スロット No. 2-3	2.6	1.80×10^{-11}	0.45	11.3	
3-4	2.7	1.73	0.43	10.9	
4-5	2.8	1.67	0.42	10.5	
5-6	3.0	1.56	0.39	9.8	
6-7	3.2	1.46	0.37	9.2	
7-8	3.4	1.37	0.34	8.7	
8-9	3.6	1.30	0.33	8.2	
9-10	3.8	1.23	0.31	7.7	
10-11	4.0	1.17	0.29	7.4	
11-12	4.2	1.11	0.28	7.0	
12-13	4.4	1.06	0.27	6.7	
13-14	4.6	1.02	0.25	6.4	
14-14	4.8	0.97	0.24	6.1	
1 デイスク合計	-	$3.39 \times 10^{-10} \Omega$	$850 \mu V$	0.214 W	
1 コイル 合計	-	$6.11 \times 10^{-9} \Omega$	$153 \mu V$	3.85 W	
全コイル 合計	-	$9.77 \times 10^{-8} \Omega$	2.45 mV	61.6 W	
(2) デイスク間					
1 ケ所	2.6 cm	$1.80 \times 10^{-11} \Omega$	$0.45 \mu V$	11.3 mV	
270 ケ所合計	-	$4.86 \times 10^{-9} \Omega$	0.122 mV	30.5 W	
総 合 計	-	$1.03 \times 10^{-7} \Omega$	2.57 mV	64.7 W	

Table 8.2 励磁または減磁による損失

スロットNo.	1本の複合線中のNb ₃ Sn芯線数	1スロット内の2重導体中のNb ₃ Sn体積V (m ³)	B _w /2におけるJ _c (A/m ²)	1スロット内の2重導体の励磁または減磁時の損失Q(J)	Q/t ₀ (=5hr) (W)
1	5782	1.69×10 ⁻⁴	4.4×10 ⁹	13	0.75×10 ⁻³
2	5782	1.68 "	4.4 "	13	0.75 "
3	6490	1.87 "	4.3 "	18	0.98 "
4	7788	2.22 "	4.2 "	25	1.4 "
5	9440	2.66 "	4.1 "	34	1.8 "
6	11092	3.10 "	4.0 "	44	2.5 "
7	12744	3.52 "	3.9 "	54	3.0 "
8	14632	3.99 "	3.8 "	66	3.7 "
9	16638	4.49 "	3.7 "	79	4.4 "
10	18880	5.04 "	3.6 "	93	5.2 "
11	21240	5.59 "	3.5 "	108	6.0 "
12	22892	5.95 "	3.4 "	118	6.6 "
13	24308	6.23 "	3.4 "	132	7.3 "
14	25488	6.43 "	3.3 "	140	7.8 "
1デイスク				187 kJ	0.104 W
1コイル				337 kJ	1.87 W
全コイル				539 kJ	2.99 W

Table 8.3 変流器コイル磁界の変化と超電導線結合

時刻 (s)	時間(s)	磁界変化 (T)	$B_p = 0.279$ Tのときの 磁界変化率 B (T/S)	ツイスト磁界長 L_c (m)	超電導線結合の有無
0→329	329	$0 \searrow -B_p$	0.00085	0.32	結合なし
329→339	10	$-B_p \nearrow -0.2B_p$	0.0223	0.062	結合
339→399	60	$-0.2B_p$ のまま	0.0	-	-
399→419	20	$-0.2B_p \nearrow B_p$	0.0167	0.071	結合
419→420	1	$B_p \searrow 0$	0.279	0.017	結合

Table 8.4 No.8 スロットの複合超電導の仕様

複合超電導線の厚さの1/2	a_3	2.25×10^{-3} m
複合超電導線の幅	b_2	36 "
超電導領域の厚さの1/2	a_2	1.75 "
超電導領域の内側基材の厚さの1/2	a_1	0.75 "
幅	b_1	15.5 "
1ディスクの複合超電導線の長さの合計	L	2020 m
超電導素線直径		0.5×10^{-3} m
超電導素線本数		124
超電導芯線 (Nb ₃ Sn) 直径	d	0.022×10^{-3} m
超電導芯線 (Nb ₃ Sn) 本数	n	14632
基材以外が複合線に占める占積率	η	0.19
基材の抵抗率 (No.8 スロットの平均磁界 6.5 Tで)	ρ	5.5×10^{-10} Ω m
芯線臨界電流密度 (No.8 スロットの平均磁界 6.5 Tで)	J_c	3.1×10^9 A/m ²
超電導部分平均臨界電流密度	J_{ca}	5.6×10^8 A/m ²
磁束が超電導領域の中央に達する磁界	B_a	0.70 T

Table 8.5 変流器コイル磁界によって1ディスクの超電導線に生ずる発熱

τ (s)		1	10	20	329	
B_p (T)		0.279				
B_0 (T)		0	$0.2 B_p$	$-0.2 B_p$	0	
結合の有無		結 合			無 結 合	
f (Hz)		0.25	0.020	0.015	0.00076	
τ_s (s)		1	10.9	188	329	
δ (m)		0.024	0.083	0.096	0.43	
損 失 (W)	P_{ch}	257	257	130	/	
	P_{ce1}	55.2	0.35	0.20		
	P_{ce2}	0.46	0.003	0.002		
	P_c	313	26.1	13.2		
失 (W)	P_{uh}	/	/	/	0.163	
	P_{ue}	/	/	/	0.0008	
	P_u	/	/	/	0.164	
$\frac{Q_c + Q_u}{420}$ (W)		/	/	/	213	
発 熱 量 (J)	Q_{ch}	257	257	261	/	
	Q_{ce1}	55.2	3.9	3.7		
	Q_{ce2}	0.46	0.032	0.031		
	Q_c	313	26.1	26.5		
	Q_{uh}	/	/	/		536
	Q_{ue}	/	/	/		0.26
Q_u	/	/	/	539		
$Q_c + Q_u$ (J)		/	/	/	893	

Table 8.6 垂直磁界およびプラズマ電流磁界によって1ディスクの超電導線に生ずる発熱

		垂直磁界	プラズマ電流磁界
τ (s)		10	10
B_p (T)		0.318	0.214
B_0 (T)		0	0
結合の有無		結 合	結 合
f (Hz)		0.025	0.025
δ (s)		10	10
τ (m)		0.075	0.075
損 失 (W)	P_{ch}	37.9	11.6
	P_{ce1}	0.71	0.32
	P_{ce2}	0.006	0.003
	P_c	38.6	11.9
発 熱 量 (J)	Q_{ch}	37.9	11.6
	Q_{ce1}	7.1	3.2
	Q_{ce2}	0.06	0.03
	Q_c	38.6	11.9
1サイクルの 発熱量 (J)		772	238
平均損失 (W)		1.84	0.57

Table 8.7 ポロイダル磁界によって全超電導線に生ずる発熱

磁界の種類	1サイクル(420s) の発熱量(kJ)	平均発熱(kW)	最大瞬間発熱(kW)
変流器コイル磁界	257	0.612	90.1(1 sec 間)
垂直磁界	222	0.529	11.1(10 sec 間)
プラズマ電流磁界	68.5	0.163	3.4(10 sec 間)
合計	548	1.304	104.6(1 sec 間)

Table 8.8 ディスクにおける渦電流発熱

	$B_p^2 (T^2)$	$\tau_0 (sec)$	Q (kJ) 式(8.29)による	Q (kJ) <EDDY>による
Vertical Field Coil	0.101	10	2.33	2.14
	0.101	10	2.33	2.14
OH Coil	0.0777	1	17.92	16.50
	0.0777	329	0.05	0.05
	0.0497	10	1.15	1.06
	0.112	20	1.29	1.19
Plasma Current	0.0459	10	1.06	0.97
	0.0459	10	1.06	0.97
Total	-	-	27.18	25.02

Table 8.9 各部分における渦電流発熱

	発熱量(1サイクル)	平均発熱量
超電導ディスク	27.2 kJ	0.065 kW
ヘリウム槽	6.8 kJ	0.016 kW
支持シリンダ	8.3 kJ	0.020 kW
支持梁	20.3 kJ	0.048 kW
合計	62.6 kJ	0.149 kW

Table 8.10 マグネット中における放射線発熱

	内側ブランケット側	外側ブランケット側
単位体積あたりの発熱量	7.8×10^{-6} Watt/cc	1.0×10^{-8} Watt/cc
減衰率	0.09m	0.105m
発熱量(1コイルあたり)	80.5 Watt	0.025Watt
発熱量(マグネット全体)	1290Watt	0.40 Watt

Table 8.11 4.2Kにおける冷却負荷

	超電導線損	放射線損	漏電流損	伝導	パワーリード	合計
蒸発Heによるシールド	1.30kW [*]	0.98kW ^{**}	0.15kW ^{***}	3.22kW	1.08kW	6.73kW
5.5Kシールド	1.30kW [*]	0.98kW ^{**}	0.15kW ^{***}	3.98kW	1.08kW	7.49kW

* 過渡負荷は最大 9.52 kW

** 過渡負荷は最大 1.29 kW

*** 過渡負荷は最大 0.64 kW

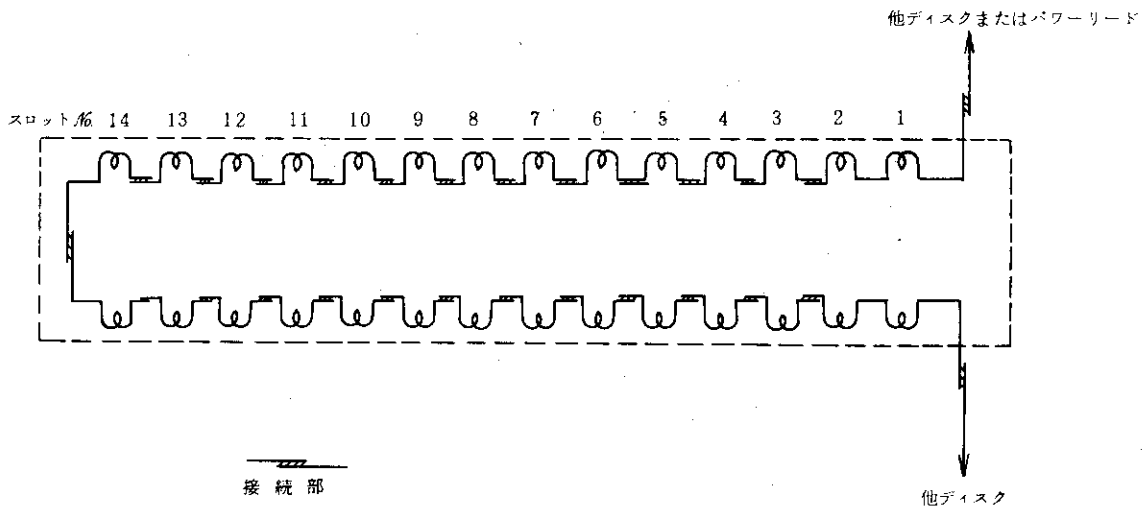


Fig. 8.1 ディスク内の接続部分配置

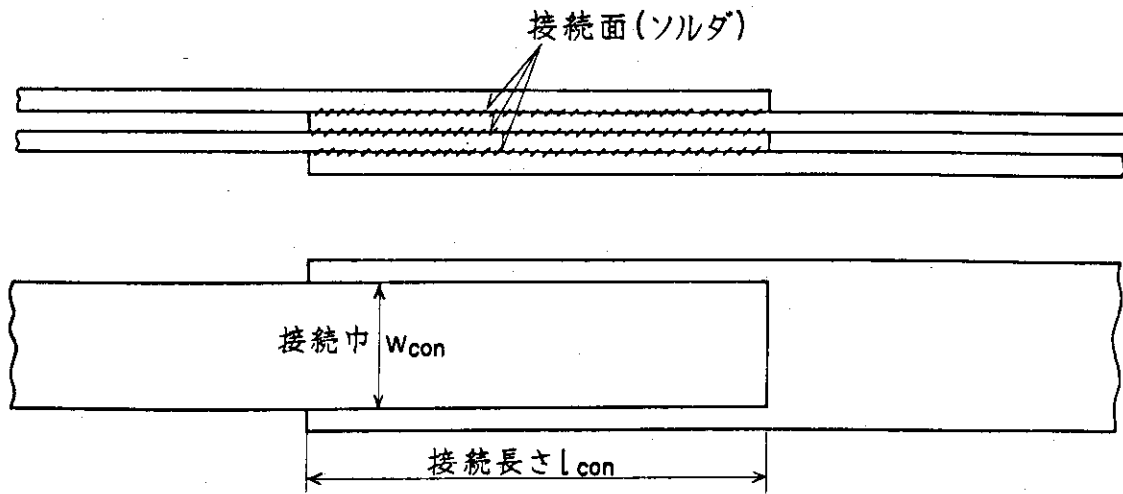


Fig. 8.2 接続部概念図

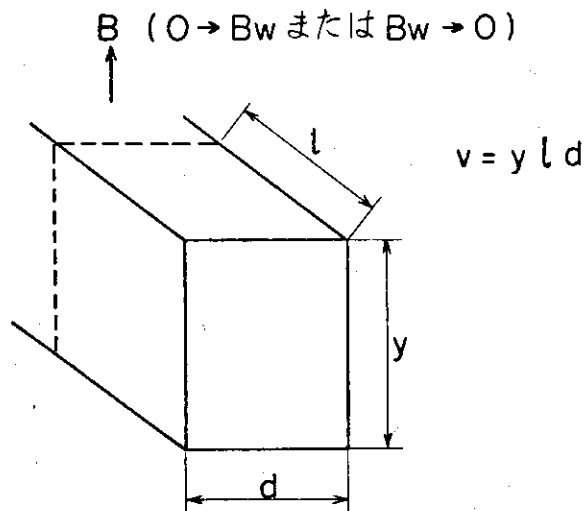


Fig. 8.3 励減磁時の損失計算のための超電導体モデル

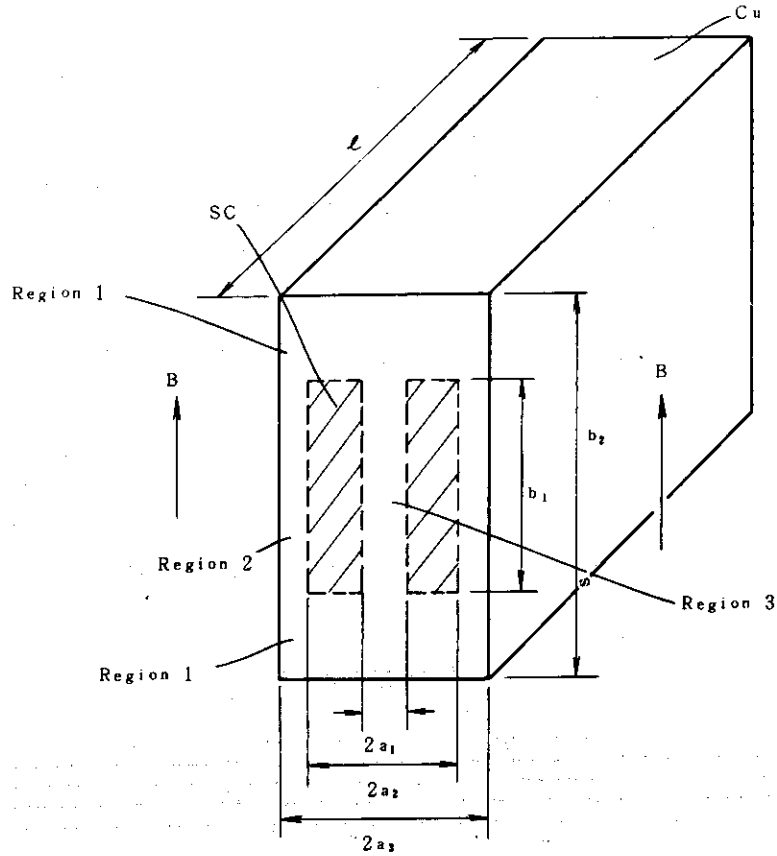


Fig. 8.4 複合超電導線の損失計算モデル

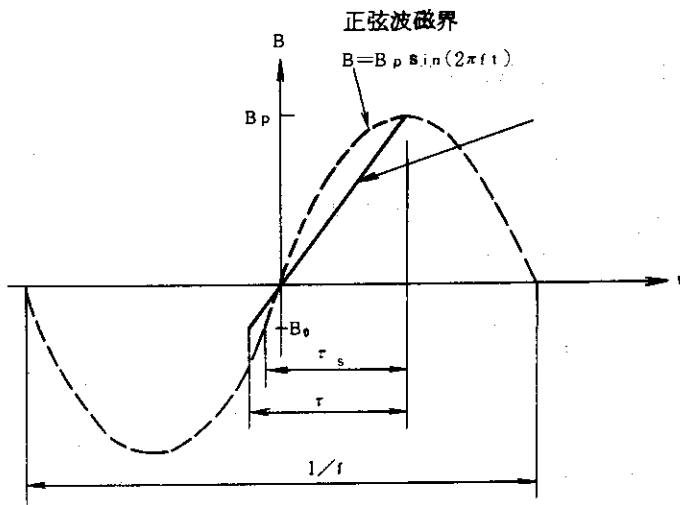


Fig. 8.5 渦電流計算の波形モデル

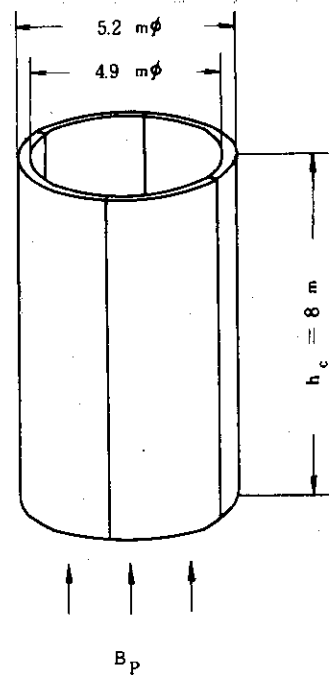


Fig. 8.6 トロイダルコイル支持シリンダ

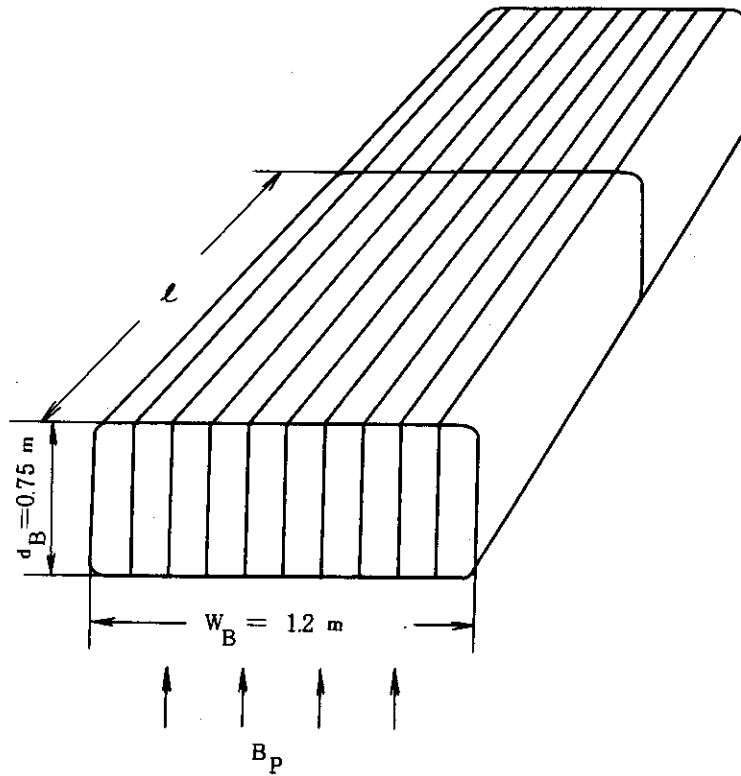


Fig. 8.7 トロイダルコイルの支持梁

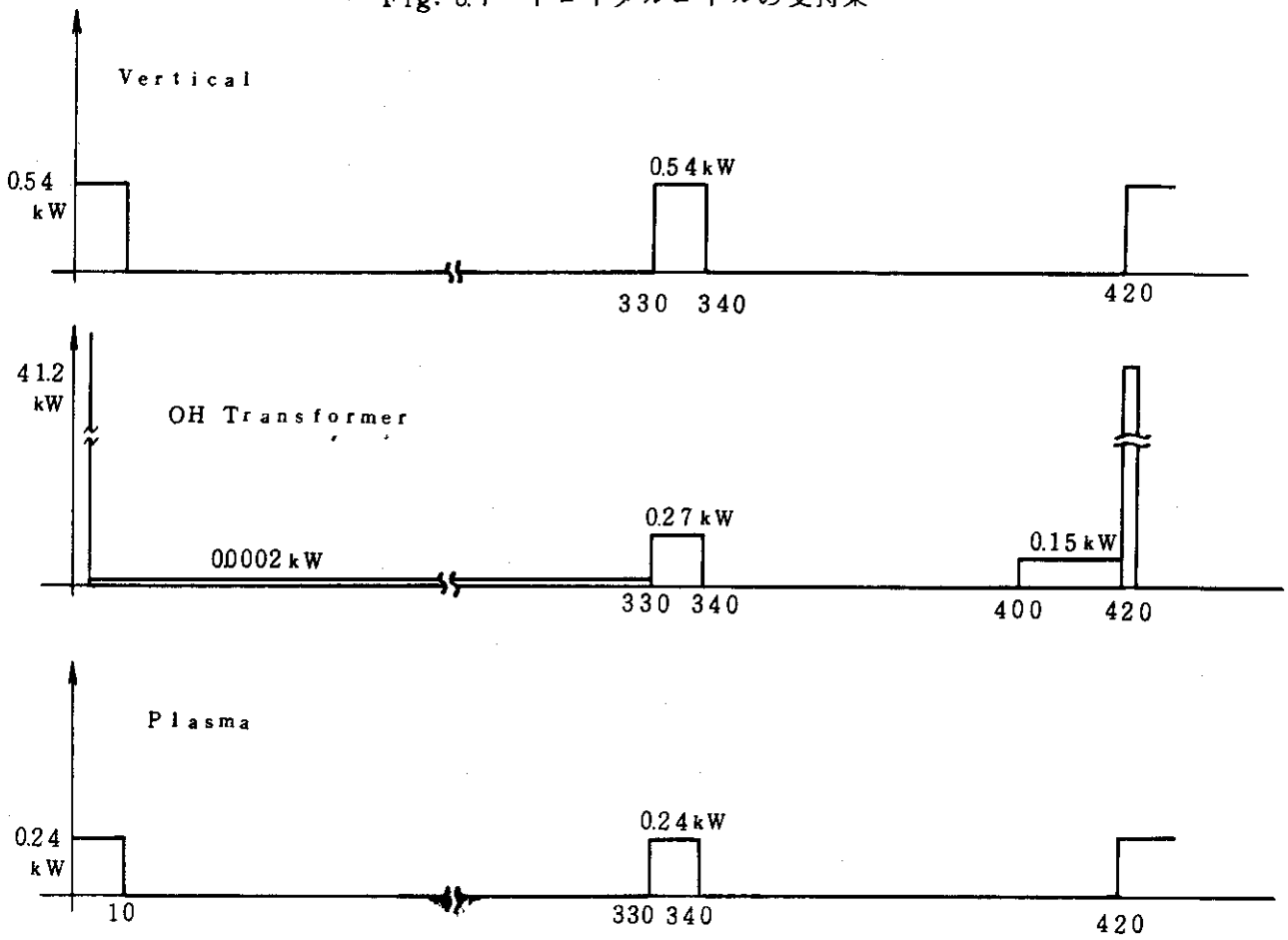


Fig. 8.8 渦電流発熱量の時間変化 (構造物中)

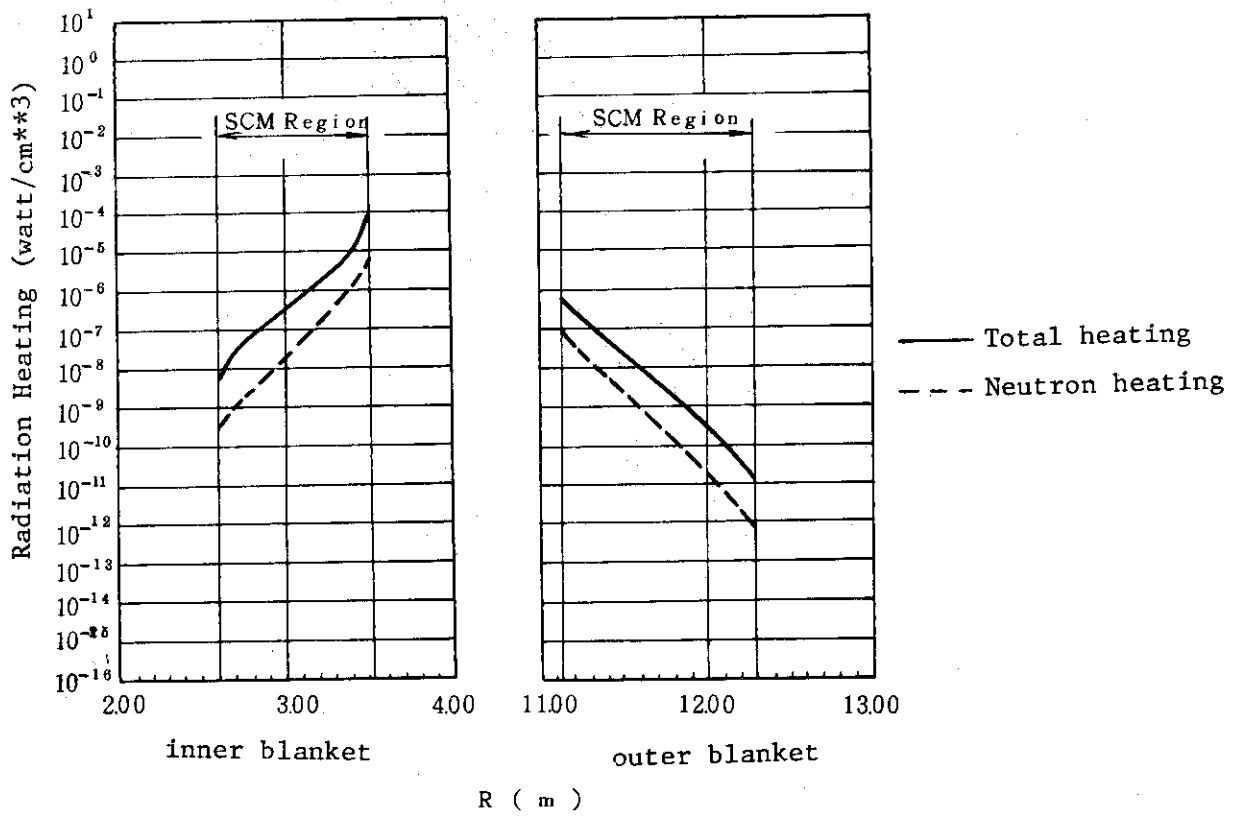


Fig. 8.9 トロイダル・コイルにおける発熱量分布

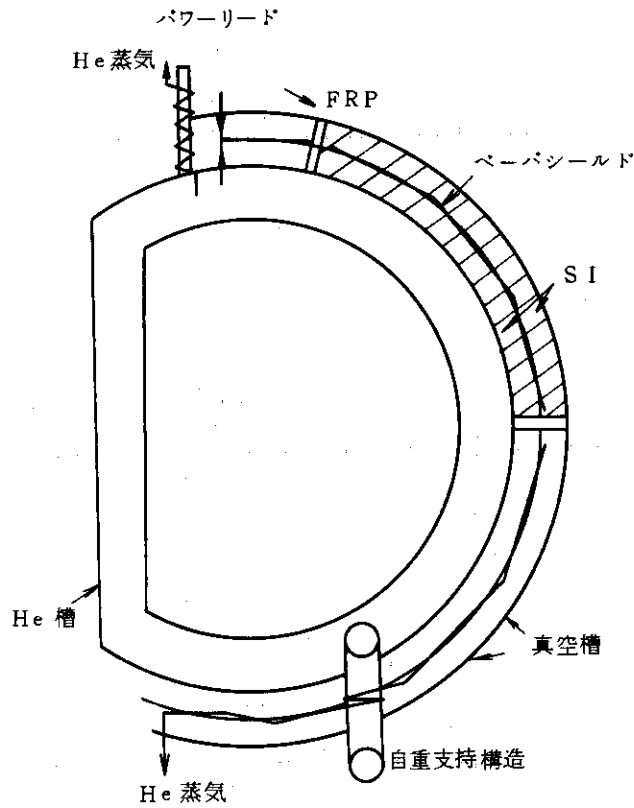


Fig. 8.10 熱侵入径路

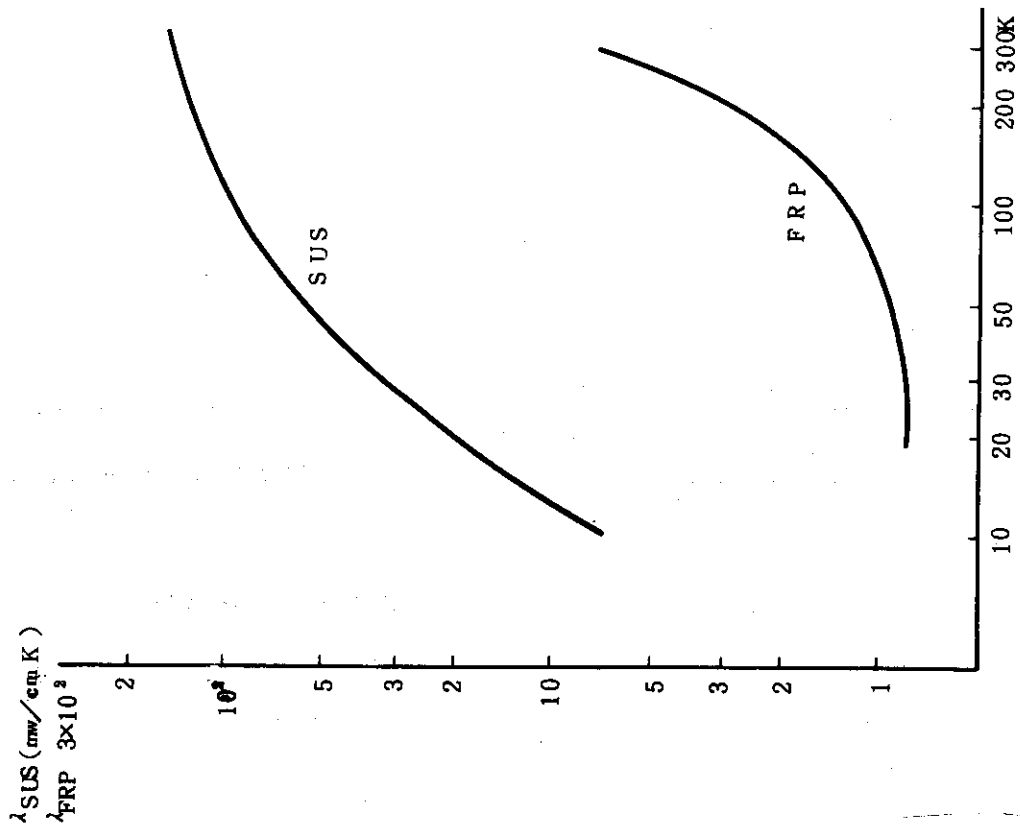


Fig. 8.12 構造物の熱伝導率

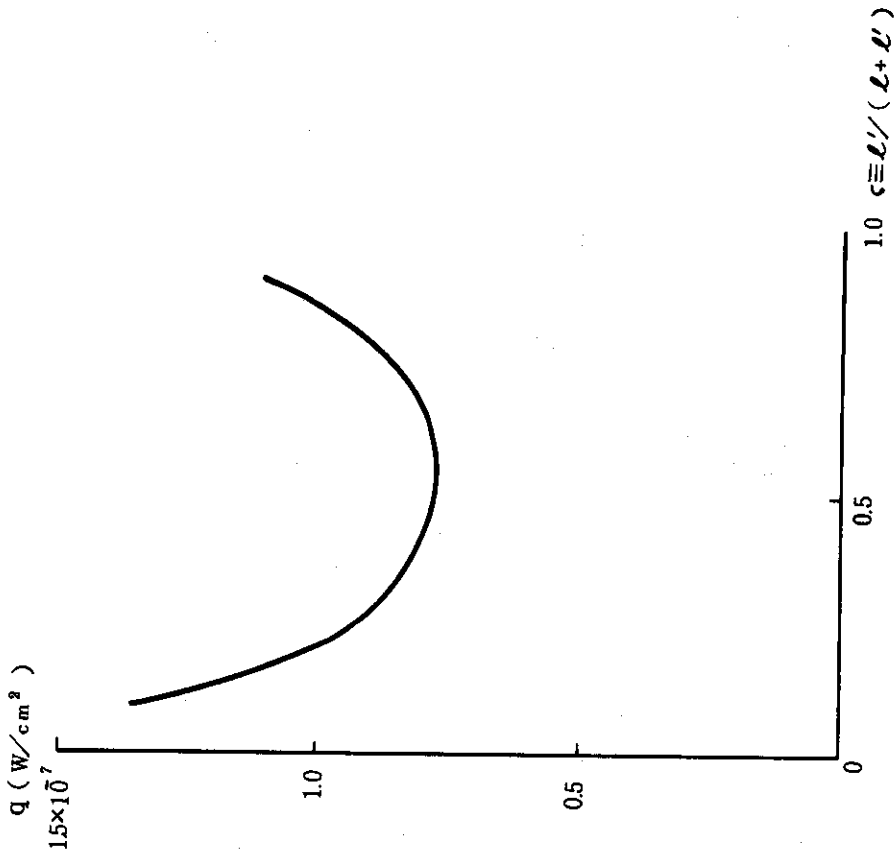


Fig. 8.11 ベンチマーク位置によるSIにおける熱流束

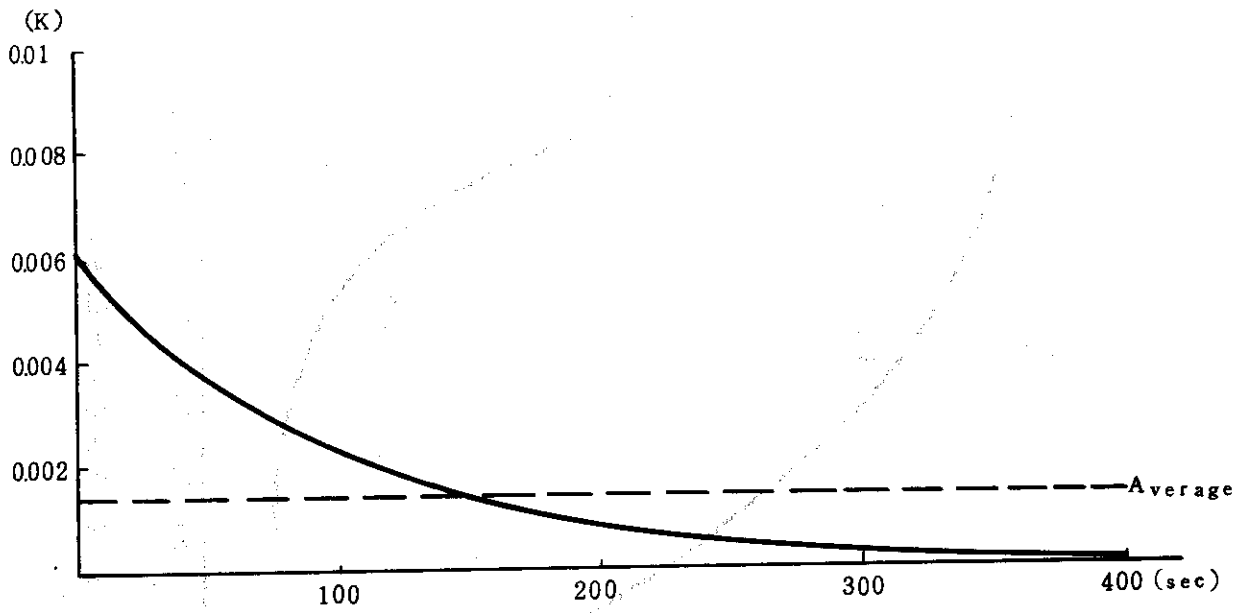


Fig. 8.13 渦電流損による過渡温度変化 (構造材)

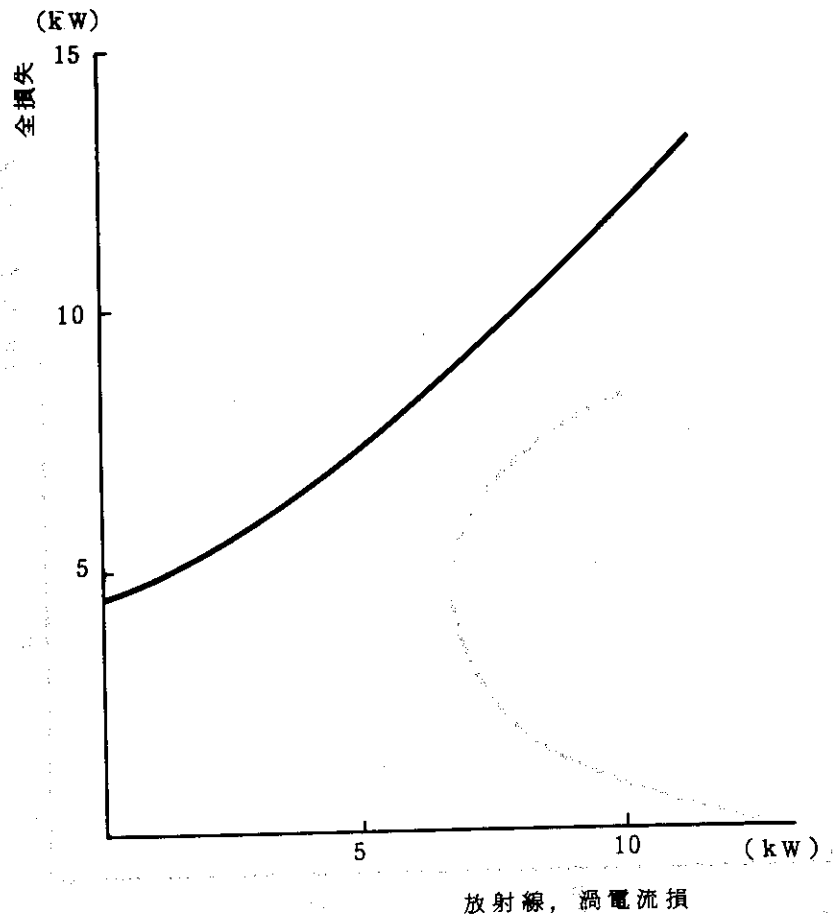


Fig. 8.14 全冷却負荷

9. 冷却システム

9.1 冷却方式の比較

超電導マグネットの冷却方式として

- i) 液体 He 浸漬方式
- ii) 2相流冷却方式
- iii) 超臨界 He 冷却方式

の3方式が一般的である。これらの内どの方式を採用するかは マグネットの構成や目的で異なる。本設計のトロイダルマグネットでは、その大きさから完全安定化方式を採用することは先に述べた。したがって、冷却方式を選定する場合は、超電導マグネット系に生ずる冷却負荷の除去と、線材安定化から要求される熱流束除去の2条件を満足しなければならない。

定常運転時に構造物および超電導線に発生する冷却負荷は 第8章で検討したが、熱除去しなければならない熱流束は定常運転時、その時間平均をとって 0.0001 W/cm^2 程度以下で、ポロイダル磁界の変動による過渡発熱時においても熱流束のオーダーが変わることはない。

3冷却方式の熱伝達特性を次に検討する。液体 He 浸漬の場合は 液体 He のプール沸騰曲線 (Fig. 9.1) ¹⁾ で表わされる。2相流冷却の場合には流量、乾き度、管径などで異なるが、プール沸騰曲線より多少高くなるのが普通である。超臨界 He 冷却の場合には、单相流の熱伝達式

$$\frac{hD^{0.2}}{G^{0.8}} \left(\frac{T_w}{T_b} \right)^{0.716} = 0.0259 \frac{k^{0.6} C_p^{0.4}}{\mu^{0.4}} \quad (9.1)$$

で ほぼ正確に与えられる。ただし、h : 熱伝達率

G : 流量

D : 管径

k : 熱伝導率

μ : 粘性係数

C_p : 定圧比熱

である。この場合の代表的例を Fig. 9.1 に併せて示したが、温度差が非常に小さい範囲では熱伝達特性はすぐれている。

その他、一般的事項として、液体 He 浸漬方式では、発熱体が密に配置された場合、その影響を受けやすく、例えば、発熱体下面からの熱伝達は重直配置の 1/2 程度、蒸気のたまりができた場合は 1 桁以上小さくなるので、この点の配慮が必要である。液体浸漬方式の 1 つとして 1.8 K 以下の超流動 He を用いる方法があり、この場合熱伝達特性は非常に向上し、液体温度も低いので超電導線は安定であるが、He 冷凍機にかかる負担は大きくなる。2相流冷却の場合は発熱体配置による熱伝達特性の違いはなく、先程も述べたように熱伝達率も大きい。しかしながら、圧力損失が大きいので ポンプ動力が大きくなること、通常 0.3 bar 程度の圧力降下を見込むので

冷媒温度が多少高くなる他、特にマルチチャンネルの場合流れの不安定性が起きやすい欠点がある。超臨界 He 冷却の場合は発熱体配置に対する自由度が一番大きい、冷媒温度が高くなる臨界点付近で熱振動が起きやすい欠点がある。

いずれにしても、定常運転時の冷却負荷を問題にする限り、熱流束が非常に小さいので、どの方式を採用してもさしつかえない。しかしながら、超電導線動作の安定の点からは冷媒の温度が低い方式が望ましいので、液体 He 浸漬方式が適当である。超電導線の安定化の点からは熱流束が厳しい条件になるが、導体の構造によって冷却面積も大巾に異なるので比較は困難であるが、これまでの実績と冷媒温度が低い点から液体 He 浸漬方式を採用する。

冷凍機の点から冷却方式を同じベースで比較することはできないが（動作温度等）、1 kW の冷凍機について負荷条件を仮定して比較した例³⁾があり、その結果を Table 9.1 に示す。しかしながら、この比較は定常運転時についてのみ行われたものであり、この程度の Carnot 効率の違いは、補機損についていうならどの方式も同程度だというに留まるであろう。

9.2 マグネットの初期冷却

実験炉の使用目的から、マグネットの冷却、昇温のサイクルが少なくとも年1回程度はあると想定しなければならない。したがって、初期冷却は10日程で完了することが必要と思われ、初期冷却時には構造物、超電導線に温度分布ができ熱応力を生ずるので、おのずから冷却速度に限界がある。この問題を次のように簡略化して考える。一様な初期温度 T_0 にあった板が一定温度 T_{He} の媒質中に投入され、両表面から急激に冷却された場合の熱応力の最大値は、板の表面で生じ次式で計算される。

$$\sigma = \left\{ \alpha E (T_0 - T_{He}) / (1 - \nu) \right\} \sigma^* \quad (9.2)$$

ただし α : 線膨張率

E : 縦弾性係数

ν : ポアソン比

で σ^* は、Biot 数 ($\beta \equiv h a / k$; h : 板表面の熱伝達係数, a : 板厚, k : 板の熱伝導率) の関数として与えられている。代表的な例として、ディスクと導体について計算した結果を Table 9.2 に示すが、He ガスによる冷却を考える限り問題とはならず、任意の温度のガスによる冷却を考えてよいことが分かる。

次に、低温 He ガスによってコイル温度がどのように変化するかを検討する。簡単なため、ディスクも含めコイルを一様温度として、温度 T_{He} の He ガスによる冷却過渡特性を求めると次式で与えられる。

$$T - T_{He} = (T_0 - T_{He}) \exp \left(- \frac{2wC_p}{WC} \frac{H_a}{H_a + 2wC_p} t \right). \quad (9.3)$$

ただし w : He ガス流量

W : コイル重量

T_0 : コイル初期温度

H_a : コイルと He ガス間の熱コンダクタンス

C : コイルの比熱

C_p : He ガスの比熱

である。被冷却コイルの大部分はディスクを構成するステンレス鋼であり、式(9.3)において、He ガス流量を一定としてコイルに SUS 310S の物性値を用いて、幾つかの温度ステップ毎に過渡冷却特性を計算した結果を Fig. 9.2 に示す。

式(9.3)はコイル内の熱抵抗は無視しているの、より正確には上式中の H_a の代わりにコイル内の伝熱抵抗 $L/k \cdot A$ (L : コイル中心までの距離, k : 熱伝導率, A : コイル断面積) と 対流熱抵抗 $1/H_a$ を直列に接続して修正した等価熱コンダクタンス

$$\frac{1}{H'_a} = \frac{1}{H_a} + \frac{L}{k \cdot A} \quad (9.4)$$

を代入すればよい。本設計条件では この差はほとんどない。上の計算では He 温度および He ガス流量は、各計算ステップで一定としたが、実際にはコイル温度に大きく依存している。予冷開始時には流量が十分にとれず、コイル温度が低くなると流量が大きくなり、冷却曲線は Fig. 9.2 に示したものよりやや直線に近いものとなるが予冷時間に大きな差はない。結局、マグネットの予冷時間は約 160 hr となる。

9.3 冷却系の構成

本設計のトロイダルマグネットは、その規模が現在実用化されている最大のものに比して 1 桁以上大きく、超電導線や構造物の発熱がクライオスタットの伝導による負荷と同程度もあることなどから、冷却系の容量は非常に大きなものになる。第 8 章では、He ベーパシールドに He 槽で蒸発した He 蒸気を流す場合と、冷凍機の間ステージから低温ガスを導く場合の 2 ケースについて冷却負荷を検討し、平均冷却負荷でそれぞれ 6.73 kW と 7.49 kW を得た。実験炉の場合、動力炉に比してポロイダル磁界変動による冷却負荷の変動が大きく、蒸発 He ガスによるベーパシールド冷却では出口蒸気温度が大きく変化し、したがって冷凍機の中間の戻り側ガスに帰すのは系統的に複雑となるので、ここでは、冷凍機の間ステージから低温ガスを導く場合の冷却システムの検討を行う。この場合、ポロイダル磁界変動による過渡冷却負荷を考慮して、定格の約 1.2 倍の 9 kW の冷凍設備を持つことが必要である。

液化機で液化した 4.2 K の液体 He を He 槽に注入し、冷凍機の間ステージから低温ガスをシールドに流すシステムは簡明であるが、本設計では、実験炉の性格上予冷と液回収の頻度が多いので、予冷冷凍機も含めた冷却システム (Fig. 9.3, Fig. 9.4) の構成を説明する。

9.3.1 システムの構成

Fig. 9.3 は 16 個のトロイダルコイルに冷却系を組合せた構成ブロック図である。冷却系はトロイダルコイルの冷却負荷、重量、液体ヘリウム張込量およびクライオスタットの形状寸法を検討した結果、16 個のトロイダルコイルを 4 組に分け、1 組毎に単位冷却系を 1 システム合計 4 システムで構成する。

単位冷却系は主冷却装置（4.2 Kおよび5.5 K冷却）、低温分配装置、液化装置、液体ヘリウムコンテナおよびヘリウムガス回収装置から構成される。Fig. 9.4は単位冷却系のシステムフローシートを示す。

9.3.2 機能および動作

(1) マグネットの予冷

主冷却装置の4.2 K冷却ループより3 atmの低温ガスをクライオスタットに供給し、トロイダルコイルを予冷する。常温から冷却を開始するときは、低温弁LV-1, LV-4, LV-5およびLV-6を閉じ、LV-2, LV-3およびLV-7を開く。常温弁HV-2およびHV-3は閉じ、HV-1だけを開いて圧縮機の第2圧縮段吸込側にクライオスタットからの中圧（約3 atm）ガスを戻す。

第1予冷過程	300 K → 100 K	(LV-7開)
第2予冷過程	100 K → 30 K	(LV-7閉)
第3予冷過程	30 K → 4.2 K	(LV-1, HV-2開) (LV-3, HV-1閉)

第1, 第2および第3予冷過程を経て、液体ヘリウムがクライオスタットに貯り始めるまで冷却し予冷は終了する。LV-1を閉じる。

(2) 液体ヘリウムの移送張込

液体ヘリウムコンテナからクライオスタットに液体ヘリウムを移送する。低温弁LV-4およびLV-5を開き、液体ヘリウムの張込終了後LV-4およびLV-5を閉じる。

(3) 液体ヘリウムの供給

4.2 K冷却ループの第2膨張出口において圧力3 atm, 温度約15 Kの排気低温ガスをJT熱交換器で予冷した後、低温弁LV-1を通じて液体ヘリウム中に浸漬した超臨界圧ヘリウム冷却器（以下SHE冷却器と呼ぶ）に送り、ここで3 atm, 4.1 Kに冷却する。SHE冷却器を出たヘリウムガスは低温分配装置で4個のクライオスタットに別れ、それぞれのクライオスタットの近くに設けられたJT弁で1.1 atmまで膨張し、飽和温度以下の液滴となってクライオスタットに送り込まれる。一方クライオスタットにおいては液体ヘリウムが冷却負荷によって蒸発するから、液生成速度に等しい蒸発速度で飽和蒸気がクライオスタットからJT熱交換器の2次側に戻る。

以上の状態におけるクライオスタットおよびSHE冷却器におけるヘリウムの蒸発速度はつぎの通りである。

・クライオスタットからの蒸発速度 m_1 (g/s)

$$m_1 = \frac{Q_C}{H_g - H_{10}} = \frac{1900}{121.5 - 39.5} = 23.2 \text{ mol/s} = 92.7 \text{ g/s}$$

Q_C : クライオスタット4個の冷却負荷 (= 1900 W)

H_g : クライオスタット入口 飽和液のエンタルピ (at 4.2 K)

H_{10} : クライオスタット出口 飽和蒸気のエンタルピ (at 4.2 K)

° SHE 冷却器における蒸発速度 m_2 (g/s)

$$m_2 = \frac{m_1 (H_6 - H_7)}{\Delta q_L} = \frac{92.7 (127 - 40)}{87.4} = 92.3 \text{ g/s}$$

H_6 : SHE 冷却器入口ガスのエンタルピ (at 3atm 6 K)

H_7 : SHE 冷却器出口ガスのエンタルピ (at 3atm 4.1 K)

Δq_L : 液体ヘリウムの蒸発潜熱 (at 0.8 atm 4.0 K)

m_2 は 1.1 atm の液体ヘリウムの容積減少速度 V_2 (ℓ/h) に換算すると

$$V_2 = 3600 \frac{m_2}{\rho_2} = 3600 \times \frac{92.3 \times 10^{-3}}{0.129} = 2576 \text{ ℓ/h}$$

となる。この値以上の液化速度を有する液化装置を設けることが必要である。

(4) クライオスタットのシールド冷却

第1膨張機の低温排気ガスで冷却した 12 atm 約 55 K をクライオスタットに供給し、クライオスタットの間接温度で常温からの侵入熱を除去し、ヘリウム温度部分の冷却負荷を軽減させる。このシールド冷却ループは主冷却ループと分離されており、常温部に約 12 atm で動作する圧縮機により、ガスが循環する構成となっている。

(5) パワーリードの冷却

HV-3 を開くと液体ヘリウムの蒸発ガスは、クライオスタットの頂部で分流し、パワーリードを冷却しながら、常温になって 4.5 K 冷却ループの低温熱交換器群を流れないで、直接圧縮機の第1圧縮機の低圧側に還る。

(6) 液体ヘリウムコンテナの貯液

ヘリウム液化装置を稼動して液体ヘリウムコンテナにヘリウムを液化貯液する。この液化装置は、最大定格運転時には2基を並列運転させ、軽負荷時は1基で液化運転を継続する。

(7) クライオスタットからの液体ヘリウム回収

クライオスタットの液体ヘリウムをコンテナに回収するときは、低温弁 LV-1 を閉じ、LV-6 を開いてクライオスタットのヘリウム液面に圧力を加え、LV-5 を用いて逆流させて液体ヘリウムをコンテナに移す。

9.3.3 冷却系の諸元

主冷却系の容量は 液化機 の能力と主冷却器の熱交換・ガス圧縮能力によって決まるが、定常冷却負荷の 1.2 倍の能力を持つように設計し、4.2 K で 9.0 kW, 55 K で 60 kW とした。液化装置の能力も同様に定常冷却負荷の 1.2 倍の液化能力を持つものとして 2000 ℓ/h × 8 基とした。He ガス回収設備は最大冷却負荷時の蒸発 He ガス量に約 10 % の余裕をもたせて決定し、20000 Nm³/h の能力を持つものとした。冷却系の諸元を Table 9.3 に示す。補機動力は 4.2 K における 1 W の負荷に対して 500 W, 55 K における 1 W の負荷に対して 15 W として計 5.400 kW となる。

9.4 まとめ

① 超電導マグネットの冷却方式は、超電導線の動作の安定性の点から、液体 He 浸漬方式を採用した。

② 超電導マグネットの予冷は、 $300\text{K} \rightarrow 100\text{K}$, $100\text{K} \rightarrow 30\text{K}$, $30\text{K} \rightarrow 4.2\text{K}$ の3段階方式を採用した。前2段は 膨張機出口の低温ガスを用い、第3段は更にSHE 冷却器で冷却してクライオスタットに導入する。予冷に要する所要時間は約160 hr である。

③ 冷均系は 4 トロイダルコイルで1システムずつ 合計4システムで構成し、各々主冷却装置、低温分配装置、液化装置、液体 He コンテナおよびヘリウムガス回収装置から構成される。このシステムで クライオスタットの予冷、液体 He の移送、He の冷却・液化、シールド・パワーリードの冷却、He コンテナの貯液、He の回収を行う。主冷却装置は 9 kW (at 4.2 K, 液化装置 2000 l/h, 8基を運転させたとき) の冷凍能力を持っている。

参考文献

- 1) G. Klipping, K. Kutzner : Bulletin, IIR, Annex (1966) 97
- 2) D. N. H. Cairus, et al. : Commission I of IIR on Low Temp. and Electric Power (1969) 24
- 3) R. H. Kropshot et al. : "Technology of Liquid Helium" NBS monograph 111

Table 9.1 冷却方式の効率試算例

システム		超臨界 He		液体 He	
		負荷直列	負荷間接	負荷直列	負荷間接
循環機		コンプレッサ	—	コンプレッサ	ポンプ
タービン数		2	2	2	2
J T 弁数		—	—	2	1
冷媒	入口温度 (K)	5.6	5.8	4.2	4.6
	出口温度 (K)	6.5	6.7	5.0	5.0
	動作圧力 (bar)	1.37	1.6~1.3	1.3	1.3~1.4
流量 (gr/s)		90	90	270	400
圧縮機容量 (gr/s)		110	110	330	160
補機損 (kW)		220	220	830	260
カルノー効率		22.0	21.0	8.0	24.0

Table 9.2 初期冷却時の熱応力

	ディスク	導体
熱伝達率 (W/cm ² K)	0.05	0.05
熱伝導率 (W/cmK)	0.1	1
板厚 (cm)	5	0.45
Biot 数	25	0.0225
σ^*	0.007	0.021
線膨張係数 (1/K)	10×10^{-6}	10×10^{-6}
ポアソン比	0.3	0.3
縦弾性係数 (kg/mm ²)	2.1×10^4	1.1×10^4
$T_o - T_{He}$ (K)	200	200
σ_{max} (kg/mm ²)	462	066

Table 9.3 冷却系の諸元

構成機器	諸元	
	システム当り	トータル
冷却負荷	1.9kW(4.2K)	7.5kW(4.2K)
	12.5kW(5.5K)	50kW(5.5K)
液体He コンテナ (SHE冷却器)	10,000ℓ	40,000ℓ
液化装置	2000ℓ/h×2基	2000ℓ/h×8基
Heガス回収装置	5,000Nm ³ /h	20,000Nm ³ /h
クライオスタット	2000ℓ×4基(1400ℓ)	56,000ℓ
主冷却装置	2.25kW(at4.2K)	9kW(4.2K)
	12.5kW(at5.5K)	60kW(5.5K)
補機動力	1350kW	5,400kW

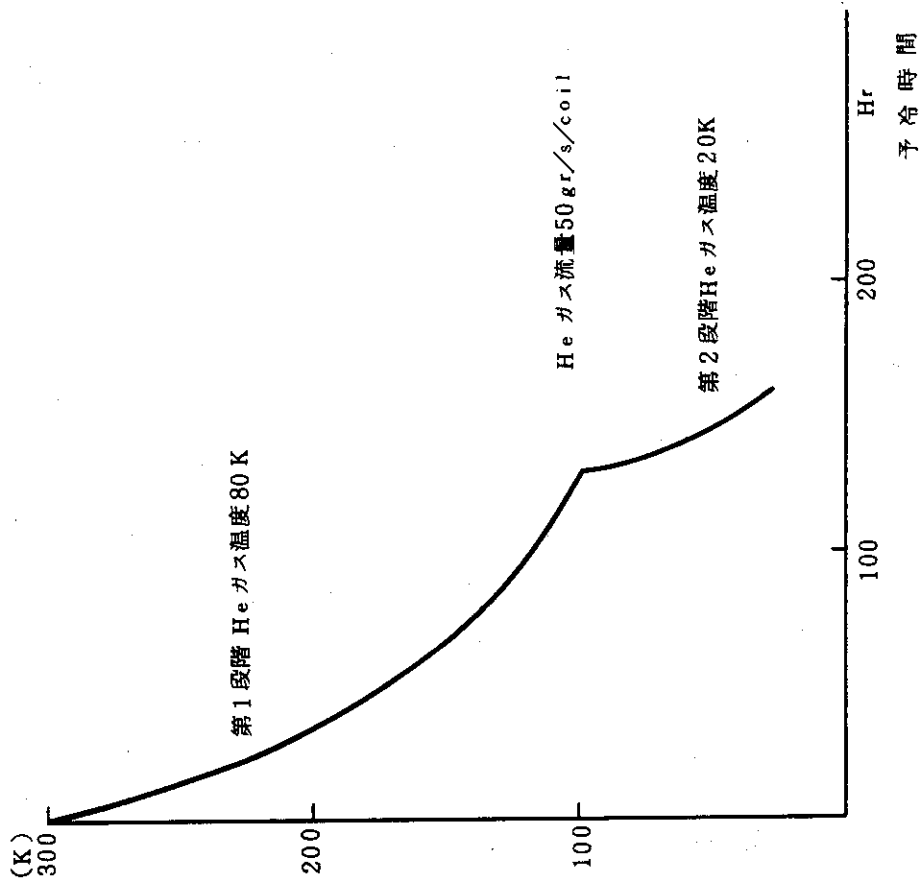


Fig. 9.2 コイル冷却特性

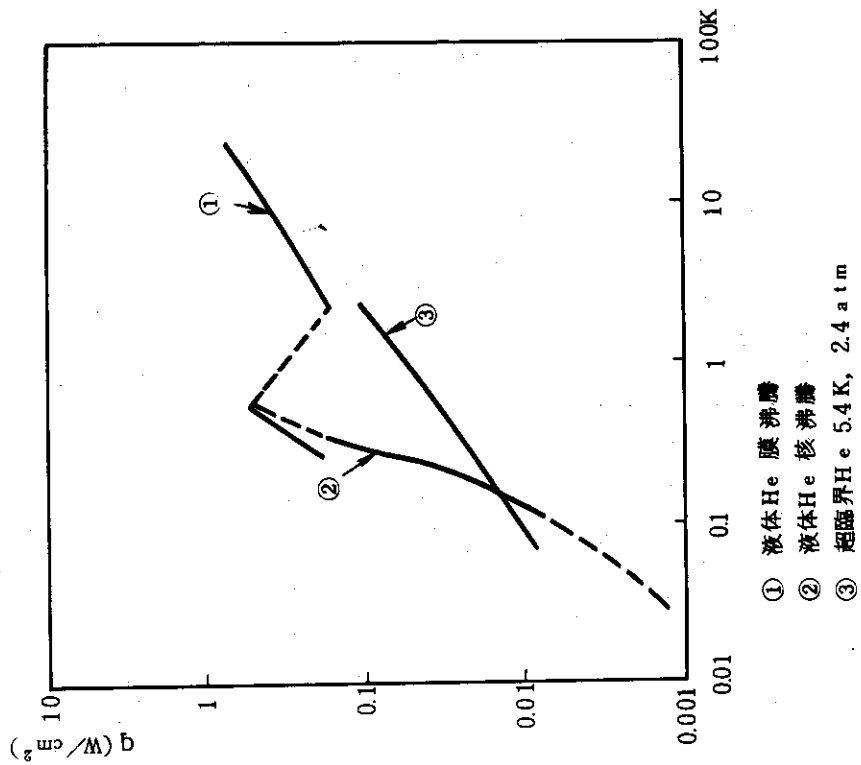


Fig. 9.1 He 熱伝達特性

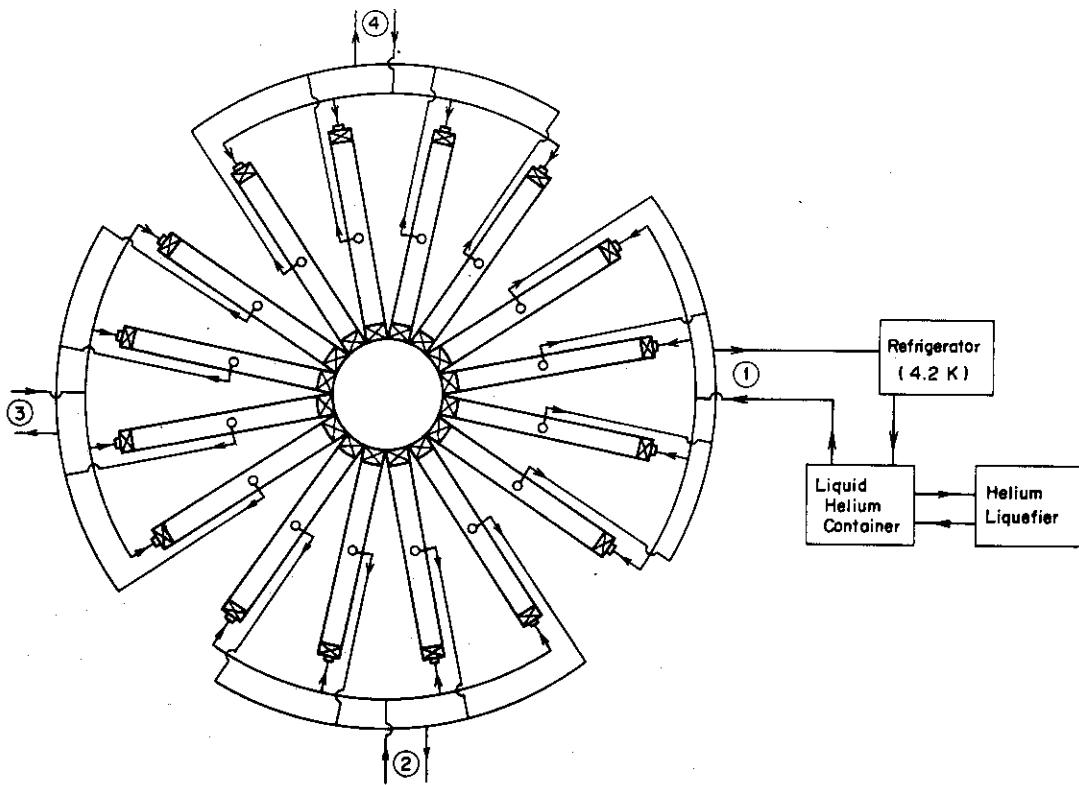
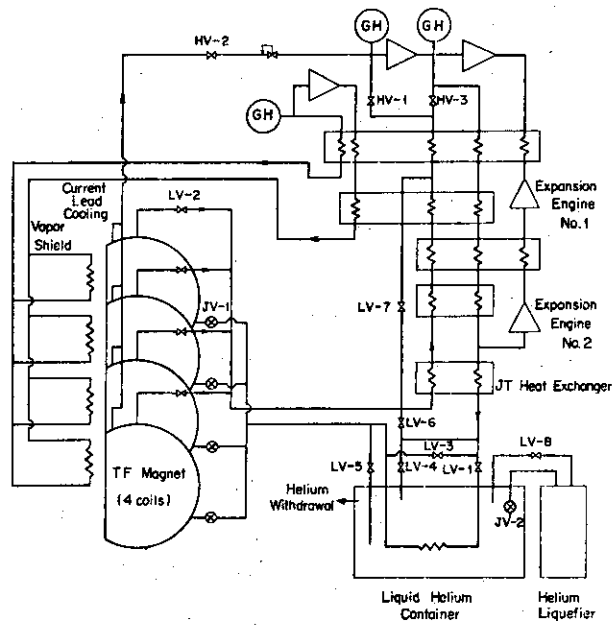


Fig. 9.3 冷却系構成



(GH): Gas Holder, (JV): Joule-Thomson Valve

Fig. 9.4 冷凍機フロー

10. マグネットの製作、組立、解体および輸送

10.1 超電導線の製作法

本概念設計で用いる超電導線は第3章で検討されたように、銅の基材（平角銅帯）の中に、0.5 mm径の超電導素線数10本から成るリボン状線が溶ダで埋め込まれたものが用いられる。実際には素線を外的なショックから保護する目的などからFig. 3.3(C)に断面を示すような蓋付きのものとなる。このような超電導線の製作とコイルへの巻線作業は以下のような方法で行われることになろう。

10.1.1 リボン状燃線の製作

先ずFig. 3.2(b)に示すようなリボン状の燃線を作る。これには、素線を用いて一担Fig. 3.2(a)に示すような1層の中空燃線を作製し、しかる後にこれを圧延等によってリボン状のものにする。素線がNb-Ti FM線の場合には最終熱処理の済んだものを用いて燃線を作れば良いが、Nb₃Sn FM線の場合には、Nb₃Sn生成反応のための熱処理はリボン状燃線とした後に行う必要がある。これはNb₃Snの脆弱さ故にリボン状にする際断線等が起るのを防ぐためである。

10.1.2 複合超電導線の製作

次に、溝を切った銅帯とリボン状燃線を溶ダで固着して最終的な複合超電導線の形にする。この工程には例えばFig. 10.1に示したような装置が用いられると思われる。Fig. 10.1は、三菱電機において75 kG大形超電導マグネット用溶ダ複合線用として使われたものであるが、本設計の複合線もこのような考えの装置で製作されるものと思われる。Fig. 10.1の装置では蓋付きの複合線を作るようにはなっていないが、①に示すような銅帯巻枠をもう1つ上部に設けるだけで良い。

でき上がった複合線の巻き取りはフラット方向曲げで行えば、巻枠としてはそれほど大きな径のものは必要ではないが、複合線の厚みが4.5 mmであることを考えればNb₃Sn複合線では1 m径以上のものは必要であろう。Nb-Ti複合線ではこれ以下の径のものでも良いが、複合線の巻き癖などを考えればドラムの径はある程度大きなものが望ましい。一応巻枠は3 m径としておく。

10.1.3 コイル巻線

コイルの巻線は1ターン毎に行われる。この場合最も問題になるのは第3章でも述べたように、エッジ方向に曲げることによるNb₃Sn複合線の歪による特性劣化である。これを防ぐためにはFig. 10.2に示すように線材ドラムとコイル巻型の間に加熱炉を設け、この炉により複合線の溶ダを熔融し、リボン状燃線が伸縮できる状態にして、巻線するのが望ましい。加熱炉では溶ダの融点より若干高い温度まで加熱し、複合線が巻型で変形を受ける際に溶ダが熔融状態にあ

るようにしておく必要がある。Nb₃Sn の反応温度は少なくとも 600℃ 以上であるから、加熱炉の温度が少々高くとも超電導特性を損うことはない。溶ダが溶融すると銅帯と撚線および蓋銅帯との間の結合力がなくなるため、Fig. 10.2 付図に示すような断面の巻型とし、上下のフランジで複合線を押え込むようにする。巻型に巻いて D 型に変形してのち複合線は冷却されるから線材の厚みの寸法精度も保たれるし、素線に無理がかかることも全くない。Nb-Ti 複合線では第 3 章に述べたように D 型の曲げに対しても特性劣化は生じないから、加熱炉で溶ダを溶融する必要はない。

巻線が終わった後は巻型のフランジとスペーサを分解し D 型に巻かれた複合線 (No. 1・2 スロットは 2 ターン、他のスロットは 1 ターン) を取り出し、ディスクの所定のスロットに挿入する。

10.2 超電導ディスク製作法

D 型のディスクは 10 ないし 15 分割した素材を溶接して作るが、溝の寸法精度を高めるため、この段階の加工は外形の素加工にとどめ、溶接によりディスクを形成した後溝加工を行う。溝形状が複雑なため NC フライス盤を用いる。導体を埋め込むディスクは厚さ 50 mm、大きさが 10 m 以上の D 型であるから薄板のような変形をするので、上面・下面の溝加工の手順には注意しなければならない。ディスクに数ヶ所ボルト穴を設け、フライス盤加工台にとりつけ、台毎廻転させる等の工作が必要である。このボルト穴はディスクを積んでコイルを形成するときのフィッティングに用いる。

溝加工としては、導体を埋め込む同心の D 型溝の他、溝間をつなぐ渡り部分の加工が必要で、これはディスクにかかる応力の少ない D 型上部に設ける。渡り部分で導体を接続するためには、導体厚さの 2 倍 + $\alpha \approx 24$ mm の深さとなる。したがって、ディスク上面・下面の渡り部分が場所的に一致しないように配慮されている。

10.3 クライオスタット製作法

複合超電導線を埋め込んだディスクは、ディスク間の絶縁物をはさんで He 槽胴板の上に順次積み上げる。この際、He 槽胴板上に数ヶ所設けられたボルトによってフィッティングを行う。He 槽板には各ディスクから出ている合計 36 本の渡り線およびパワーリード引き出し線の取り出し口が設けられている。ディスクを 18 枚積み上げた後、もう 1 枚の He 槽胴板をのせ、上下部へ 16~17 本ずつ引き出す。次いで、He 胴板の内径側、外径側を 10~15 分割して溶接する。この際、D 型上部から 2~3 本のリード引き出し線を取り出す。また、He 注入口、排出口、安全弁のポートの取り付け口を用意しておくのは当然である。

He 槽を横置きしたままで、コイル間支持部材および自重支持の低温側ピンを取りつける。この時点でコイル支持部材およびピンの全 8ヶ所で He 槽 1 基の重量 200 トンを支える架台を用意する (Fig. 10.3)。

次に低温側 S I の施工を行う。他方、真空槽を 10~15 個に分割し、その内側に高温側 S I を施工し、次いでベーパーシールドを FRP のカラムで取りつけたものを用意する。ベーパーシールド

ドは 真空槽に対してきっちりと固定されているのではなく、真空槽からの距離をほぼ一定に保ちながら最大 10 mm 程度各方向に移動可能にしておく。これは、ベーパーシールドが低温になったときの収縮を自由に行わしめるためである。また、真空槽からはベーパーシールドを貫通して、長さ 100~130 mm の FRP のカラムが多数取り付けられている。このカラムで、He 槽からの距離を所定の値に保って、真空槽を He 槽の周りにセットし、ベーパーシールドのパイプを接続し、パワーリード、He 注入・排気口等を接続し、真空槽間を溶接してクライオスタットを完成する (Fig. 10.4)。この際、ベーパーシールドのパイプ、パワーリード等全て He 槽が低温になった時の相対距離の移動を考慮して、ベローズを用いる等の対策が必要である。

FRP のカラムは、He 槽に対して固定せず、He 槽が収縮した時は、真空槽の薄板構造が変形して He 槽の変形にある程度追随する。

10.4 マグネット組立法・解体法

工作台上で組立を完了したクライオスタットは、まず工作台共に直立させられる。この状態のクライオスタット 2 基とブランケット・遮蔽 (8 分割したもの) を一体とする。このユニット 8 基をトロイダルマグネットの主軸から放射状に配置する (Fig. 10.5)。クライオスタットとブランケット・遮蔽は、放射状に設けられたレールに従って径方向に移動できる。レールの配置を Fig. 10.6 に示す。

主軸周りに支持シリンダとカゴ形容器を同心上に配置し、それぞれ専用の油圧ジャッキで所定の高さに保つ。クライオスタットを径方向に移動し、フランジ部をカゴ形容器にボルト締めする。16 個のクライオスタットの取り付けが完了すると、支持シリンダは He 槽で支えられ、カゴ形容器はクライオスタットで支えられることになる。この段階で油圧ジャッキを取り外す。ポロイダルコイルをセットした後、カゴ形容器の上蓋と下蓋をボルト締めする。

上に述べたように、クライオスタットの組立には真空シールが必要である。全周は約 20 m であるが、この程度の規模のメタルガスケットは、従来巨大加速器等で用いられており実用上の問題はない。また最近、ステンレス鋼の中空 O リングが作られており、メタルガスケットよりは弾性に富んでいるのでこの方が使い易い。

さて、クライオスタットを内径方向に移動する過程で、2 個のクライオスタットとプラズマ真空容器の相対位置が変化する。すなわち、内径方向に移動するにしたがい、クライオスタットがプラズマ真空容器の周りで相接近するが、この様子は Fig. 10.5 に示す通りである。クライオスタットを所定の位置に配置すると、コイル間支持梁が中央で接するので溶接する。このとき、16~17 本の超電導マグネットの渡り線を約 50 cm に渉って重ね合せ、銅片と共にボルト締めし、ハンダ付けする。次いで、接続部のカバーを溶接し、断熱材とベーパーシールドを施工する。第 6 章に述べたように支持部材の真空容器はベローズで作られているので、真空フランジを合せてボルト締めし、真空槽が完成する。完成図を Fig. 10.7 に示す。

真空排気口は、各クライオスタット後部に設けられているが、真空空間は全て連続している。

トロイダルマグネットの組立工程を Fig. 10.8 に示す。

解体は以上の工程を概略逆に行えばよいが、特に注意する点を以下に述べる。炉の停止後残留

放射能が低下しトロイダルコイル周辺での作業ができるようになる迄一定期間をおいて解体に着手する。また、He槽温度が常温まで復帰していることを確認するのは当然である。

まず、トロイダルコイルを鉛直方向の地下及び天井まで移動する。ついで、トロイダルコイル間の支持梁部の真空フランジをはずし、支持梁周りのHe槽を切断し、コイル間の渡り線ははずす。カゴ形容器との真空フランジをはずし、プラズマ容器の溶接部を切断後クライオスタット2基と1/8のブランケット・遮蔽を一体として径方向外側に移動する。この際、ブランケット・遮蔽の放射能による汚染をさけるため、必要に応じてプラズマ容器切断面にシールド用のフタをして遠隔操作によって移動する。径方向所定の位置でトロイダルコイルを架台に取りつけ分離する。

10.5 マグネット輸送の問題

超電導マグネットは、超電導ディスク13.8tonから全重量7150tonのような重量をもつ(6.8節参照)。また、それらの容積も大きく、タテ×ヨコ×高サ、で示すと、14×10×0.05mから26×26×16.5mにもなる。これら重量と容積をTable 10.1に示す。このマグネットをどの部分段階で、どのような輸送手段によって輸送すべきかについて考察する。

大容量重量物の輸送に関する制約には、その物自身の重量と容積以外に、輸送機関とクレーンの容量がある。その制約事項を列記すると次のようになる。すなわち、

- (1) 製作工場で運搬装置に積み上げるためのクレーンの容量
- (2) その運搬装置の積載容量
- (3) 輸送径路の重量・横幅制限または接岸吃水制限
- (4) 現地で運搬装置からおろすためのクレーンの容量。

通常の輸送方法はトレーラ・トラックに積み一般道路上を運ぶことであるが、日本の道路および橋梁事情では、巾10m・重量14tonの超電導ディスクさえ運搬することは困難である。これを運ぶためには特別道路や橋梁を作る必要があるが、短距離ならともかく、長距離では不可能であろう。どうしても遠距離陸上輸送をする場合には、超電導線ドラムや分解した構造物を現地へ運ぶことしかないが、これは工場製作というよりは現地製作ということになる。

核融合炉サイトが内陸でなく海岸にある場合、マグネットの海上輸送が可能となる。工場が港に接しておれば直接マグネットを製作工場から船に積み込むことができる。そのクレーンは、工場設置で約500ton、海上フローティング・クレーン船で約1000ton容量のものが現在使用可能である。前者の制約にかからないのはD型コイル1個、後者の場合がD型コイル1対である。

現在使用されている運搬船の最大容量は、積載重量1500ton、マグネットを積載するハッチの巾10m、長さ20mである。これによってD型コイル1対の輸送ができる。これ以上の巾や重量のコイルを積むには専用船を必要とするが、実験炉の場合には現在使用されている船の貸借で間に合う。なお、ハシケには積載重量2000ton、長さ30mのものがあるが、これは内海でなく外洋で使用するには幾分問題がありそうである。

核融合炉サイトが海岸にあり、かつ船から直接コイルをおろすことができる場合には、1000ton海上クレーンでコイル1対をおろして据えつければよい。しかし、通常は若干港から離れていると考えられるので、そのときは道路を運ばなければならない。もちろん特別道路をつくる

ことになる。この道路を使ってコイルを運ぶ運搬装置には自走車がある。巾5 m、長さ20 mの台に多数の輪が付いた特殊車で400 tonの荷物をのせることができる。自走車の巾から若干はみだして荷物を置いてもよいので、D型コイル1個の運搬が可能である。

D型コイル1個を炉サイトに運び込んだあと、組立のためにはコイル1対を吊ることのできる900 tonクレーンはどうしても必要であろう。

以上の輸送方法をまとめるとFig. 10.9のようになる。分類すると6つの方法が考えられ、最も現実的な方法は(3)であろう。これは、D型コイル1個を自走車で港まで運び、港から船にクレーンで積み込み、炉サイトの近くの港におろし、自走車で炉サイトに持ち込む方法である。

10.6 まとめ

第10章「マグネットの製作、組立、解体および輸送」についてまとめると次のようになる。

(1) Nb₃Sn リボン状燃線に構成して熱処理反応させたものをCu基材の溝に溶ダで接着して複合超電導線を作る。

(2) SUS 310S 平板10数個を溶接してD型ディスクを作り、溝加工をする。

(3) ソルダを溶かす加熱炉に通して複合超電導線をD型コイル状にエッチ曲げする。これをスペーサを設けたディスク溝に固定し、溶ダでターン間接続を行う。

(4) 超電導ディスク18個を積重ねて固定し、He槽を取付ける。コイル間支持部材、SI、その他部品を取付けてD型コイル1対(D型コイル封入クライオスタット2基)を形成する。

(5) 支持シリンダとカゴ形容器を中心に置き、8分割したブランケット・遮蔽をD型コイル対の中に入れ、それら8組をレールに乗せて中央に寄せ、真空槽をガスケットで固定する。このようにしてトロイダルマグネットとブランケット・遮蔽の組立が完了したのち、ポロイダルコイルを所定の位置に設置し、ポロイダルコイル側の真空槽を取付ける。

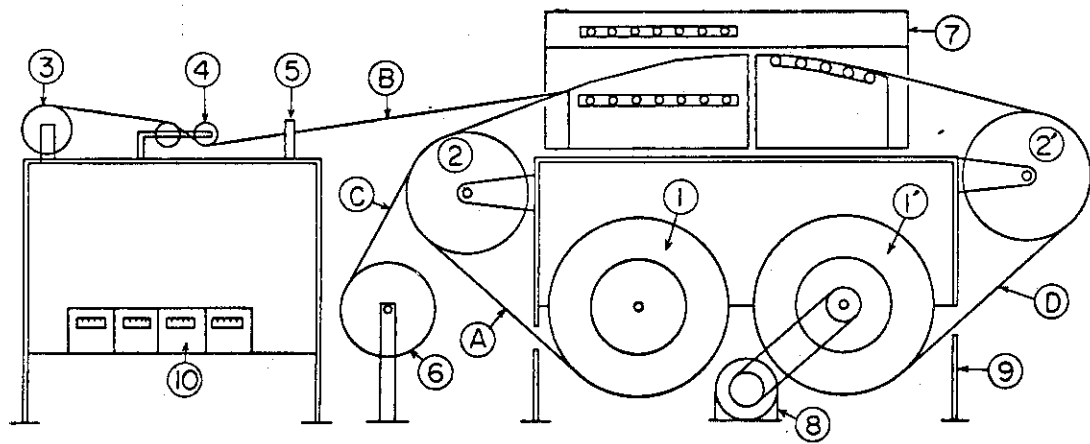
(6) マグネットの輸送問題について種々検討した。D型コイル1個を
製作工場 - (自走車) → 港 - (船) → 港 - (自走車) → 炉サイト
400ton容量 1500ton

の方法で輸送するのが標準的な方法と思われる。

Table 10.1 マグネット各部の重量と容積

マグネット構成部分	重量	見掛けの容積(タテ×ヨコ×高さ)
超電導ディスク	138ton	14×10×0.05m
D型コイル	298 ton	14×10×1.4 m
コイル1対(D型コイル2個)	883 ton	14×10×2.8 m
マグネット全体	7,150 ton	26×26×16.5 m

固定用金具の重量がこれらに5~10%加算される。



- | | |
|-----------|------------|
| ① 銅帯巻枠 | ⑧ 減速機つきモータ |
| ①' ケーブル巻枠 | ⑨ アンゲル台 |
| ②② ガイドロール | ⑩ 温度制御装置 |
| ③ 素線巻枠 | A 銅テープ |
| ④ ブレーキロール | B 超電導素線 |
| ⑤ ガイド孔 | C ソルダテープ |
| ⑥ ソルダ巻枠 | D 超電導ケーブル |
| ⑦ 加熱炉 | |

Fig. 10.1 ソルダー方式線材の製造装置の概略図

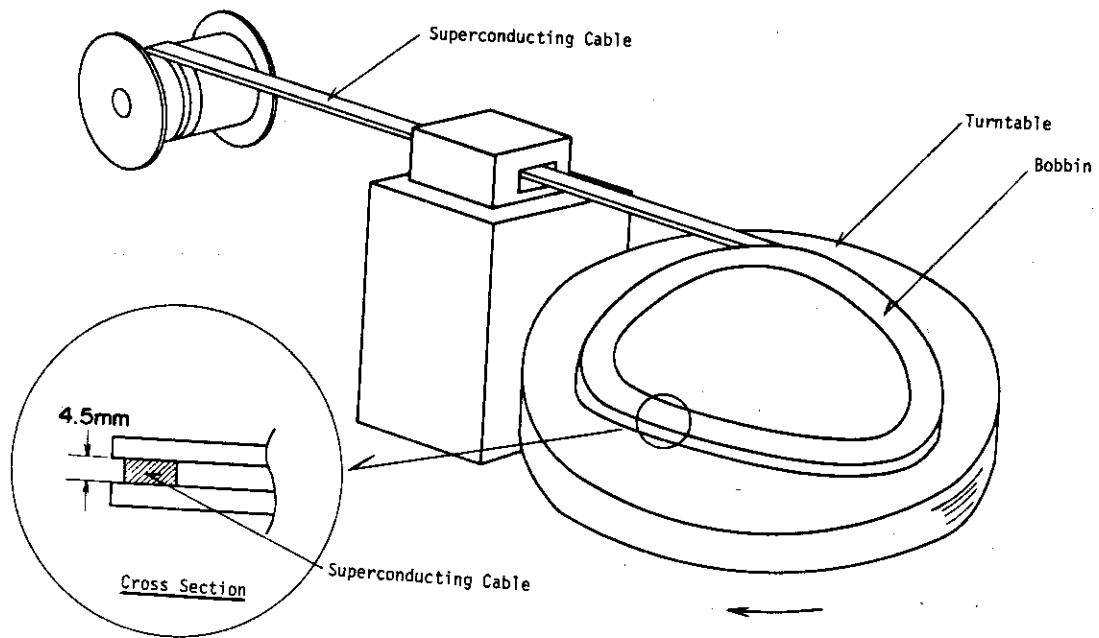


Fig. 10.2 コイル巻線装置

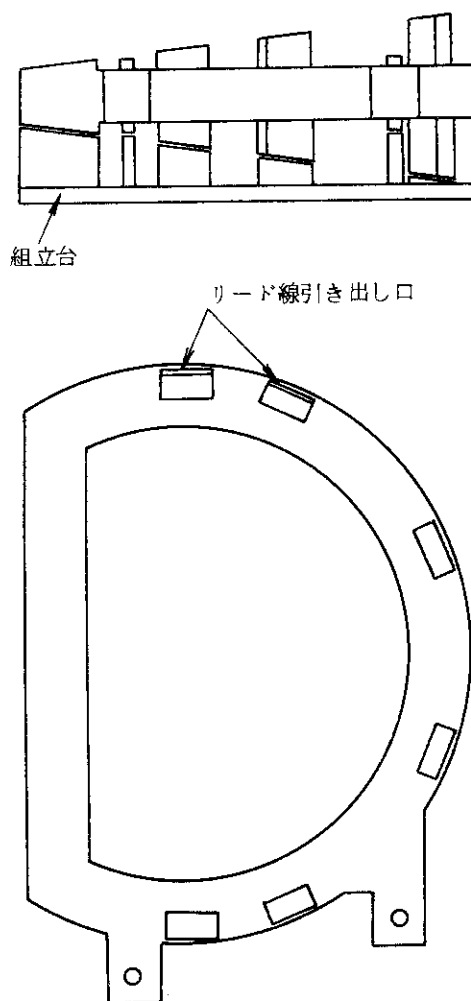


Fig. 10.3 He 槽 組 立

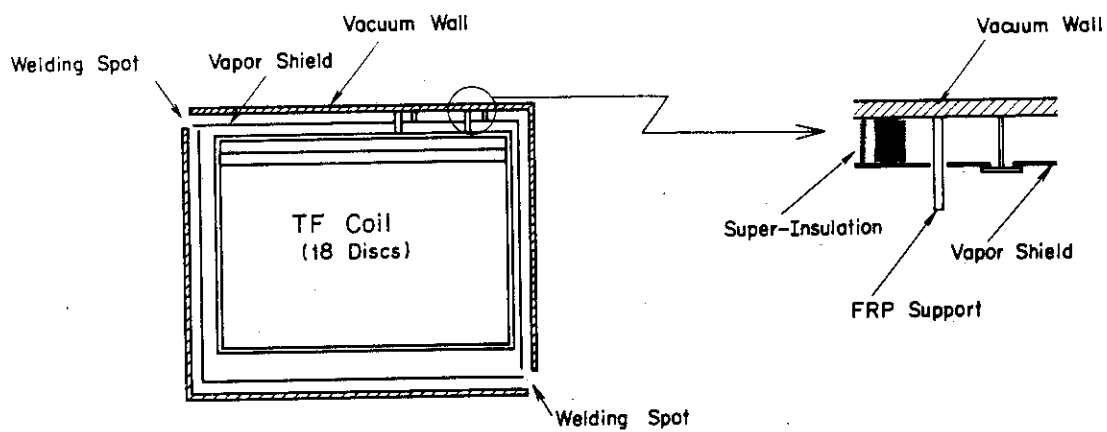


Fig. 10.4 真 空 槽 組 立

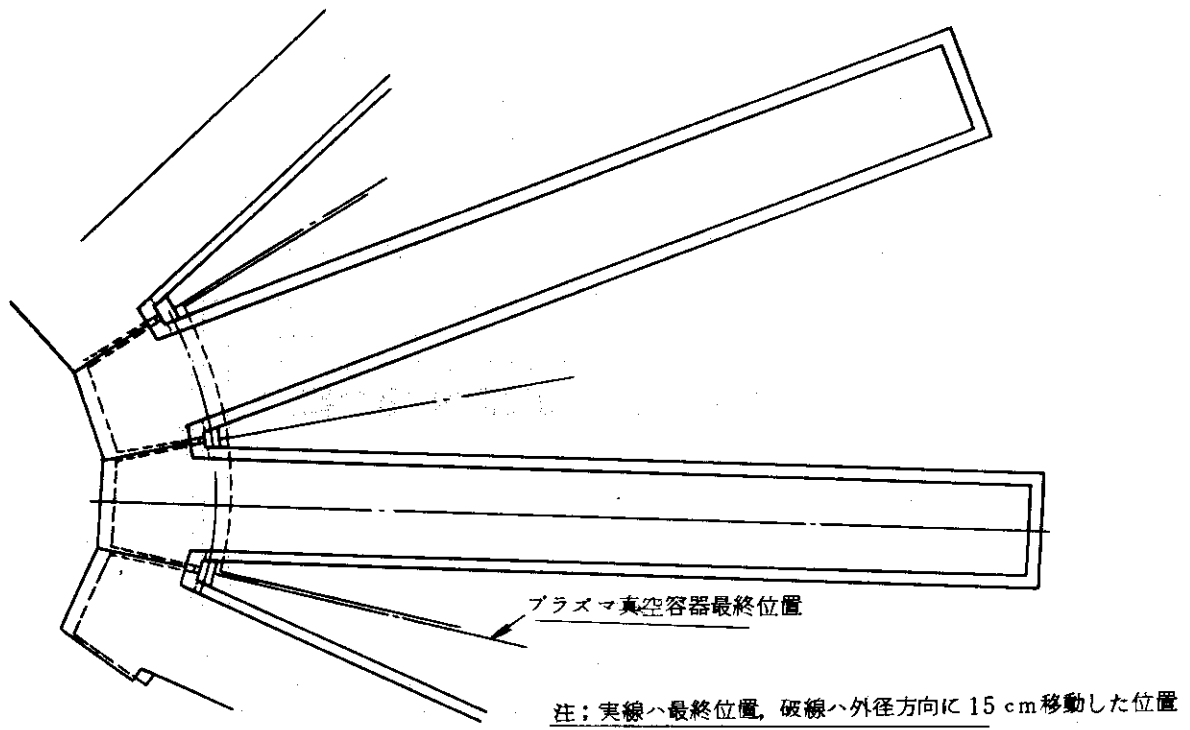


Fig. 10.5 トロイダルマグネット組立要領図

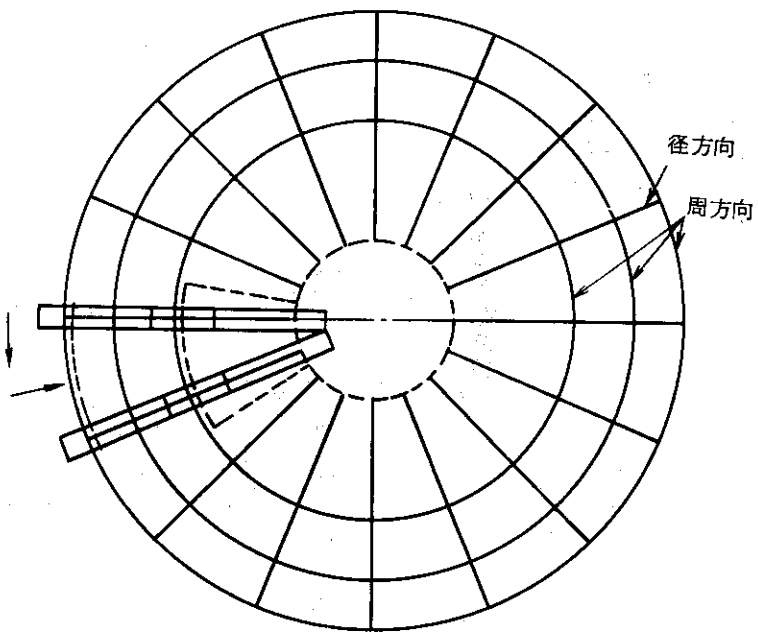


Fig. 10.6 レール配置図

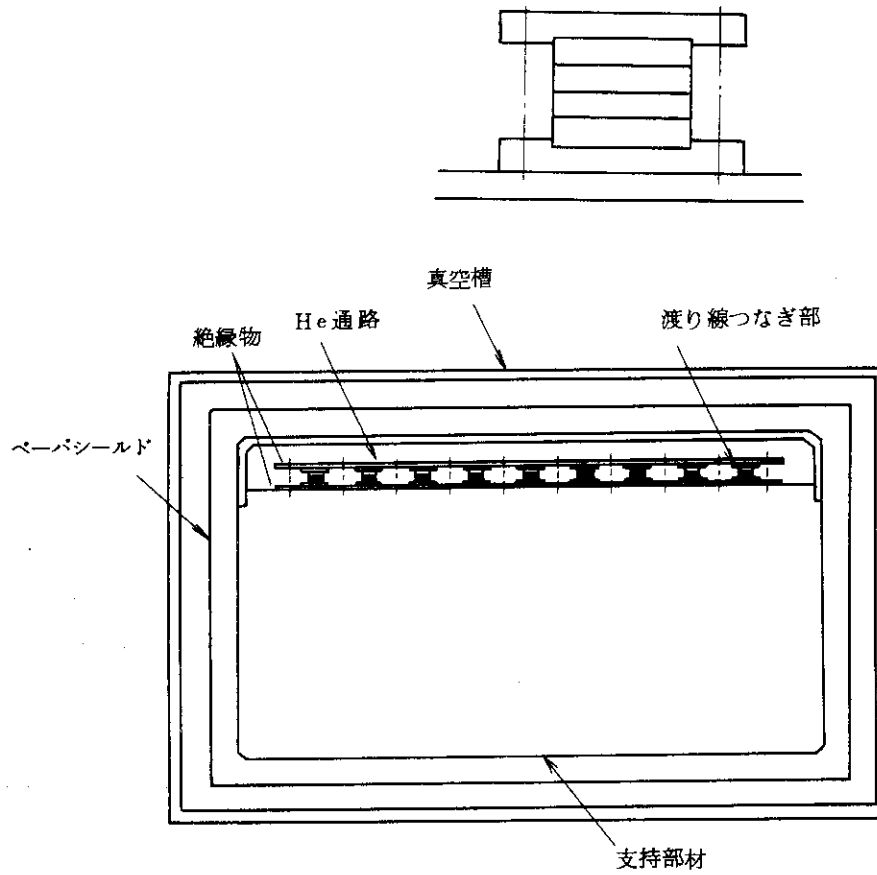


Fig.1 0.7 渡り線接続部

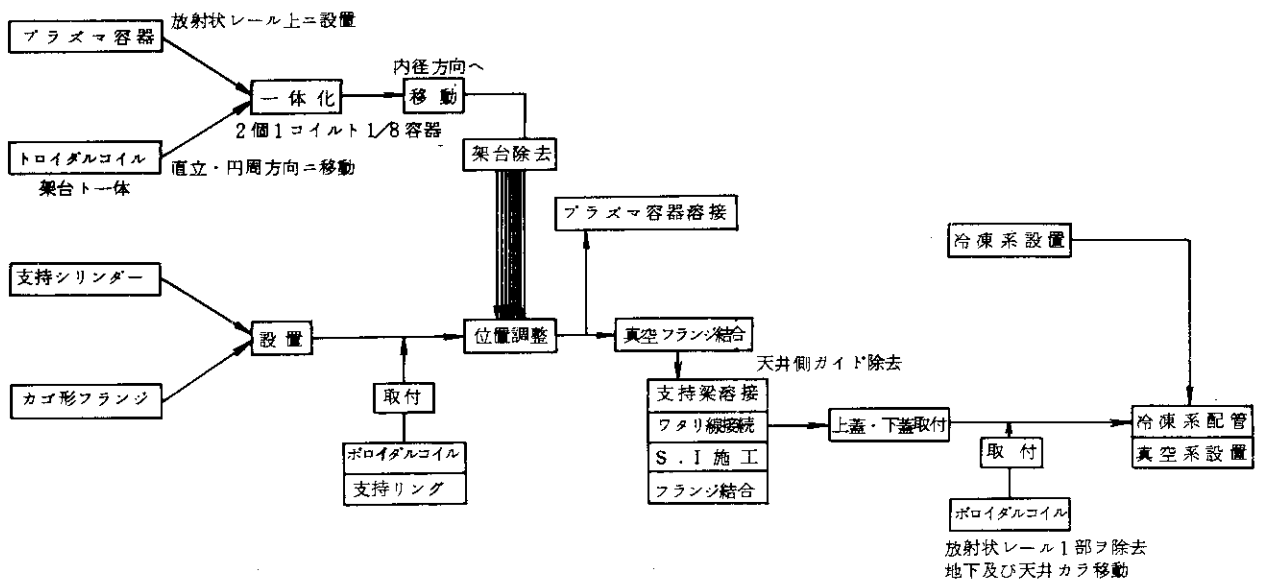


Fig. 10.8 トロイダルマグネット組立工程

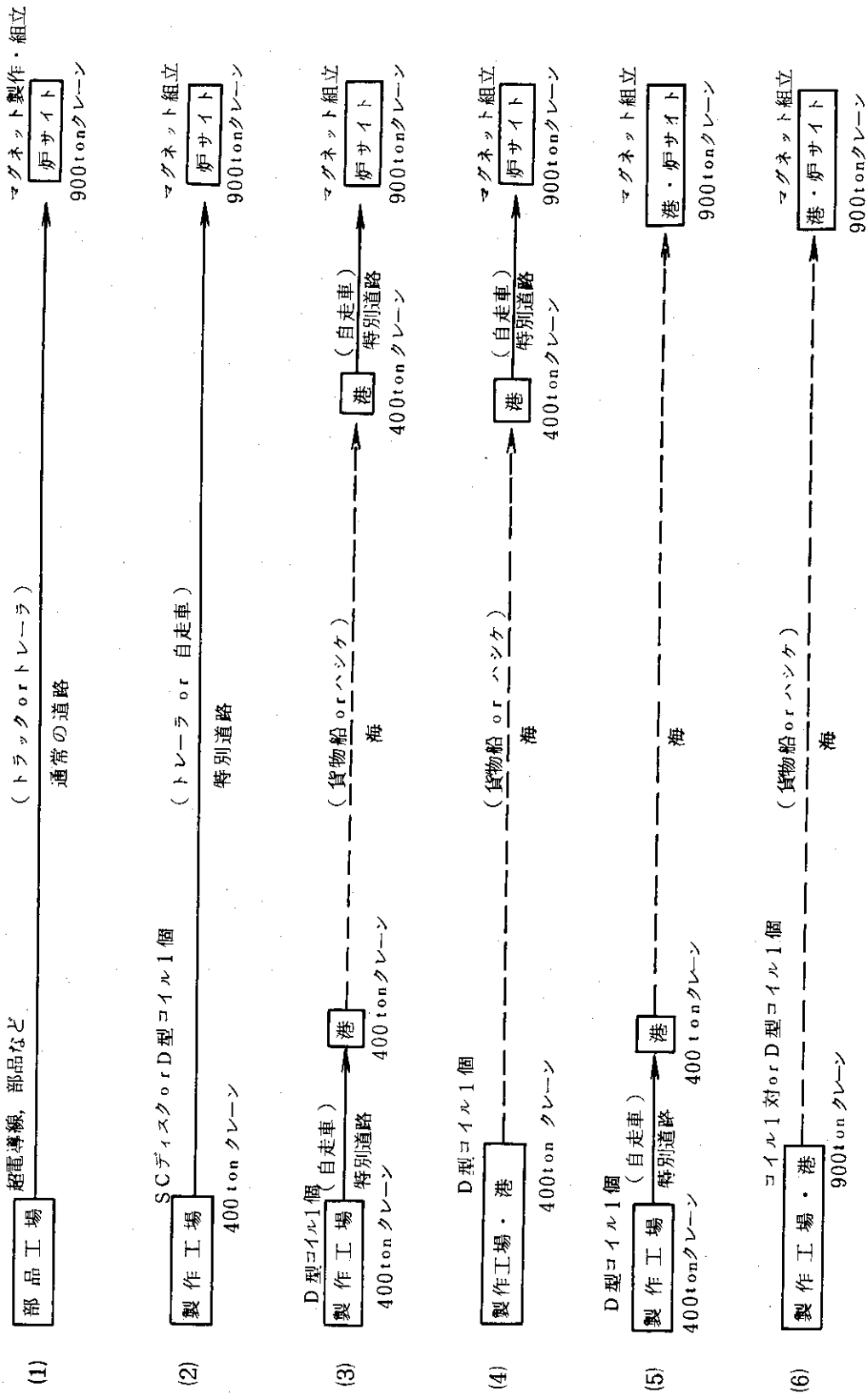


Fig. 1.09 トロイダルマグネットの輸送方法

11. マグネットの安全性検討

11.1 マグネット事故のプロセスと安全対策概要

超電導トロイダルマグネットは60 GJ もの巨大なエネルギーをもっているので、安全性に十分留意しておかねばならない。

トロイダルマグネットにおける事故の原因とその結果、およびその対策を Fig. 11.1 のフローチャートに示す。事故の原因には、停電・断水などの間接的原因と、地震その他の機械的衝撃などの直接的原因が考えられる。間接的原因による第1次結果の一つに、励磁電源運転停止があるが、これはコイル電流を減衰させるから、核融合炉運転はともかくマグネットにとっては安全側に働く。

冷却系運転停止、クライオスタット侵入熱増加に基づく LHe 供給不足によって、超電導コイルはクエンチすることがありうる。クエンチは超電導コイルの特性劣化、焼損、絶縁劣化をもたらす恐れがある。これについての対策として

(1) 励磁分割方式、

を採用し、

(2) 抵抗出現検出による励磁電源しゃ断

を行うことが考えられる。励磁分割数を決定するためには、クエンチ時の電流減衰時定数限界を求めなければならない。これについては 11.2 節で述べる。クエンチ検出法と出現抵抗については 11.3 節で論ずる。

コイルがクエンチすると、コイルのもつエネルギーの大部分は外部保護抵抗に吸収され、一部分がコイル内で消費される。このコイル内消費エネルギー量が多くなると、クライオスタット He 槽内の圧力上昇がある基準値以上になる。これを基準値以下にするには、コイル内のエネルギー消費の計算 (11.4 節)、He 槽内の圧力上昇計算 (11.5 節) が必要であり、安全装置として

(3) 圧力破壊板

を設けなければならない。

地震やその他の機械的衝撃による徐々あるいは急激な真空劣化が発生した場合 (11.6 節)、徐々の真空劣化については

(4) 真空劣化検出による減磁

によって破局を避けることができ、急激な真空劣化については

(4) 真空劣化検出による励磁電源しゃ断

を行うか、それが間に合わずクエンチが生じても励磁分割方式によってコイルとクライオスタットを保護することができる。

地震に対しては 0.3 G の

(5) 耐震設計

をコイルとクライオスタットについて行う必要がある。これは11.7節で論じられる。

11.2 コイル保護と電流減衰時定数限界

11.2.1 コイル保護の考え方

本設計では完全安定化法を採用しているので、通常の状態においてはクエンチ（超電導状態に復帰しない超電導破壊）は生じえない。しかし、万が一のこととして、LHe 通路のつまりや LHe 供給不足が生じ、なおかつ、これら異常を検出して適切な処置をすることができないという稀なケースが考えられるが、その場合超電導コイルはクエンチする可能性をもつ。このときのコイル保護について論ずる。

コイルにクエンチが生じて、複合超電導線のある部分の温度が上昇しているとき、その異常を検出して（例えば、異常電圧検出）、励磁電源のスイッチをOFFし、コイルに流れている電流 I_0 を保護抵抗 R_p に転流させる必要がある。電流減衰の時定数 τ_p は、コイルに発生する抵抗 R_c と保護抵抗 R_p 、およびコイルのインダクタンス L から

$$\tau_p = \frac{L}{R_c + R_p} \quad (\text{s}) \quad (11.1)$$

で表わされる。 $R_c(t)$ は通常時間と共に増加する量である。

完全安定化超電導コイルでは、常電導部分が周囲に伝播せず、局所的に複合線の温度が上昇することが十分あり得るので、発生抵抗 R_c を保護抵抗 R_p に対して無視してコイル保護を考えなければならぬ。

すなわち、このことは、完全安定化コイルの τ_p は非安定化コイルの τ_p よりも長くなり、完全安定化コイルに万が一のクエンチが生じた場合、非安定化コイルよりもむしろ保護が難しいことを意味する。

11.2.2 複合線基材の熱容量を利用する場合の電流減衰時定数限界

以上のような条件のもとでのコイル保護として次のことが考えられる。

電流が減衰するとき、複合線の熱容量によって発熱を吸収して、時間 $t \rightarrow \infty$ における温度が超電導体や絶縁物を劣化させない温度 T_0 以下になるような電流減衰時定数限界 τ_a を求める。この時定数 τ_a と保護抵抗 R_p によってのみ定まる時定数

$$\tau'_p = \frac{L}{R_p} \quad (11.2)$$

との間に

$$\tau'_p \leq \tau_a \quad (11.3)$$

の関係が成立てば、コイル保護は可能となる。

完全安定化複合線はCu 基材が断面のほとんどを占めるので、熱容量はCu 基材のみ考える。基材電流密度 j が

$$j = J e^{-t/\tau} \quad (\text{A/cm}^2) \quad (11.4)$$

で減衰するときの熱方程式は

$$C_1 \frac{dT_1}{dt} = Q e^{-2t/\tau} \quad (11.5)$$

で表わされる。ここで、 $T_1(\text{K})$: Cu 基材の温度

$C_1 (\text{J/K}) = V_1 c_1 \sigma_1$: 体積 $V_1 (\text{cm}^3)$ の基材の熱容量

$c_1 (\text{J/g})$: Cu 基材の比熱

$\sigma_1 (\text{g/cm}^3)$: Cu 基材の密度

$Q = J^2 \rho_1 V_1 (\text{w})$: 体積 V_1 の基材のジュール発熱

$J (\text{A/cm}^2)$: 運転電流における基材電流密度

$\rho_1 (\Omega\text{-cm})$: Cu の抵抗率

(11.5) 式を計算して

$$\tau_a = \frac{2}{J^2} \int_{T_b}^{T_M} \frac{\sigma_1 c_1(T)}{\rho_1(T)} dT_1 \quad (11.6)$$

$T_b(\text{K})$: 冷媒温度

が得られる。 ρ_1 は温度 T の関数であり、筆者らの実験式によれば¹⁾

$$\rho_1(T, B) = \{ \rho_r + \rho_L(T) \} \cdot \{ 1 + k_m(B) \} \quad (11.7)$$

$$\rho_L(T) = \frac{425.2 (T/\theta)^5}{1 - 5.494 (T/\theta) + 36.41 (T/\theta)^2 - 0.92 (T/\theta)^3 + 394.2 (T/\theta)^4} \quad (11.8)$$

で表わされる。ここで、 $\theta(\text{K})$: Cu の Debye 温度 = 333 K

ρ_r, k_m は 2.5 節参照

$\sigma_1 = 8.9 \text{ g/cm}^3$, Cu の $c_1(T)$, および複合線寸法の最も小さいスロット No.1 の Cu 抵抗率 $\rho_r = 3 \times 10^{-8} \Omega\text{-cm}$, $k_m(3.3 \text{ T}) = 0.45$ を使って

$$U_0(T_M) = \int_{4.2}^{T_M} \frac{\sigma_1 \cdot c_1(T)}{\rho_1(T)} dT_1 \quad (11.9)$$

を数値計算すると、Fig. 11.2 が得られる。

最終到達温度 $T_M = 300 \text{ K}$ とすれば、 $U_0 = 1.26 \times 10^9 \text{ J}/\Omega\text{-cm}^4$, スロット No.1 の基材電流密度 $J = 1.20 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ から、

$$\text{電流減衰時定数限界 } \tau_a = 17.5 \text{ sec}$$

が得られる。

この τ_a をもつコイルでは、7.1 節で述べたように、クエンチ時にコイルを保護できる励磁分割数は 27 以上であるが、基材以外に発熱を吸収するものを考えることによって τ_a を長くし、励磁分割数をより減らすことができる。次項でこれについて述べる。

11.2.3 ディスク構造物の熱容量をも利用する場合の電流減衰時定数限界

超電導ディスクを構成する複合超電導線には、絶縁物を介してSUS構造物が付いている。そこで、クエンチによる複合線の発熱はCu基材だけでなく絶縁物とSUS構造物も吸収し、複合線の温度上昇はCu基材のみ考慮する場合よりも小さくなるであろう。しかし、SUS構造物の発熱吸収には遅れが生ずるので、1.1.2.2項の計算式はそのまま使うことはできない。

この複合線-構造物複合体における熱計算モデルとしてFig. 1.1.3を考える。ここでは、絶縁物は量的に少ないので、熱抵抗にはなるが熱容量としては働かないと仮定している。さらに、SUS構造物の温度上昇は一様とみなしている。

Fig. 1.1.3のモデルにおける熱方程式は

$$C_1 \frac{dT_1}{dt} = Q e^{-2t/\tau} - \frac{T_1 - T_3}{R_2} \quad (1.1.10)$$

$$C_3 \frac{dT_3}{dt} = \frac{T_1 - T_3}{R_2} \quad (1.1.11)$$

で表わされる。ここで、 T_1 , C_1 , Q は1.1.2.2項のものと同じ、

$$R_2 \text{ (K/W)} = \frac{\ell_2}{K_2 A_2} : \text{絶縁物の熱抵抗}$$

K_2 (W/cm-K) : 絶縁物の熱伝導率

ℓ_2 (cm) : 絶縁物の長さ

A_2 (cm²) : 絶縁物の断面積

$$C_3 \text{ (J/W)} = V_3 c_3 \sigma_3 : \text{体積 } V_3 \text{ (cm}^3\text{) の構造物の熱容量}$$

c_3 (J/g-K) : SUS構造物の比熱

σ_3 (g/cm³) : SUS構造物の密度

C_1 , C_3 , R_2 は温度の関数であるが、ここではそれらを一定値とみなした近似的な解を求める。(1.1.10), (1.1.11)式を解き、初期条件 $t=0$ のときの $T_1 = T_3 = T_b$ (冷却媒体温度) を使って

基材の温度

$$T_1 = T_b + \frac{\tau Q}{2(C_1 + C_3)} - \frac{\tau^2 Q}{\tau(C_1 + C_3) - 2R_2 C_1 C_3} \left\{ \frac{\tau - 2R_2 C_3}{2\tau} e^{-2t/\tau} + \frac{R_2 C_3^2}{\tau(C_1 + C_3)} e^{-(C_1 + C_3)t/R_2 C_1 C_3} \right\} \quad (1.1.12)$$

構造物の温度

$$T_3 = T_b + \frac{\tau Q}{2(C_1 + C_3)} - \frac{\tau^2 Q}{\tau(C_1 + C_3) - 2R_2 C_1 C_3} \left\{ \frac{1}{2} e^{-2t/\tau} - \frac{R_2 C_1 C_3}{\tau(C_1 + C_3)} e^{-(C_1 + C_3)t/R_2 C_1 C_3} \right\} \quad (1.1.13)$$

が得られる。

構造物の温度 T_3 は単調に増加するが、基材の温度 T_1 はある最大値に達してのち減少し最終

的に T_3 に一致するケースと、 T_1 が T_3 より先行するが単調に増加して $T_1 = T_3$ になるケースの2つがある。

T_{1M} は $\tau < 2R_2 C_3$ のときに与えられ、その値は

$$t = \frac{\tau R_2 C_1 C_3}{2R_2 C_1 C_3 - \tau(C_1 + C_3)} \ln \frac{C_1(2R_2 C_3 - \tau)}{\tau C_3} \quad (11.14)$$

を(11.12)式に代入して得られる。 $t \rightarrow \infty$ のときの温度は

$$(T_1)_{t \rightarrow \infty} = (T_3)_{t \rightarrow \infty} = T_b + \frac{\tau Q}{2(C_1 + C_3)} \quad (11.15)$$

である。これらの様子を Fig. 11.4 に示す。

T_1 が単調増加する条件は $\tau \geq 2R_2 C_3$ であり、最終到達温度は(11.15)式と同じである。構造物が存在しない場合の T_1 の時間依存性は、(11.12)式で $C_3 = 0$ とおいた

$$T_1' = T_b + \frac{\tau Q}{2C_1} (1 - e^{-2t/\tau}) \quad (11.16)$$

である。これを Fig. 11.4 に図示する。 T_1' の最大値は

$$T_{1M}' = (T_1')_{t \rightarrow \infty} = T_b + \frac{\tau Q}{2C_1} \quad (11.17)$$

である。

数値計算は Na1 スロットについて行う。Cu の c_1 , ρ_1 の平均値として、11.2.2 項の結果と(11.17)式とから、 $c_1 = 0.14 \text{ J/g-K}$, $\rho_1 = 2.8 \times 10^{-7} \Omega\text{-cm}$ を使用する。 $\sigma_1 = 8.9 \text{ g/cm}^3$, 線の長さ 5 cm をとって $V_1 = 10.5 \text{ cm}^3$ であるから $C_1 = 13.1 \text{ J/W}$ になる。SUS の物理定数は、 $c_3 = 0.14 \text{ J/g-K}$, $\sigma_3 = 8.0 \text{ g/cm}^3$, $V_3 = 5.23 \text{ cm}^3$ であるから $C_3 = 58.6 \text{ J/W}$ になる。 $\ell_2 = 0.2 \text{ cm}$, $A_2 = 14.8 \text{ cm}^2$, $\kappa_2 = 7 \times 10^{-3} \text{ W/cm-K}$ から絶縁物の熱抵抗 $R_2 = 1.93 \text{ K/W}$ が得られる。

τ_a が $2R_2 C_3 = 226 \text{ sec}$ 以下であれば T_1 は最大値 T_{1M} をもつ。 T_{1M} vs τ を Fig. 11.5 に示す。 $T_{1M} = 300 \text{ K}$ になる時定数限界は

$$\tau_a = 45 \text{ sec}$$

である。この最大値に達する時間は 26 sec であり、 $(T_1)_{t \rightarrow \infty} = (T_3)_{t \rightarrow \infty} = 143 \text{ K}$ である。

なお、Cu 基材のみの場合の最大温度 T_M vs 時定数 τ の関係を参考データとして Fig. 11.5 に示す。

この項で検討したように、SUS 構造物の熱容量を利用すれば、電流減衰時定数限界 τ_a は 45 sec に伸び、コイル保護のための励磁分割数は 7.1 節で示したように 11 以上になる。本設計では、18 励磁分割であり $\tau_a \geq 35 \text{ sec}$ であるから、

$$\text{最高温度 } T_{1M} = 260 \text{ K}$$

$$T_{1M} \text{ に達する時間 } t = 23 \text{ sec}$$

$$(T_1)_{t \rightarrow \infty} = (T_3)_{t \rightarrow \infty} = 108 \text{ K}$$

が得られる。

11.3 クエンチ検出法と出現抵抗

11.3.1 クエンチ検出法の検討

超電導コイルのクエンチを検出するためには、まずクエンチが生ずるときの状態変化を観測しなければならない。その状態変化の物理量として

- (1) 超電導線に生ずる電気抵抗 — 電圧発生
- (2) 抵抗 → ジュール発熱 → 温度上昇
- (3) 抵抗 → ジュール発熱 → He 蒸気 → 圧力上昇
- (4) 超電導線の内部摩擦 → 超音波発生²⁾

が考えられる。

(1), (2), (3)は、クエンチによる最初の変化物理量を抵抗としているオーソドックスなものである。抵抗出現と同時に現われる物理量は電圧であり、温度上昇と圧力上昇には幾らかの遅れがあり、かつ温度上昇測定のためには各所に测温プローブ（熱電対、カーボン测温体など）を入れなければならないので、電圧検出法を主として圧力検出法を補助手段に使うべきであろう。

超音波検出法は、クエンチする前にクエンチを検出することも可能といわれている新しい方法であるが、完全安定化コイルにおけるクエンチにおいても検出可能な超音波が発生するか、クエンチ点の近傍に検出センサを置く必要があるのではないか（その場合、温度検出法と同様に多数のセンサをコイル内に入れる必要がある）、という点が明確にされていないようであるので、本設計では超音波検出法を採用しないことにする。

11.3.2 Flux flow 領域において出現する抵抗と電圧

完全安定化超電導コイルのクエンチの原因として、LHe 通路のつまりやLHe 供給不足があることを11.2.1項で述べた。そのうちLHe 供給不足をもたらす原因には、He 液化供給系のトラブルがまず当然考えられるが、Nb₃Sn 複合超電導線の I_c を越えた flux flow 領域 (Fig. 2.14) での発熱によってディスクのスロットに He ガスが充満しLHe の供給が不十分になることもなりうる。この場合の抵抗と電圧について述べる。

本設計では $I_c \geq 25500 \text{ A}$ 、 $I_s (= I_f) \approx 25300 \text{ A}$ であるから、Fig. 2.14 の state 3 の #4 にほぼ対応する。この領域の flux flow 微分抵抗率はほぼ基材の抵抗率に等しいので、電流値 I における電圧 V_f (V) は

$$V_f = \frac{\ell \rho}{A} (I - I_c), \quad (11.18)$$

等価的抵抗 R_f (Ω) は

$$R_f = \frac{V_f}{I} = \frac{\ell \rho}{A} \cdot \frac{I - I_c}{I} \quad (11.19)$$

で表わされる。ここで、 ρ ($\Omega\text{-m}$) : 基材の抵抗率
 A (m^2) : 基材の断面積

l (m) : 抵抗が出現している複合超電導線の長さ

次に、この設計における数値を使って発生する電圧と抵抗の値を求める。どのスロットも同じ臨界電流 I_c にしているの、コイル電流 I が I_c を越えると同時に電圧が生ずることになる。D型コイルの直線部が最大磁界となるので l として直線部の長さ 8 m をとると、Nb₃Sn 複合超電導線については、 $l\rho/A$ の値は、Na1 と Na2 スロットで各々 $1.7 \times 10^{-5} \Omega$ 、Na14 スロットで $2.0 \times 10^{-5} \Omega$ 、他のスロットではこれらの間の値をとる。Na1 スロットの複合超電導線の抵抗が最も小さいので、これについて V_f と R_f を計算し、Fig. 11.6 に示す。 I_c が仮りに定格電流より小さい 24900 A とみなせばコイル電流が 100 A 超過のとき $V_f = 1.7$ mV, $R_f = 0.07 \mu\Omega$ 、500 A 超過のとき $V_f = 8.7$ mV, $R_f = 0.3 \mu\Omega$ になる。

トロイダルコイルの通常の励磁条件では、7.3 節に示したように、全誘起電圧は 14.8 V であるから、1 D型コイル当り 0.93 V、1 ディスク当り 51 mV、1 ディスク片面当り 26 mV の電圧が励磁中に発生することになる。クエンチ検出用電圧タップを 1 ディスク毎に付けておく場合、誘起電圧の 5% の電圧 2.6 mV が生ずるのは、コイル電流 I が I_c を越えて 110 sec 後、150 A 超過のときである。励磁電圧監視中にこの程度の電圧超過を観測することはそれほど困難ではない。Flux flow 電圧が発生したことが観測されれば、直ちにコイル電流を下げて I_c 以下にすればよい。しかし、Flux flow 抵抗による発熱のためクエンチに到る可能性があるが、そのときは直ちに電源電流をしゃ断しなければならない。

11.3.3 クエンチ時の出現抵抗と電圧

LHe 通路のつまりや LHe 供給不足によって超電導コイルの抵抗出現状態について検討する。断熱条件における複合超電導線の線方向抵抗伝播速度 v (cm/s) は

$$v = \frac{J}{c \sigma} \sqrt{\frac{\kappa \rho}{T_c - T_b}} \quad (11.20)$$

で与えられる。ここで J (A/cm²) = I/A : 導体電流密度

c (J/g-K) : 複合超電導線の比熱

σ (g/cm³) : 複合超電導線の密度

κ (W/cm-K) : 複合超電導線の熱伝導率

ρ (Ω -cm) : 複合超電導線の抵抗率

T_c (K) : 超電導体の磁界 B における臨界温度

T_b (K) : 複合超電導線の初期周囲温度

クエンチする部分は Na1 スロットとみなす。複合超電導線の Cu-SC 比は 48:1 であるので、(11.20) 式の物理量は Cu のを使えばよい。 $I = 25100$ A, $A = 2.1$ cm², $J = 1.2 \times 10^4$ A/cm², $c = 1.1 \times 10^{-3}$ J/g-K, $\sigma = 8.9$ g/cm³, $\kappa = 4$ W/cm-K, $\rho = 5 \times 10^{-8}$ Ω -cm, $T_c - T_b = 12.3$ K を (11.20) 式に代入して

$$v = 150 \text{ cm/s}$$

が得られる。

複合超電導線の抵抗伝播は線の両方向に生ずるだけでなく、隣りのターンとディスクの反対側

にも生ずるが、これらの影響を合わせて4倍とみなすと、抵抗出現速度 r_c (Ω/s) は

$$r_c = \frac{4 \rho v}{A} \quad (11.21)$$

で表わされる。抵抗率 ρ は温度と共に上昇するので、 r_c は時間と共に増加するが、ここでは $\rho \approx 10^{-7} \Omega\text{-cm}$ を使うことにする。その場合、1ディスク当りの抵抗出現速度は

$$r_c = 2.9 \times 10^{-5} \Omega/s$$

である。このときのコイル電流は 25100 A であるから、電圧出現速度は

$$\begin{aligned} V_c &= r_c I \\ &= 0.73 \text{ V/s} \end{aligned} \quad (11.22)$$

になる。

クエンチ検出電圧 (1ディスク当り) を 200 mV とした場合、出現電圧 149 mV に達するまでの時間は 0.2 sec である。

11.4 クエンチ時のコイル内エネルギー消費

超電導コイルがクエンチすると、抵抗が発生して電圧が生ずる。その電圧がある一定基準値に達したとき、電源電流をコイルからしゃ断して、コイル電流を減衰させる。この操作によって、超電導コイルに蓄えられていた磁気エネルギーの大部分は、コイルと並列に接続された保護抵抗 R_p に吸収される。しかし、一部分のエネルギーはコイル内で消費され、そのエネルギーは LHe を蒸発させ、コイル内の圧力を上昇させる。この圧力上昇をヘリウム槽の許容値以下に抑える必要があり、その意味でコイル内エネルギー消費を算出することが重要となる。

クエンチが生じた時刻から電流減衰開始時までの時間は約 1 sec とみなすことができる。これは電流減衰時定数の約 40 sec に較べて小さいので、ここでは無視する。クエンチしてから超電導コイルに発生する抵抗 R_c が

$$R_c(t) = r_c t \quad (11.23)$$

のように直線的に増加すると仮定する。温度上昇と共に Cu 基材の抵抗率が増加する効果と、電流減衰によって抵抗伝播速度が減少する逆効果とによって、 r_c 一定の仮定は妥当な近似と考えられる。

コイル電流が減衰しているときの回路方程式は

$$L \frac{di}{dt} + (R_p + r_c t) i = 0, \quad (11.24)$$

コイル内で消費されるエネルギーは

$$W_c = r_c \int_0^{\infty} t \{i(t)\}^2 dt \quad (J) \quad (11.25)$$

で表わされる。ここで、 i (A) : コイル電流

t (s) : 時間. $t = 0$ のとき電流減衰開始時刻

L (H) : 回路のインダクタンス

$R_p(\Omega)$: この回路の保護抵抗

初期条件 $t = 0$, $i = I$ (電流減衰開始時の電流) を考慮して (11.24) 式を解くと

$$i = I \exp[-(2R_p t + r_c t^2) / 2L] \quad (11.26)$$

を得るから、コイル内の消費エネルギーは

$$W_c = \frac{1}{2} L I^2 - \frac{\sqrt{L} R_p I^2}{\sqrt{r_c}} \cdot \exp[R_p^2 / L r_c] \cdot \text{Erfc}(R_p / \sqrt{L r_c}) \quad (11.27)$$

になる。ここで

$$\text{Erfc}(x) = \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt \quad (11.28)$$

は誤差関数。

式の簡略化のために

$$k = R_p^2 / L r_c \quad (11.29)$$

とおくと、コイル内のエネルギー消費率は

$$\begin{aligned} w_c &= W_c / \left(\frac{1}{2} L I^2 \right) \\ &= 1 - 2\sqrt{k} e^k \text{Erfc}(k) \end{aligned} \quad (11.30)$$

で表わされる。

この設計では励磁分割方式を採用しており、その回路は Fig. 7.1 に示すものである。 $n = 18$ 個の回路の個々のインダクタンスは、全ての励磁分割コイルが同時にクエンチする場合を考えると、7.1 節に示すように 7.0 H となる。励磁分割コイルの保護抵抗は $R_p = 0.30 \Omega$ である。クエンチする部分は同時に数ヶ所存在することは考え難いが、ここではそれを仮定して、1 励磁分割コイルを構成する 16 ディスクが同時にクエンチするとみなせば、抵抗出現速度は 11.3.3 項の r_c 値の 16 倍、

$$r_c = 4.6 \times 10^{-4} \Omega/s$$

になる。したがって、(11.29) 式から $k = 28$, $\sqrt{k} = 5.3$ であり、これを (11.30) 式に代入して、 $w_c \approx 0.05$ を得る。

11.5 クエンチ時の He 槽の圧力上昇

超電導コイルが何らかの理由で超電導破壊をした場合のコイル保護法とコイル電流減衰特性、コイルの温度変化については 11.3 節で論じた。本節では、クエンチ時の急激な発熱による He 槽の内圧上昇について論ずる。

11.5.1 内圧上昇モデル

クエンチ時に コイルの蓄積エネルギー 0.195 GJ/ディスクの 95% を外部に回収することができる。残り 5% が超電導線とディスクに蓄積され、さらにその一部が熱伝達によって He に伝えられ、その一部が気化して He 槽の内圧が上昇する。この過程を簡略化して以下のように考え

る。

ディスクと超電導線を一体とし、同一温度と近似する。発熱はステップ状に与える。この時のディスクおよび導体の温度変化は次式で与えられる。

$$wc \frac{dT}{dt} = -hAT \quad (11.31)$$

$$T = 4.2 \quad \text{at } t = 0$$

ただし、 w : ディスクおよび導体の重量

c : ディスクおよび導体の比熱

q : 導体で発熱するジュール損

h : He への熱伝達率

(11.31) 式を解くと

$$T = \frac{q}{hA} \left(1 - e^{-\frac{hA}{wc}t} \right) + 4.2 \quad (11.32)$$

したがって、He に伝わる熱量は (11.32) 式に hA を乗じて積分を行い

$$Q = q \int t + \frac{wc}{hA} \left(e^{-\frac{hA}{wc}t} - 1 \right) \quad (11.33)$$

である。

(11.33) 式で与えられる熱量が液体 He に移動した時の He 槽の内圧上昇モデルとして Fig. 11.7 に示すものを考える。次の事項を仮定する。すなわち、(1) He 槽を 1 個の容器と考え、その内部は一樣な圧力を示す。(2) He 槽からの気化蒸気の排出は一定の抵抗の排出口から He 槽と外気圧力の差によって行われる。(3) 液体 He が一部でも残っている限り排出ガス温度は 4.2 K である。系からの排出 He 量を G とすると、以下の諸式が成立する。

$$P - P_0 = \left(\frac{\ell}{d} \zeta + \zeta \right) \frac{\left(n \frac{G}{4} d^2 \right)^2}{2g\rho} \quad (11.34)$$

$$w = w_0 - \int_0^t G dt \quad (11.35)$$

$$P = m \frac{RT}{v} \quad (11.36)$$

$$w_0 = \frac{Q}{i_{P,T} - i_{1,4.2}} \quad (11.37)$$

ただし、He ガスの排出径路として長さ ℓ 、径 d の通路が n 本あり、その時の摩擦係数を ζ とする。 w : 系内の He ガス量、 w_0 : 系で発生した He 蒸気量、 m : 系内の He ガスのモル数 ($= w/4$)、 R : 気体定数、 v : 系内のガス容積、 i : He のエンタルピーである。系内のガス容積は時間と共に変化する。

11.5.2 トロイダルマグネット He 槽の内圧上昇

前述の(11.34)～(11.37)式を1 step 毎に解くことになり、He 槽の内圧上昇特性が得られる。トロイダル1ディスクの諸数値

$$\ell \sim 10 \text{ m}, \quad d \sim 0.01 \text{ m}, \quad n = 28$$

$$\zeta = 0.02$$

$$W = 11 \times 10^3 \text{ kg}$$

$$v_t = 3259 \ell, \quad v \text{ 初期値} = 33 \ell$$

$$A = 85 \text{ m}^2$$

$$h = 0.5 \text{ W/cm}^2 \text{ K (液体 He が存在している時)}$$

を代入して計算する。

破壊板の大きさとしては、排出通路の摩擦抵抗 $\ell/d \cdot \zeta \sim 20$ に比して無視できる程度の大きさ、すなわち、通路の全面積と同程度に選べばよいことが分かる。この場合は、破壊板の径としてディスク1個当り60φ相当にすればよい。

計算結果をFig. 11.8に示す。液が完全になくなる約2.5秒後に最高の圧力4 barとなる。

11.6 真空劣化時の挙動

He 槽が0.3 Gの衝撃に対して安全なことは、先に検討した。また、コイルの自重支持構造、真空槽支持部も同様の衝撃に対して十分な強度を有するように設計がなされている(第6章参照)。したがって、クライオスタットが破壊する可能性は非常に少ないが、以下次の2ケースについて安全性の検討を行う。

- (i) 何らかの理由で真空劣化が生じた場合、
- (ii) 真空容器が急に破壊した場合、

11.6.1 真空劣化が生じた場合

一般に真空容器にリークが生じた場合は、真空劣化を検知してから対流や伝導による熱移動が無視できなくなる真空度 10^{-2} Torr まで真空が劣化するに要する時間は、数時間のオーダー以上である。この場合は通常の減磁操作を行えばよい。

11.6.2 真空容器が破壊した場合

この場合は低温のHe 容器に空気が接し凝縮が起こる。この凝縮の潜熱がHe 槽に伝えられ、He 槽の温度が上昇し、11.5節で検討したようなHe の蒸発による内圧上昇が起きる。

真空劣化した場合、積層断熱材の熱伝導率は2桁程度大きくなる。この伝導による熱抵抗と空気が凝縮するときの熱抵抗の和でHe 槽への侵入熱量が決定される。通常、SI の熱伝導率は $1 \times 10^{-6} \text{ W/cmK}$ であるから、常圧下では $\lambda_{SI} \sim 10^{-4} \text{ W/cmK}$ 、熱コンダクタンスは $\lambda_{SI}/\ell \sim 10^{-5} \text{ W/cm}^2 \text{ K}$ である。この値は、空気の凝縮の熱伝達率 $h \sim 0.1 \text{ W/cm}^2 \text{ K}$ に比して4桁程度も小さく、侵入熱量は、He 槽表面積をAとする

$$Q \approx \frac{\lambda_{SI}}{\ell} A (300 - 4.2) \sim 3 \times 10^4 \text{ W} \quad (11.38)$$

である。これはクエンチ時にコイル内に放出される磁気エネルギーによる発熱に比べると2桁程度小さく、He槽内の液体Heの不足を引き起こし、クエンチを起こしたとしても、11.4節で検討した熱量に式(11.38)で求められる熱量が重畳されるが、その影響は大きくなく、内圧上昇値も4 bar程度を越えることはなくHe槽の破壊には到らない。

11.7 耐震設計

原子力機器の設計基準は、鉛直・水平方向の0.3 Gの振動と耐えることになっている。16個のトロイダルコイルのHe槽は、そのわたり部を介して一体となっており、真空部分もコイル間の支持梁およびポロイダルコイルとの接触部によって一体となっている。したがって、耐震設計は、16個のコイルを一体として進めなければならない。この操作は極めて困難なので、本報告書では次の検討を行った。

(1) He槽(超電導コイル、コイル間支持梁および楔部等を含め)は、16個のコイルによる組立物として、その各部に0.3 Gが鉛直・水平方向にかかるとして応力解析を行い、十分な強度を有することが分った。(5.5節参照)

(2) 前項で検討したモデルはコイル相互間の結合が剛でないので、固有振動数は非常に小さいと考えられる。このため、コイル自重支持構造は各々独立として取り扱うことができる。このとき、円周方向への力に対しては片側2個/コイルで支持し、鉛直方向への力は4個/コイルで支持するものとして設計した。(6.5節参照)

(3) He槽と常温の真空槽の熱収縮による変形に追随するため、真空槽はHe槽から固定せず、FRPのカラムを介して相対間に移動できる構造としている。また、容器自体は薄肉構造とし、He槽の熱収縮に応じてたわむことができる。したがって、真空容器はその構造上地震による振動に耐え易いので、特に問題としなくてもよいと考えられる。

なお、さらに詳細な設計を行うには、16個のコイルおよびポロイダルコイル全体の固有振動数、減衰因子を求めてその振舞いを解析しなければならない。

11.8 まとめ

第11章「マグネットの安全性検討」をまとめると次のようになる。

(1) 超電導コイルには完全安定化方式を採用しているため、通常の運転状態ではクエンチ(超電導破壊)しない。しかし、LHe不足などによる万一のクエンチに対してもコイルが破壊しないようにする必要がある。

(2) 完全安定化超電導コイルのクエンチによる発熱を複合超電導線とディスク構造物の熱容量で吸収するとして、電流減衰時定数限界を計算すると、複合線の場合 $\tau_a = 17.5 \text{ sec}$ 、両方を考慮する場合 $\tau_a = 45 \text{ sec}$ である。

(3) 本設計の18励磁分割コイル方式においては、クエンチ後23 secで複合超電導線は最高温度260 Kになる。

(4) クエンチ検出法としては、「電圧検出法」を主とし、「圧力検出法」を従とする2重シス

テムをとる。電圧プローブは1ディスク毎に設置する。

(5) 完全安定化の flux flow 領域における発生電圧は $I - I_c = 150 \text{ A}$ のとき, No. 1 スロットの 8 m につき 2.6 mV である。

クエンチ時の 1 ディスク 当りの抵抗出現速度は $2.9 \times 10^{-6} \Omega/\text{s}$ である。

(6) 各ディスクが同時にクエンチしたときのコイル内エネルギー消費率は全磁気エネルギーの約 5% である。残り 95% は外部に回収することができる。

(7) クエンチ後約 2.5 sec で LHe は完全に蒸発し最高圧力 4 bar となる。

(8) 圧力破壊板の直径はディスク 1 個当り 60 mm とする。

(9) クライオスタットに真空劣化が生じた場合, 10^{-2} Torr まで劣化する時間は数時間もかかる。その間にコイルを減磁すればよい。

(10) クライオスタットの真空容器が破壊した場合でも, He 槽内への熱流入はクエンチ時の熱発生に比して 2 桁ほど小さく, He 槽の破壊に到ることはない。

(11) マグネットに 0.3 G の鉛直・水平方向の地震振動が印加しても十分耐える構造になっている。(詳細検討は 5.5 節)

参考文献

- 1) 佐藤, 福原, “複合超電導線の熱暴走現象”, 低温工学誌, Vol. 8, No. 5, (1973) 181-187
- 2) 野村, 高久, 酒井, “超電導電磁石の Acoustic Emission によるモニター”, 第 17 回低温工学研究発表会, A 2-2, (1976) 37

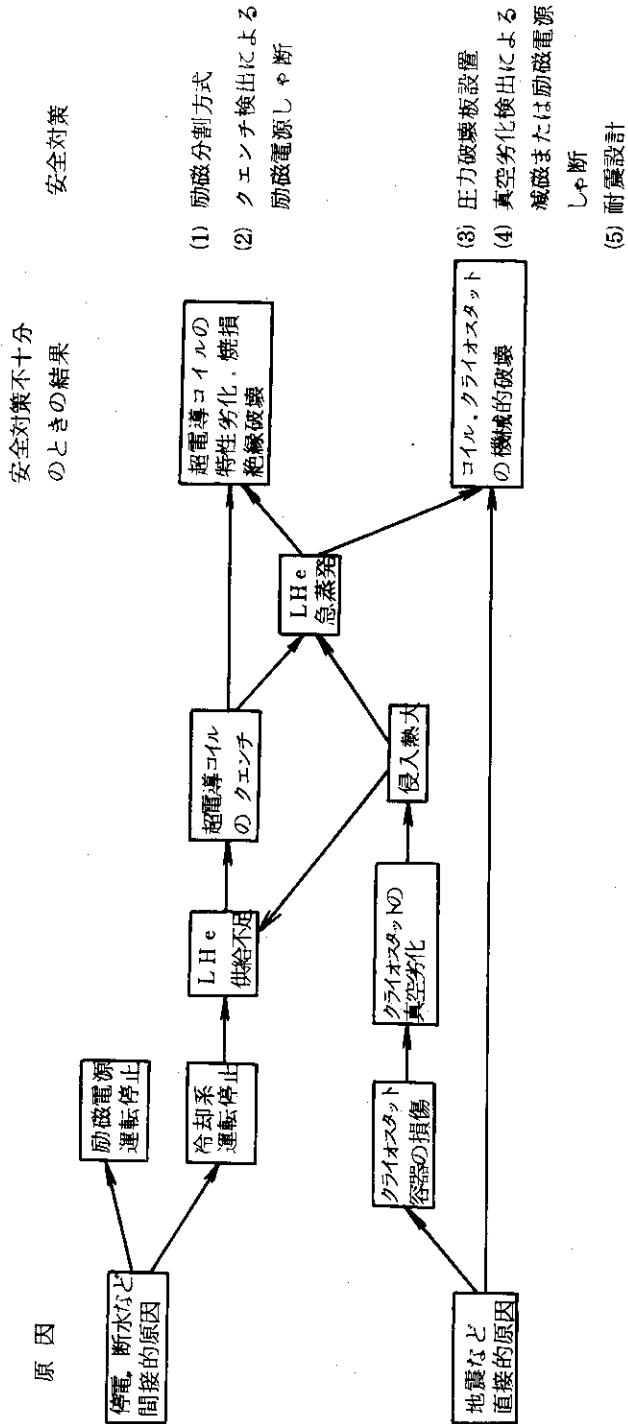


Fig 11.1 トロイダルマグネットの事故原因結果と対策

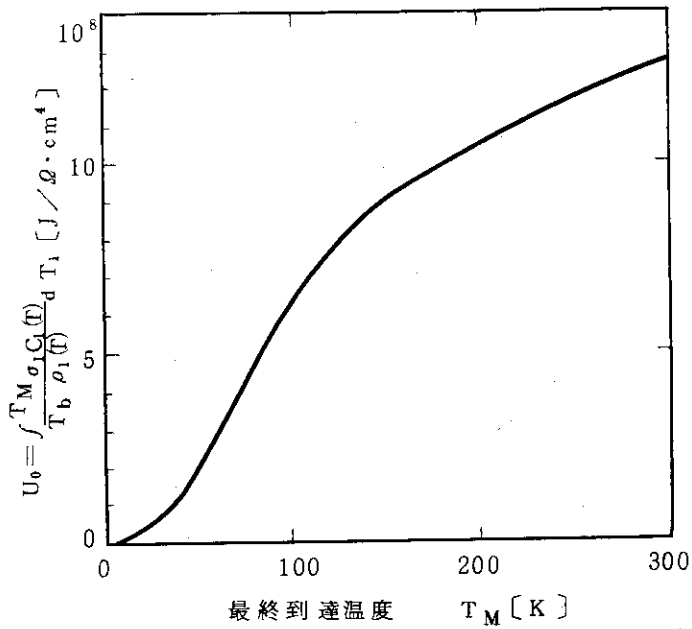


Fig. 1.1.2 関数 U_0 vs T_M

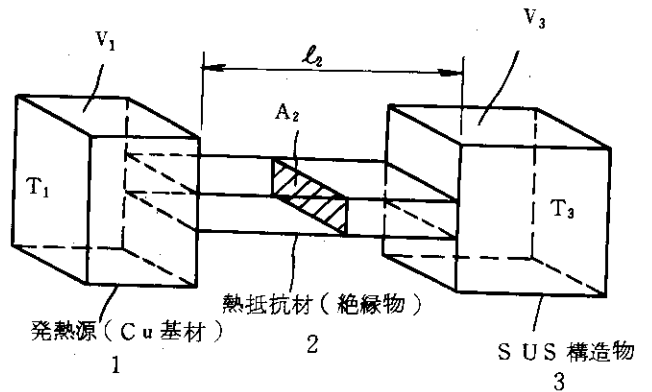


Fig. 1.1.3 基材-構造物複合体における熱計算モデル

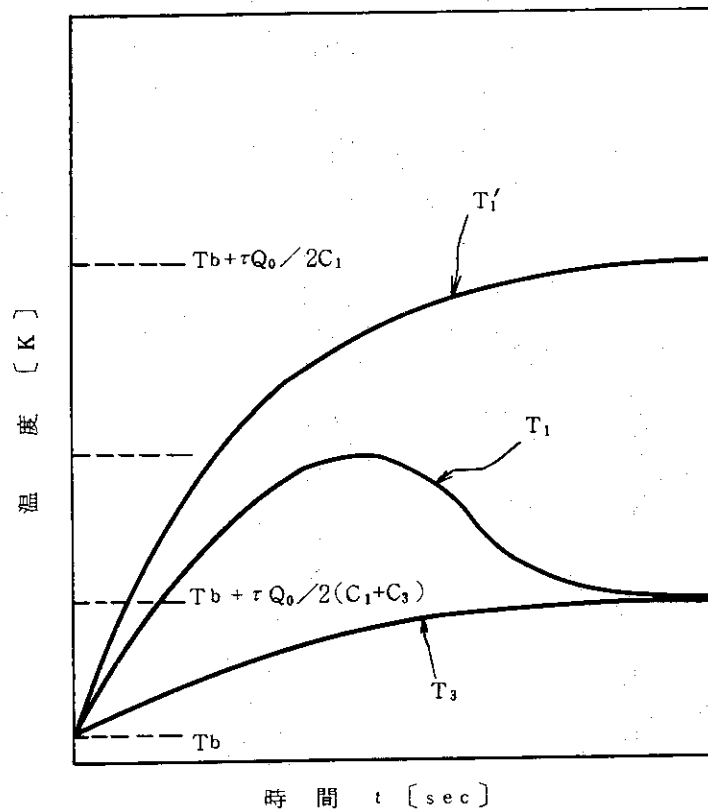


Fig. 1.1.4 被合線-構造物の温度上昇の様子

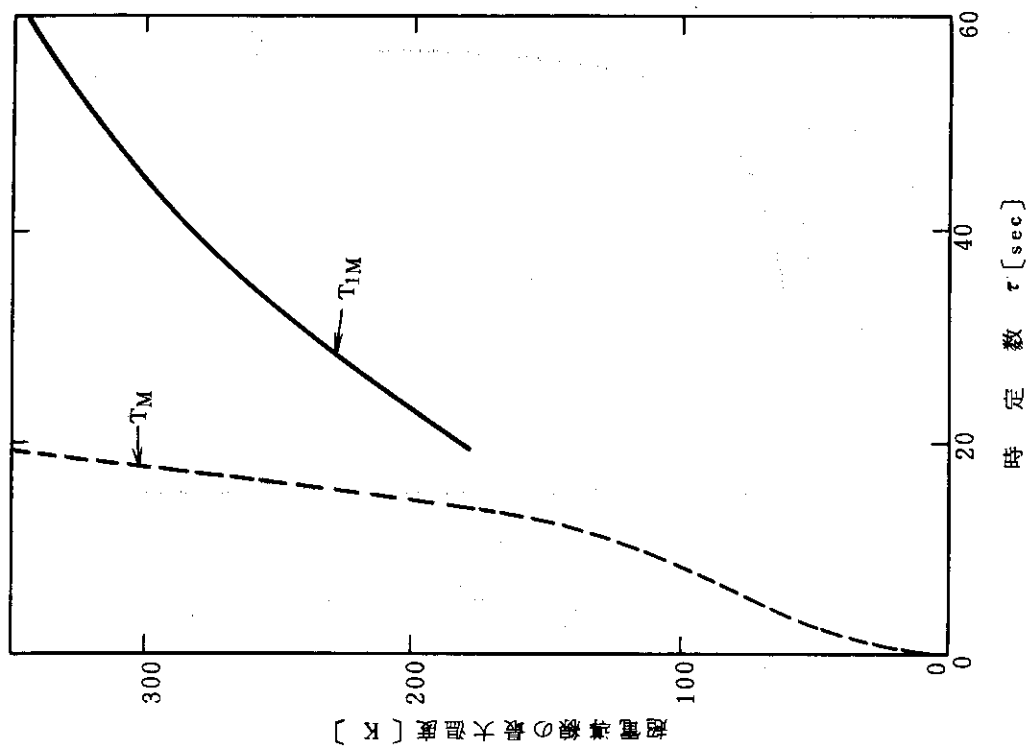


Fig. 11.5 複合超電導線の最大温度

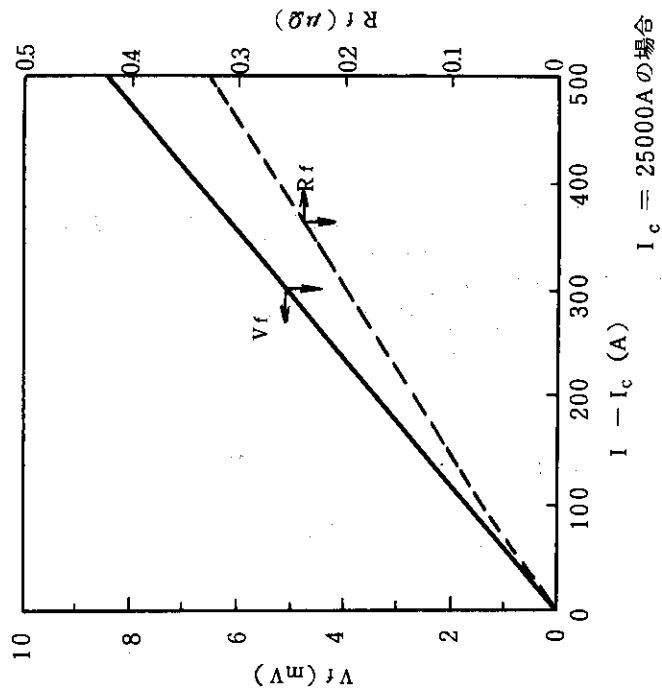


Fig. 11.6 Flux flow 領域における電圧と等価抵抗

(No.1 スロットの Nb_3Sn 複合超電導線)

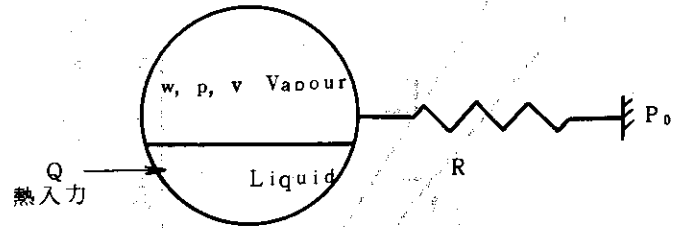


Fig. 117 He槽内圧上昇モデル

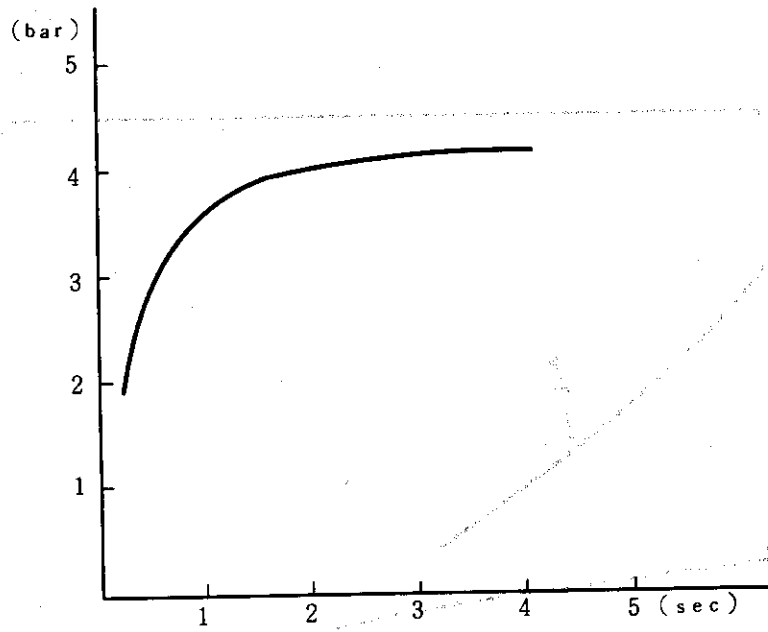


Fig. 118 He 槽内圧上昇計算値

あとがき

トカマク型核融合動力炉ではトロイダルマグネットの超電導化が必須であり、動力炉の前段階の実験炉においても、励磁電力の点でも核融合炉開発ステップの一つとしても超電導トロイダルマグネットは不可欠のコンポーネントである。

この実験炉用超電導トロイダルマグネットの設計研究では、1975年に行なった動力炉用超電導トロイダルマグネットの設計研究の検討内容を基にして、さらに綿密な検討を加えている。その上、マグネット製作・組立・解体・輸送の問題と安全性の問題について検討している。本設計における特色および問題点を列記すると次のようになる。

(1) ディスク方式超電導コイルと支持構造

1コイル当り166キロ・トンの拡張力に耐える支持構造としてディスク方式を採用する。ディスクのスロットに収納された超電導線に電磁力が印加し、スペーサを通してディスク支持構造物に伝達される。ディスク構造材料としてSUS 310Sステンレス鋼を考える。

トロイダル磁界によってトロイダルコイルには19キロ・トン・mの倒し力が作用する。拡張力と倒し力が同時に印加するときのディスクの最大応力は 40 kg/mm^2 を越えるという計算結果が得られたが、コイル形状、コイル平均電流密度、構造物補強などを十分検討して応力値を低減させる必要がある。さらに、疲労を考慮した高強度材料の研究も重要である。

1コイル当り64キロ・トンの向心力は張合い支持とシリンダ支持とで保持する。支持シリンダの圧縮応力は 23 kg/mm^2 であり、許容できる値以下といえる。1コイル300トンの自重はピンとレバー保持し、冷却時の熱収縮に対する追従と熱侵入低減の役目も持たせている。

(2) 液体He浸漬冷却による Nb_3Sn 複合超電導線の完全安定化方式

コイル冷却方式には液体He浸漬冷却を採用し、超電導コイルの安定化方式には完全安定化を採用した。超電導線を納めたスロット内で発生したHeバブルをすみやかにスロット間のHe通路に逃がすようにコイル冷却路を構成し、熱伝達特性が低下しないようにした。冷却方式は基本的には浸漬冷却であるが、若干の圧力を印加する循環浸漬冷却の適用も考慮している。

プラズマ中心磁界は6 Tであり、超電導体に印加する最大磁界は12 Tとなる。本設計では、高磁界に Nb_3Sn 、低磁界にNbTiを使うhybrid方式と、低磁界をも Nb_3Sn を使うHigh-Tc方式について検討し、完全安定化導体電流密度をより高くとれ、その結果としてディスクの構造物のスペース・ファクタを大きくし構造物の応力をより低くできる Nb_3Sn High-Tc方式を採用した。

超電導線の方式は、 Nb_3Sn モノリシック極細多芯線を多数本ツイストしてCu基材の溝にソルダで固定した複合超電導線である。1ターン・2導体の全面冷却によって完全安定化電導密度を高めることができる2重導体方式を採用した。磁界分布に応じて導体寸法と Nb_3Sn モノリシック線の本数を定め

$$\text{コイル運転電流} \leq \text{完全安定化電流} \leq \text{臨界電流}$$

がどのスロットでも成立するように13グレード数の複合線を最適設計した。コイル運転電流は

25100 Aの大電流である。

大電流のNb₃Sn複合線の実績は乏しく、歪によるNb₃Sn特性減少効果が問題にされている現在、Nb₃Sn超電導コイルについての強力かつ迅速な開発研究が必要であろう。仮りに10年後に実験炉用超電導トロイダルマグネットの製作が開始するとすれば、例えば次のような開発スケジュールが考えられるであろう。即ち、

- ① 1～3年度にNb₃Sn円形コイル(5～10 kA, 約0.5 m直径),
- ② 3～5年度に非円形コイル(DまたはOval:数kA, 約1×1.5 m),
- ③ 4～7年度にトロイダルコイル(6個組合せ:10 kA, 約3×4 m),
- ④ 6～8年度に実験炉用コイルの1/2スケールモデル(25 kA, 約4×6 m),

以上4段階8年でコイルの設計・製作・試験を行う開発計画である。

(3) マグネット組立

超電導ディスク18個を積重ねて1個のD型コイルとし、それをHe槽に収納し、コイル間支持部材、スーパインシュレーションなどを取付けてD型コイル1対(D型コイル封入クライオスタット2基)を形成する。支持シリンダとカゴ形容器を中心に置き、8分割したブランケット・遮蔽をD型コイル対の中に入れ、それら8組のコイル対を中央に寄せ、真空槽をガスケットで固定する。

(4) 超電導コイルとクライオスタットの保護

液体He不足などによる万一のコイル・クエンチが生じてもコイルを保護する方法として、同一Nbディスク16個を接続して1個の励磁分割コイルを構成する方法を採用した。励磁分割コイル数は1コイル当りのディスク数と同じ18個になる。クエンチ時の発熱は導体だけでなくディスク構造物でも吸収するという考え方をとると、導体の最高温度は260 Kであり、コイル端子電圧は7.6 kVである。

超電導コイル・クエンチ時および真空劣化時の液体Heの蒸発によるHe槽の内圧上昇を検討して、適切な蓄積エネルギー回収を行なうことで致命的な破壊を避けられることを示した。

(5) 励磁と冷却

26000 A×20 Vの励磁電源18台を用い、マグネットを5 hrで定格運転電流まで励磁する。被冷却重量は1コイル当り300トンであり、300→100→30→4.2 Kの3段階予冷方式(前2段は膨張機出口の低温ガス、第3段はSHE冷却器で冷却)によってマグネットを約160hrで予冷する。冷却系は、4トロイダルコイルで1システム、合計4システムで構成する。液化装置の能力は2000 l/hrのもの8基であり、主冷却装置全体としては9 kW(4.2 Kで)と60 kW(55 Kで)の冷却容量を有する。これによってマグネットの全冷却負荷約8 kWが定常運転時に取除かれる。

本設計研究において出された問題点は、上述した

- (a) 高電磁力に耐えるマグネット支持構造と材料の開発
 - (b) 大電流Nb₃Sn複合超電導線の開発
- が当面の重点と考えられるが、その他として

- (c) 巨大な超電導マグネットおよびクライオスタットの設計・製作・運転技術と分解・修理技術
 - (d) 大容量He 液化冷却システムの設計・製作・高信頼長時間運転技術
 - (e) トロイダルマグネットの事故解析と安全設計
- があげられるであろう。

設計研究担当者

(1) 主たる設計研究者

三菱電機(株) 中央研究所 佐藤 隆, 西山 槐, 田中光雄

三菱原子力工業(株) 原子力開発センター研究所 浅見直人, 伊尾木公裕

(2) 原研側担当

炉設計研究室 迫 淳