

JAERI-M
7300

核融合実験炉第1次予備設計

1977年9月

核融合研究部炉設計研究室

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.

核融合実験炉第1次予備設計

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30日受理)

近い将来実現が期待されるトカマク型核融合実験炉の第1次予備設計を行った。実験炉の目標は動力炉のプラズマ特性を確証するための長時間燃焼を達成し、また主要コンポーネントの設計、製作、運転上の経験を得るところにある。

この設計はプラズマ特性、炉構造、ブランケット核特性、遮蔽、超電導マグネット、中性粒子入射加熱装置、電源系、燃料循環系、炉冷却系、トリチウム回収系、炉体分解修理など炉システム全般にわたるものである。主要設計諸元は次のとおりである；融合反応出力100 MW、トーラス半径6.75 m、プラズマ半径1.5 m、第1壁半径1.75 m、トロイダル磁場（軸上）6 テスラ、ブランケット親物質 Li_2O 、冷却体He、構造材料SUS 316、トリチウム増殖比0.9。

First Preliminary Design of an Experimental Fusion Reactor

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

(Received August 30, 1977)

A preliminary design of a tokamak experimental fusion reactor to be built in the near future is under way. The goals of the reactor are to achieve reactor-level plasma conditions for a sufficiently long operation period and to obtain design, construction and operational experience for the main components of full-scale power reactors.

This design covers overall reactor system including plasma characteristics, reactor structure, blanket neutronics, shielding, superconducting magnets, neutral beam injector, electric power supply system, fuel circulating system, reactor cooling system, tritium recovery system and maintenance scheme. The main design parameters are as follows: the reactor fusion power 100 MW, torus radius 6.75 m, plasma radius 1.5 m, first wall radius 1.75 m, toroidal magnet field on axis 6 T, blanket fertile material Li_2O , coolant He, structural material 316SS and tritium breeding ratio 0.9.

Keywords: Tokamak experimental reactor, Design study, Plasma characteristics, Reactor structure, Neutronics, Reactor main components, Reactor main systems

設計参加者ならびに設計分担

(炉設計研究室)

迫 淳 (K. Sako)	総括, 炉構造設計, プラント設計
東稔達三 (T. Tone)	炉心プラズマ設計
関 泰 (Y. Seki)	核設計, 遮蔽設計
飯田浩正 (H. Iide)	核設計, 遮蔽設計

(外来研究員)

大和春海* (H. Yamato)	炉心プラズマ設計, ポロイダルマグネット設計, 加熱装置設計
井手隆裕** (T. Ide)	核設計, 遮蔽設計
鈴木達志*** (T. Suzuki)	冷却系設計 (52年3月まで)
真木絃一+ (K. Maki)	炉心プラズマ設計
伊尾木公裕++ (K. Ioki)	トロイダルマグネット設計
山本 孝+++ (T. Yamamoto)	電源系設計 (52年4月より)
湊 章男*** (A. Minato)	炉構造設計 (52年5月より)

(協力研究員, 52年3月まで)

浅見直人++ (N. Asami)	トロイダルマグネット設計, 燃料給排系設計
衛藤福雄+++ (F. Eto)	電源系設計

(執筆協力)

内藤大靖++ (T. Naito)	燃料給排系設計
九十九清彦*** (K. Tsukumo)	トリチウム回収系設計
新谷吉郎* (K. Shinya)	加熱装置設計
三根 進* (S. Mine)	ポロイダルマグネット設計

* 東芝, ** 住友重機, *** 川崎重工, + 日立, ++ 三菱原子力, +++ 富士電機

目 次

まえがき	1
1. 概 要	3
2. プラズマ設計	10
2.1 プラズマパラメータの選定根拠と標準値	10
2.2 炉心プラズマのパラメータ・サーベイ	14
2.3 パワーバランスの検討	23
2.4 炉心への燃料補給	50
2.5 プラズマの起動と停止	69
2.6 熱的不安定性と出力動特性	102
2.7 ま と め	124
3. 炉構造設計	128
3.1 炉の構成と構造	128
3.2 ブランケット構造設計	131
3.3 ブランケット熱設計	148
3.4 ブランケット容器の応力解析	174
3.5 容器第1壁構造材の中性子損傷評価	191
3.6 ま と め	193
4. 核 設 計	198
4.1 トリチウム増殖	198
4.2 放射線発熱	206
4.3 第1壁中性子束	211
4.4 誘導放射能	213
4.5 放射性廃棄物量	227
4.6 放射線損傷	231
4.7 ま と め	240
5. 遮蔽設計	243
5.1 バルク遮蔽設計	244
5.2 中性子ストリーミング効果	268
5.3 生体遮蔽設計	279
5.4 ま と め	284
6. 超電導トロイダルマグネット設計	287
6.1 設計の概要	287
6.2 マグネット基本設計	297
6.3 磁場・電磁力解析	304

6.4	構造設計と応力解析	314
6.5	マグネット材料とその特性	324
6.6	クライオスタット・冷却負荷・冷却システム	329
6.7	励磁システム	338
6.8	マグネットの製作・組立と輸送	341
6.9	安全性検討	343
6.10	ま と め	343
7.	超電導ボロイダルマグネット設計	345
7.1	基本パラメータの決定	345
7.2	全体設計	354
7.3	マグネット本体	359
7.4	クライオスタット	368
7.5	冷却システム	372
7.6	ま と め	380
8.	中性粒子入射加熱装置設計	381
8.1	加熱装置仕様	381
8.2	全体設計	383
8.3	イオン源	396
8.4	エネルギー回収系	406
8.5	真空排気系	418
8.6	ま と め	423
9.	電源系設計	426
9.1	概 要	426
9.2	エネルギー蓄積装置	428
9.3	電力変換装置	443
9.4	ま と め	447
10.	燃料給排気系設計	449
10.1	概 要	449
10.2	燃料循環量の設定	453
10.3	真空排気系	457
10.4	燃料精製系	463
10.5	同位体分離系	469
10.6	安全性に関する検討	476
10.7	ま と め	480
11.	主冷却系設計	482
11.1	主冷却系設計概要	482
11.2	主冷却系からのトリチウム漏洩評価	496
11.3	ま と め	501

12. トリチウム回収系設計	503
12.1 系統の概要	503
12.2 主要機器	506
12.3 ま と め	510
13. 原子炉建家ならびに炉室換気系の設計	511
13.1 原子炉建家設計	511
13.2 炉室換気系設計	517
14. 炉体分解修理設計	522
14.1 修理方式の選択	523
14.2 設計の概要	529
14.3 ま と め	536

附 録

A-1 実験炉の設計と開発研究の関連	536
A-2 超電導マグネット研究課題	540
A-3 設計関連論文リスト	542
A-4 委託設計資料リスト	545

ま え が き

最近プラズマ物理研究は急速に進展し、世界各地で中規模のプラズマ研究装置から次々に有望な実験データが得られるようになり、特にトカマクにおいては急速に動力炉への期待が高まり科学的実証試験用の大型プラズマ研究装置の建設が可能な段階に来ている。わが国においても既に原研の JT-60 をはじめとする大型装置が建設に着手されており、数年後にはプラズマに関する確実な見とおしが得られ、その後の研究開発の主力は動力炉を目指したものに向う情勢にある。

当研究室ではトカマク型核融合炉を対象とした設計研究を進めているが、この目的は核融合炉の概念の把握と開発上の問題点を明確にするところにある。プラズマ研究装置のつぎにくる核融合実験炉は昭和60年代初期に建設に入る計画となっているがその実現のためには解決すべき多くの問題があり、従って大がかりな研究開発が必要と考えられるので建設までに可成長い期間はあっても早期に詳細な設計を行い、炉心工学、炉工学にわたる研究開発計画立案のための基本的条件を明確にすることが重要と思われる。研究開発には設計に強く依存するものとそうでないもの、また長期間の研究を要するものや、そうでないものなどがあり、また JT-60 などの建設の過程における各種の開発(ソフト・ハード)が実験炉の研究開発のステップになりうるものもあるのでこれらの検討も合せて詳しく行われなくてはならない。

以下、実験炉予備設計の目的、実験炉の目標、設計の経過、今後の計画について概要を述べる。

1) 実験炉予備設計の目的

- ① 実験炉概念を細部にわたって明確にする。
- ② 炉心プラズマ研究に対する要求を明確にする。
- ③ 炉を構成する主要コンポーネント、システムの開発上の問題点を検討し、研究開発計画立案に資する。
- ④ 設計技術の開発を進める。

2) 実験炉の目標

実験炉の目的はその完成によって動力炉への展望を開くということにある。そこで設計にあたり炉の目標を次のように設定した。

- ① 安定した核融合反応持続、制御を確証する。
- ② 動力炉を構成する主要コンポーネントの設計、製作上の問題を解決する。
- ③ 動力炉として成立するための運転、保守、修理の問題を解決する。
- ④ これらによって動力炉の実用化への展望を明らかにする。

3) 予備設計の経過

昭和48年度当初に炉設計グループが組織され、実用炉を対象とした設計研究を進めてきた。その目的は次のとおりであった。

- ① 長期的に開発すべき項目、問題点を摘出し、開発計画立案に資する。
- ② 半ば理想化した実用炉の設計を行うことによって実験炉の具備すべき機能、性能を明確にする。
- ③ 設計方法は実験炉と基本的に異なるものではないので設計手法開発のための研究材料とする。

この間原子力委員会の長期計画も策定され、各種研究開発を推進するために実験炉の設計が重要視されるようになってきた。当研究室では実用炉設計研究を基礎として49年度末までに実験炉の基本項目についてサーベイし、50年度当初から予備設計に着手した。そして51年8月に中間報告書を完成し、この度第1次予備設計を完成した。

設計は先に示したように担当を定め、毎週1回の設計打合せ会議で情報交換を行い、徹底した議論をつくすことによって炉の一貫性を確保するように努めた。

実験炉は実用炉と異なり、近い将来建設が予定されるので核融合研究部内の各種研究とも密接な関連があり、また今後の多大の協力を得る必要も生じると思われるので設計、とくにプラズマ設計に関して大すじにおいて方向を誤らないようにするための非公式の検討会(実験炉設計部内検討会)を2度にわたって開き(50年6月と9月)、森部長はじめ多くの方々より専門的立場から検討していただいた。また、設計上かなりなウェイトを占めるブランケット親物質の選定、その後の研究などで所内関連研究の方々から多大の協力を受けた。さらに、産業界からは外来研究員としての設計への参加、ならびに附録に示すような主要コンポーネント・システムの契約に基づく設計などで積極的に協力していただき、設計の推進に大きな力となった。

4) 今後の計画

この第1次予備設計にひきつづき本年度より53年度末までの2年計画で第2次予備設計に着手している。第1次予備設計で不十分であった部分を充実するとともに問題点を解決する方向でより現実的な設計として完成する計画である。そして54年度において一連の予備設計を完成するための技術評価を行い、開発目標ならびに開発日程の体系化をはかり、55年度からはいよいよ建設を目指した総合設計へと進む計画である。この間環境ならびに運転従事者に対する安全性評価も設計と密接な関連のもとに進めていくことにしている。

(迫 淳)

1 概 要

実験炉の目標，設計上の設定条件，設計概要を以下に示す。

1.1 実験炉の目標

- ① 安定した核融合反応持続，制御を確証する。
- ② 動力炉を構成する主要コンポーネントの設計，製作上の問題を解決する。
- ③ 動力炉として成立するための運転，保守，修理の問題を解決する。
- ④ これらによって動力炉の実用化への展望を明らかにする。

1.2 実験炉設計上の設定条件と選定根拠

炉システムとしての一貫した設計を進めていくためには多くの条件をあらかじめ設定しなくてはならない。この条件はその選定根拠を明確にしておき，将来問題を生じた場合に正しく対処できるようにしておくことが大切である。以下設定条件とその根拠を列挙する。

これらの設定条件は設計の進展に応じて総合的な観点から再検討を繰返しながらか最終設計へ収束させるべきものである。たとえば，ブランケット構造材については，出力密度が低いために放射線損傷，温度制限などの制約の面からは SUS316 で問題なさそうであるが，設計が進み，炉が故障した場合の分解修理まで考慮した場合に，その強い誘導放射能が非常に大きな問題となる可能性がある。また，炉の寸法をコンパクトにするために自己点火条件に達しないことによって中性粒子入射加熱装置が大型になる。現在のところ実現可能のようであるが，今後の設計の進展によっては検討が必要になる可能性がある。さらに，この設計の基本となっているガスブランケットについては今後プラズマ中への不純物流入など解決すべき重大な問題もある。

以下の設計条件は設計を開始するにあたり設定したものである。これに現時点でのコメントを 2，3 付す。

- (1) 融合反応出力 100 MW の準定常炉とする。

〔根拠〕 a. 実験炉として適切な出力と思われる。 b. 動力炉実用化への展望のためには少なくとも 100 秒程度の運転時間として出力制御，不純物問題など準定常運転の確証が重要である。

- (2) 炉寸法はできるだけコンパクトにする。

〔根拠〕 技術的，経済的な観点から炉は小型の方が建設が容易と予想される。

〔備考〕 同一磁束密度であれば炉を大型とするほどプラズマ特性は向上し，また同一プラズマ条件なら大型になるほど磁束密度を低くできる。今後の課題である。

- (3) 熱核融合を主とし，自己点火条件に近づける。

〔根拠〕 完全な自己点火条件は炉出力，寸法，磁束密度の制限から難しい。然し，できるだけ自己点火条件に近づけることが動力炉のプラズマ特性把握の面からも重要である。

〔備考〕 今のところ比例則は不確定である。この設計では保守的な値を選んでいる。楽観的な比例則を採用すれば少量の不純物量においては自己点火条件にあるとも云える。ただ，自己点火ということが他の何ものにも優先するという考え方はとるべきでない。自己点火でなくともそれに近ければ動力炉プラズマを確証できるという判断である。

〔問題点〕 自己点火の炉でないとプラズマ加熱装置が大がかりとなり過大な開発を要求することにもなりかねないので他の条件の困難度との見合で十分に検討しておく必要がある。

- (4) トロイダル磁束密度は最高値を12 T (テスラ) 以下に抑える。

〔根拠〕 a. 炉寸法などの制限のため Nb-Ti 合金の超電導線材で実用的に可能な範囲とするとプラズマ特性が悪くなり(3)の条件からはずれる。b. 実験炉建設時期までには Nb₃Sn などの化合物系線材の開発は可能と思われる。c. 12 T は電磁力により生じる応力の面からみて実用限界に近い。

〔問題点〕 a. 現状では化合物系線材の大型マグネットの実績がない。b. 小型強磁場マグネットと大型弱磁場マグネットの比較を要する(2)備考参照)。この比較は炉プラント全体としての比較でなければ無意味であり，設計の進んだ段階で再検討すべきものである。

- (5) プラズマ断面は円形とする。

〔根拠〕 a. 位置，断面制御が容易である。b. このために制御用マグネット配置，従って炉構造が単純になる。

〔備考〕 縦長非円形とすればベータ値が大きくとれ，トロイダル磁場を弱くできると考えられるが非円形断面に対するプラズマの安定性などのデータが不足している。

- (6) リミタは機械式とする。

〔根拠〕 a. この設計で採用するガスブランケット方式ではスパッタリングを抑制することを目的としており機械式リミタを使える可能性がある。b. 磁気リミタは炉構造を複雑にする。c. 磁気リミタの不純物に対する効果が現状では不明確である。

〔問題点〕 a. リミタ表面へのプラズマからの定常，非定常時の放熱のメカニズムが不明確。b. ガスブランケット方式の効果が確証されていない。これらについては今後の詳細な検討を要する。

- (7) ブランケットは遮蔽を主目的とするがトリチウムはできるだけ多量に再生産する。

〔根拠〕 アスペクト比を小さくしてプラズマの性能を向上させるためにはトーラス内側部分のブランケットを薄くせざるを得ない。この部分は遮蔽専用として薄くするのが炉の総括性能向上に役立つ。然し乍ら外部からのトリチウム補給量は少いことが望ましい。

〔備考〕 100 MW の炉が50%の負荷率で動くと年間約2.5 kg のトリチウムを消費する。従ってトリチウム増殖比0.8で補給量500 g/y，0.9で250 kg/yとなる。

- (8) ブランケットは Li₂O-He 冷却方式とする。

〔根拠〕 a. 固体ブランケットは液体よりも事故対策を立て易い。b. 固体の中では Li₂O

が最良と考えられる。c. 炉構造の簡素化を期待できる。d. 保守、修理が簡素化される。
e. トリチウムインベントリを低くできる可能性がある。

〔問題点〕 容器内圧を高くせざるを得ず構造設計上の問題が厳しい(然し、他の形式でも別の問題がある)。

- (9) ブランケット容器材料は SUS316 とする。

〔根拠〕 a. 高速炉などで経験豊富な材料である。b. 第1壁中性子負荷(全表面積で融合反応で生じる中性子のもつエネルギーを割った見かけの値)は 0.2 MW/m^2 程度であり、材料損傷の面から特に重大な問題は予想されない。第1壁に発生する熱応力も過大にはならない。

〔備考〕 SUS316 のみでなく他のオーステナイト系ステンレス鋼、高 Ni 合金などもこの範ちゆうに入る。

〔問題点〕 誘導放射能は炉の分解修理の面から極めて厳しい問題になると予想される。従って場合によっては V 合金、Al 合金など誘導放射能の低い材料の開発が必要となる可能性がある。

- (10) プラズマに面する壁面は C または SiC とする。

〔根拠〕 a. プラズマの不純物対策のため低 Z 材料として用いる。b. 過渡的な放熱から容器を保護する。

〔問題点〕 放射線損傷、熱サイクルに対する耐久力を実験的に確認する必要がある。

- (11) トロイダルコイルには Nb_3Sn 等の化合物系超電導線材を用いる。

〔根拠〕 (4)参照。その他、動力炉では化合物系線材が主流となると予想されるので開発のステップとなる。

〔問題点〕 (4)参照。その他、照射損傷データが少い。

- (12) ポロイダルコイルも超電導とする。

〔根拠〕 a. 高負荷率運転とするため銅コイルでは電力消費が過大となる。b. 動力炉では超電導が必然とされるのでその開発ステップとしての意義がある。c. 実験炉建設時期までにはパルスマグネットの開発が可能と思われる。

〔備考〕 一部に銅コイルを使うのが適切な場合も予想されるが主体は超電導とする。

〔問題点〕 大型強磁場パルスマグネットの実績が少い。

以上の条件で設計を進めたが、大すじにおいて間違っていなかったように思われる。ただ、(1)に関し、今の設計で燃焼時間 300 秒としたが、ポロイダルマグネットの設計の困難度を軽減するために 100 秒程度とした方が好ましいというように考えている。この場合、休止時間は再起動の準備期間であるが、今までの検討で半分程度に短縮できそうであるので全体の負荷率を大巾に落すことにはならない。

また、(10)に関し、最近では C はケミカルスパッタリングのため使えそうもないと考えられるに至った。優れた特性をもつ低 Z 材料の開発が望まれる。また、金属材料の使用可能性についても再検討の余地がある。

1.3 設計概要

Table. 1.1 に主要設計パラメータを示す。Fig. 1.1 に炉の概念図を示す。Fig. 1.2 に断面図を示す。

Table 1.1 Main design parameters of the JAERI Experimental Fusion Reactor (JXFR)

Operation Mode		Toroidal field magnet	
Fusion power (MW)	100	Number of coils	16
Operation period(s)	420	Bore, Width/Height (m)	7/11
Burn time(s)	300	Magnetomotive force (MAT)	203
Load factor	0.5	Max. field strength (T)	12
Duty factor	0.7	Stored energy (GJ)	60
Reactor dimensions		SCM material	Nb ₃ Sn
Major radius (m)	6.75	Refrigerator capacity (MW)	5.4
Plasma radius (m)	1.5	Primary winding	
First wall radius (m)	1.75	Number of coils	22
Plasma volume (m ³)	300	Magnetomotive force (MAT)	60
Plasma		Maximum field intensity (T)	8
Mean temperature (keV)	7	Stored energy (GJ)	2.1
Mean density (10 ¹⁴ cm ⁻³)	1.1	Flux change (Wb)	140
Effective charge	1.6	SCM material	NbTi
Confinement time (s)	2.9	Vertical field magnet	
Injection power (MW)	27	Number of coils	12
Toroidal field (T)	6	Magnetomotive force (MAT)	±8
Safety factor	2.5	Maximum field intensity(T)	8
Poloidal beta	2.2	Field intensity (T)	0.26
Toroidal beta	0.017	at plasma center	
Plasma current (MA)	4	Stored energy (GJ)	0.5
Reactor Structure		SCM material	NbTi
Reactor module/Reactor	8	Neutral beam injector	
Blanket cells/Reactor module	284	Number of ion sources	48
Injection and evacuation		Deuterium beam energy (keV)	200
hole/Reactor module	1	Ion beam output (MW)	240
Nominal max. 1st wall temp.(°C)	540	Injection power (MW)	33
Materials		Power efficiency	0.40
Structural material	316SS	Power supply (MW)	
Blanket fertile material	Li ₂ O	for Toroidal coils	0.6
Reflector material	Stainless steel	for Poloidal coils	6
Neutronics		for Refrigerator of SCM	
Neutron current at		(Toroidal, Poloidal, IES)	12
1st wall (n cm ⁻² s ⁻¹)	7.6×10 ¹²	for Neutral beam injector	85
Neutron wall loading		for Vacuum exhaust system	
(MW m ⁻²)	0.17	(Main pump, NBI pump)	3
First wall displacement		for Blanket cooling system	40
damage rate (dpa y ⁻¹)	1.1	for Auxiliary system	13
Max. helium production		Total power	160
rate in 1st wall (appm y ⁻¹)	13	Fuel circulation system flow rate(mgs ⁻¹)	
Max. hydrogen production		Tritium insertion rate	17.5
rate in 1st wall (appm y ⁻¹)	38	Deuterium insertion rate	11.7
Tritium breeding ratio	0.9	Helium exhaust rate	0.24
Nuclear heating per		Cooling system	
DT neutron (MeV n ⁻¹)	16.1	Number of loops	4
Total induced activity at		Coolant, Pressure (kg cm ⁻²)	He,10
one hour after shutdown (Ci)		Inlet/Outlet temp. (°C)	300/500
(after one year operation)	7.3×10 ⁷	Flow rate (kg/s)	143
SCM irradiation effects		Secondary system	He, air-cooled
Max. copper displacement		Tritium inventory (kg)	
(dpa y ⁻¹)	9.0×10 ⁻⁶	Fuel recirculating system	0.3
Max. nuclear heating		Tritium recovery system	
rate (W cm ⁻³)	6.2×10 ⁻⁵	including blanket	0.1
Total nuclear heating		Total inventory	
in MCM (kW)	0.68	including storage	0.5

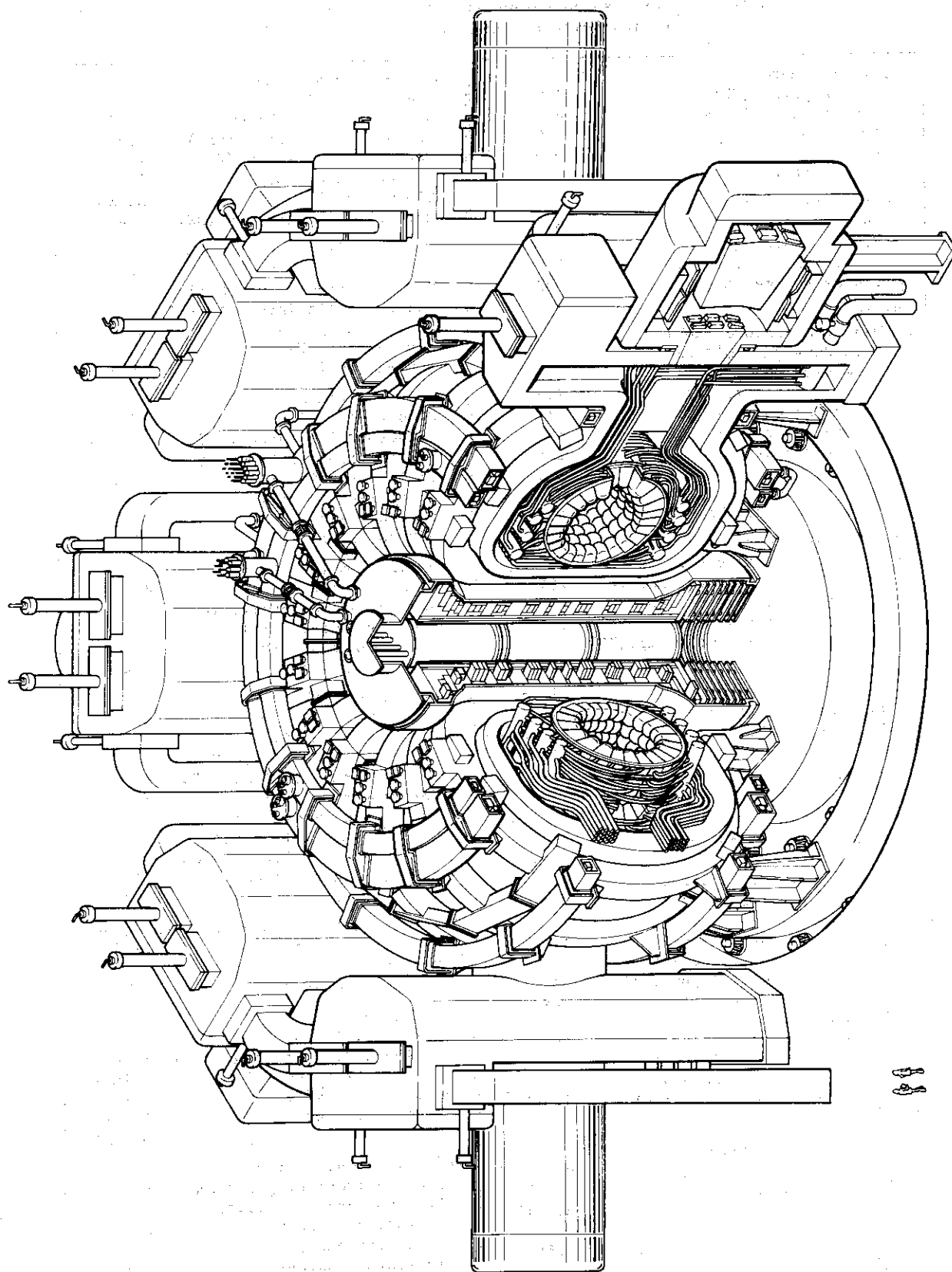


Fig. 1.1 Overview of the JXFR

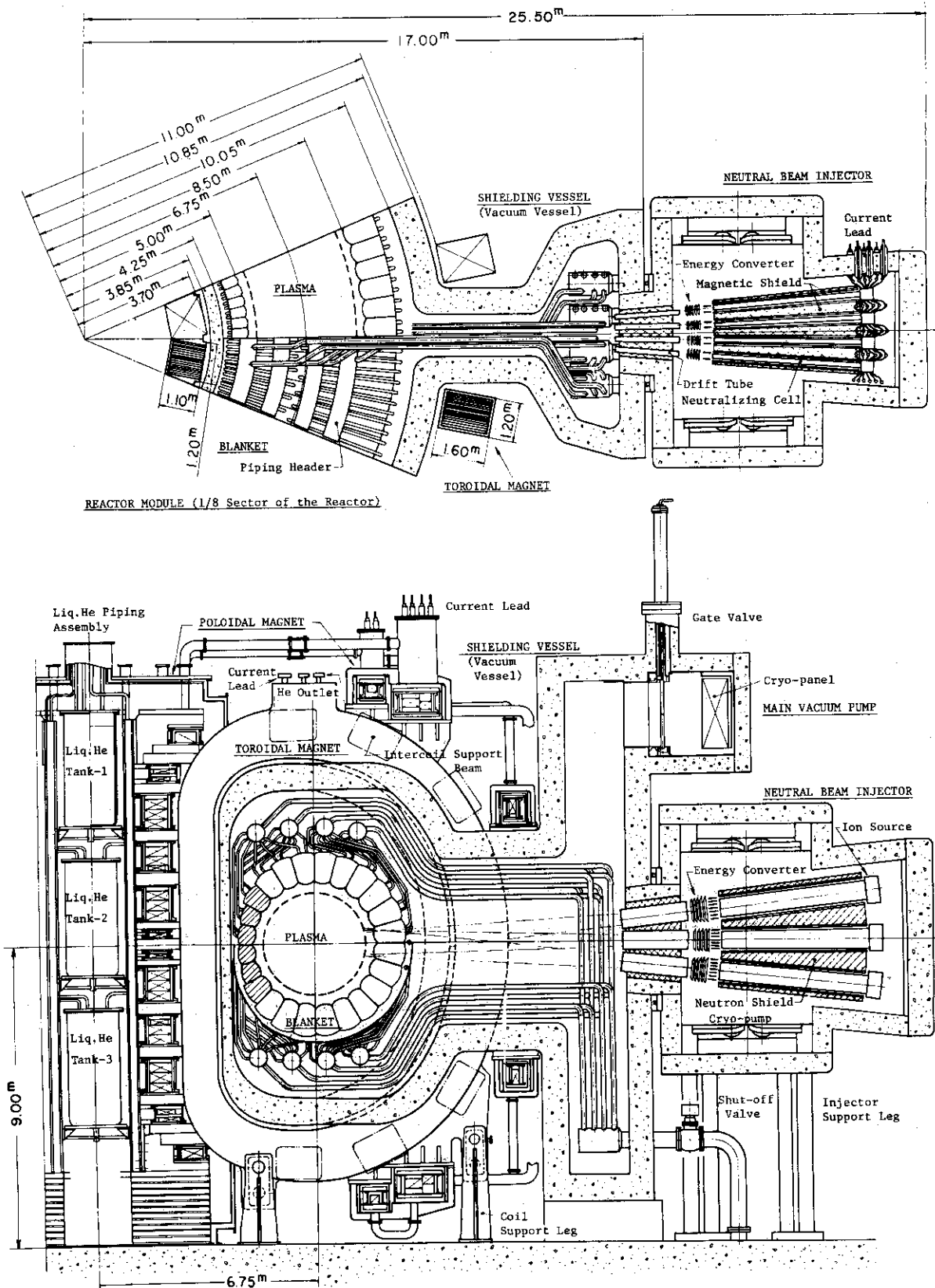


Fig. 1.2 Cross-sectional view of the JXFR

2 プラズマ設計

2.1 プラズマパラメータの選定根拠と標準

トカマク型核融合炉は分裂炉と異なり，プラズマ閉込めの原理と熱除去方式からそのパラメータの選定は出力規模と密接に関連している。プラズマ条件を与えるパラメータの組合せはプラズマ閉込め条件から原理的に定められるが，その選択の自由度は実際の炉の運転上，構造上の要求からかなり狭くなる。実験炉は実用炉と異なり，その経済性には発電コストでなく全プラントの建設ができるだけ容易で安価であることが要求されよう。一方将来炉への展望を開く性能をできるだけ備えていることも要求される。この建設が容易で安価であることと将来炉への展望が十分であることには技術的要求が相反する面もあり，現在の技術の遠い延長線上でその最適点を見出すことは難しい。例えば，もし実験炉の段階で出力密度（従って壁負荷）を実用炉で考えている値にできるだけ近づけようとするれば（プラズマ設計上は高ベータ値あるいは高プラズマ密度にする），第1壁の材料，分解修理も考慮した構造・熱設計を始めとする種々の問題が一層厳しくなる。一方短いパルス運転でよければ電源も小さくなり，ポロイダルコイルの設計，燃焼制御などが楽になる。また出力が大きくなればむだに捨てる熱とトリチウム消費量が増え，関連設備も大きくなることも考えなければならない。むしろ高い出力密度の実証は，短いパルス運転で済むプラズマ実験装置でまずその物理的限界に挑むことが望まれる。実験炉においては，材料，構造・熱設計及び他の技術開発の実現性の観点から出力密度と出力を定めた方がよいであろう。

出力が与えられた場合，目標の出力を得る炉を小型化しようとするれば，プラズマの断面形状を変えないとトロイダル磁場を強くする必要がある。逆に炉を大きくすることによって弱いトロイダル磁場で済ます方法もある。現時点では小型炉と大型炉のどちらが望ましいかを建設費を含めて明確に判断する材料はない。超電導コイルのコスト，冷却方式，構造の難易度（分解修理も考慮），円形あるいは非円形プラズマか，ダイバータあるいは機械式リミタ方式か，等によって適切な大きさが定まると思われる。また実験炉の段階で自己点火の必要性の有無の判断も炉の大きさ及び他のコンポーネントに対する影響が大きい。

既に第1章で述べられているように，我々の実験炉は技術上，コスト上の観点から低出力小型炉が望ましいであろうという判断がされた。この場合プラズマ設計上強磁場が要求される。さらに長時間の安定した核融合反応持続と制御を確証することが目的とされた。このためには，不純物量をできるだけ抑制する方法と共に出力の変動に対する有効な制御法を考えなければならない。前者の不純物対策としては燃料供給も兼ねたガスブランケット方式を採用しており，これについては2.4節で述べられる。出力制御については入射パワーと燃料供給によるフィードバック制御法を検討した（2.6節）。

次節では，出力，プラズマの大きさ，磁場の強さ等をパラメータにしたサーベイ計算結果が示されるが，最終的には上述の如く低出力小型炉の要件を満たすべく出力は100MWを目標とし

(融合反応当り17.6MeVで換算), 6.75mの主半径, 1.5 mのプラズマ半径(プラズマ断面は円形)および6 T(テスラ)のトロイダル磁場(軸上)が選定された。パワーバランスの詳細は2.3節で与えるが, この条件下では比例則にもよるがこの炉を自己点火させるのは難しい。これはパラメータの選定に際して自己点火よりも, 実用炉の開発ステップとして実験炉に要求される技術的諸問題の考察から, 低出力小型炉をとることに重みが置かれたためである。しかしその場合でもできるだけ自己点火に近い炉が実現されるように, プラズマ寸法と磁場の強さが選ばれている。DとTの混合比は50-50%である。

この炉は, 閉込め時間の比例則によっては不純物の少ない場合自己点火の可能性もあるが, 不純物量が増大した場合も含めると比例則に対して相当楽観的にならない限り外部加熱を必要とする。外部加熱法としては中性粒子(D)入射を考慮しており, その減速中のエネルギー増倍(TCT効果⁽¹⁾)も期待している。入射パワーの最大値は, 自己点火から大きくずれないプラズマ状態であること, 不純物量がある程度増えてもパワーバランスが成立すること, および必要とされる入射装置が開発上できるだけ現実的とみなせることなどを考慮して33MWが設定された。この設定値は中間報告⁽²⁾の50MWよりはかなり低くなっており, 従って運転可能なプラズマ温度域は前設計よりは狭くなっている。特に自己点火に拘らなかつたのは, この程度の駆動型炉なら物理的に将来の自己点火炉への展望を十分に開くであろうということと, 実験炉に続く原型炉でこれと同程度あるいはそれ以上の時間で自己点火状態を持続するには, 少なくとも駆動型炉での出力制御の実験経験と技術の確立が必要であると判断したことによる。

出力の目標値は100MWであるが, 比例則, 不純物量, プラズマ温度および β_p 値によって変化する。比例則としては, 捕獲イオン不安定性による異常拡散(TI)⁽³⁾, 新ボーム拡散(NB)⁽⁴⁾と擬古典拡散則(PC)⁽⁵⁾を考慮した。これらのうち捕獲イオン則をプラズマ設計上の基本則とした。プラズマの磁気流体(MHD)安定性から β_p と安全係数 q にはそれぞれ上限と下限があり, ここでは $\beta_p \leq 3$, $q = 2.5$ と設定した。入射パワーが33MW以下で100MW程度の出力を与える(不純物量, 入射パワー, β_p , プラズマ温度)の組み合わせはいく通りもあるが, Table 2.1.1にはその代表例を示す。さらに詳しいことは2.3節で述べる。表中のビームエネルギー $E_B = 200$ keVは表中のプラズマ温度域でほぼ最大のエネルギー増倍率を与える。 E_B が200 keV前後でかなり変動してもパワーバランス上の影響は小さい(2.3節)。 $q(a) = 2.5$ の場合, プラズマ温度の空間分布に放物型を仮定するプラズマ中心で $q(0) \geq 1.0$ になる(プラズマ抵抗率は古典理論に基づくSpitzerの式⁽⁶⁾を用いた)。表中の値は不純物としてのCが2%存在する場合で, この値は物理的スパッタリングに対して求められたものである。Fig. 2.1.1に運転サイクル特性図を示す。プラズマの停止と起動の詳細は2.5節で述べられる。

(東稔達三, 大和春海)

Table 2.1.1 Reference values of plasma parameters

Major radius R	6.75 m
Minor radius a	1.5 m
Aspect ratio A	4.5
Plasma volume V_p	300 m^3
Toroidal field B_t	6 T
Poloidal beta β_p	2.2
Toroidal beta β	0.017
Plasma current I_p	4 MA
Plasma inductance	$1.56 \times 10^{-5} \text{ H}$
Safety factor q	2.5
Plasma temperature T	7 keV
Effective charge Z_{eff}	1.6 (2% C)
Electron density n_e	$1.1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
Confinement time τ	2.9 s
Injection power for $Z_{\text{eff}}=1.6$ (D-particle with 200 keV)	27 MW
Fusion power	100 MW

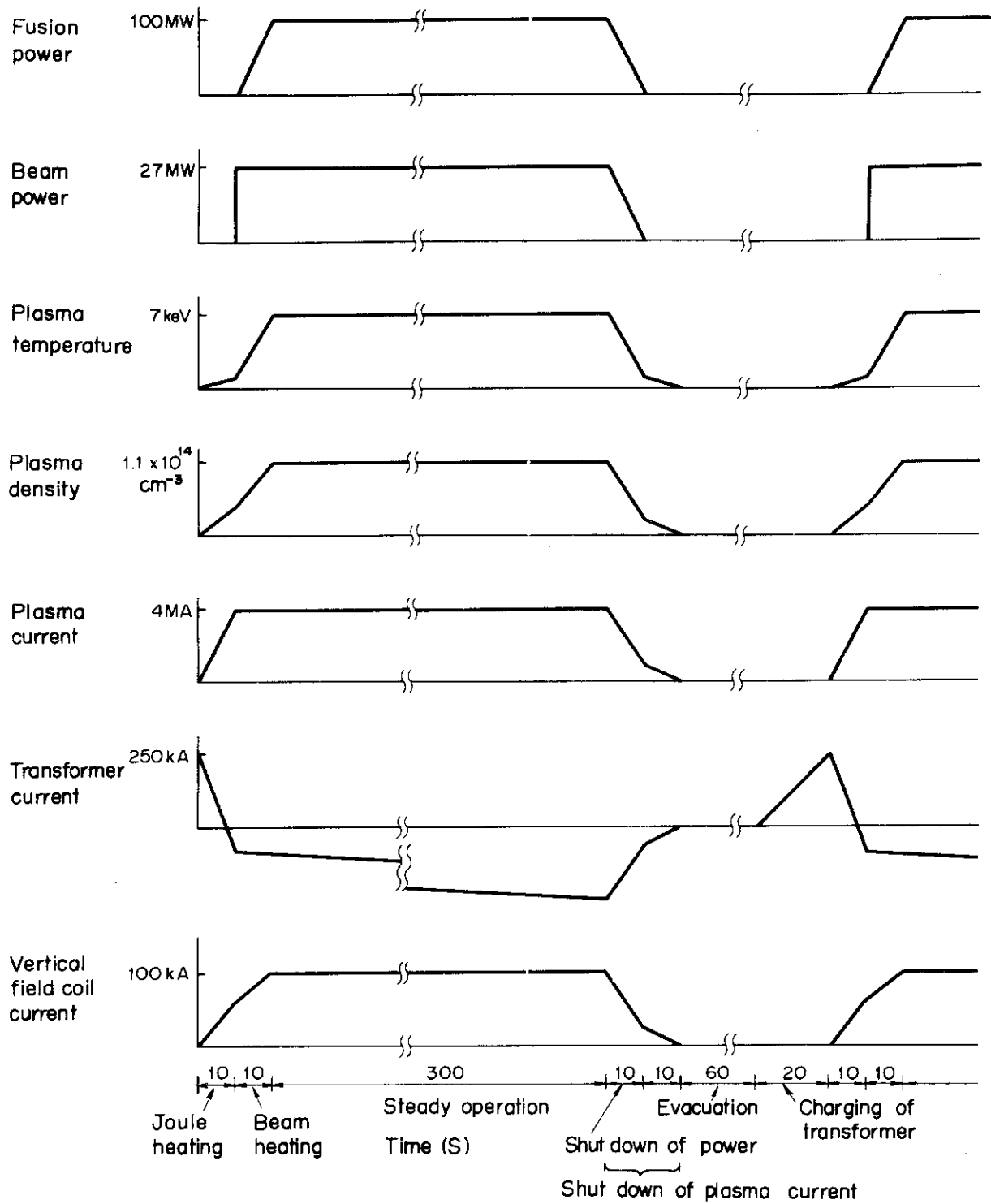


Fig. 2.1.1 Operation cycle

2.2 炉心プラズマのパラメータ・サーベイ

核融合反応当たりの発生エネルギーを17.6 MeVとしたとき、炉の出力を100 MW、入射加熱50 MW以下でTCT効果を期待することを想定し、炉心寸法、トロイダル磁場等につきパラメータ・サーベイを行った。

まず簡単なパワーバランスの式より、必要な $n_e \tau_E$ を求め、目標とする $n_e \tau_E$ を与え、出力100 MWを発生し得る炉心について、各種の比例則が与える $n_e \tau_E$ を求め、適当と思われる炉心諸量を選定した。

(1) パワーバランスより要求される $n_e \tau_E$

プラズマの補助加熱として中性粒子入射を考え、入射粒子によるTCT効果(減速過程で起こす反応の効果)を考慮し、炉心プラズマのパワーバランスを求めると

$$n_e \tau_E = \frac{12 r_2 kT}{\frac{1 + \eta_\alpha Q}{Q - Q_b} r_1 E_f \langle \sigma v \rangle - 4 C_b Z_{\text{eff}} T^{1/2}} \quad (2.2.1)$$

となりローソンの条件と同様な $n_e \tau_E$ とTの関係式を与える。

Qは核融合反応出力と入射加熱パワーの比、 Q_b は入射ビームが減速の過程で発生するエネルギーと入射ビームエネルギーの比でTCT効果を表わす。 E_f は核融合反応当たりの発生エネルギー、 η_α は α 粒子のエネルギーのうちプラズマ加熱に使われる部分の割合、 r_1, r_2 はDとTの混合比、不純物量、入射ビーム量等の効果で、 n_e と n_D, n_T の比の変化を表わすパラメータ、 C_b は制動放射損失の係数である。

普通ローソンの条件と呼ばれているものは $\eta_\alpha = 0, Q_b = 0$ に対応するものである。また自己点火条件は $Q = \infty$ で $\eta_\alpha E_f = 3.5 \text{ MeV}$ とおいたものである。またこの式からQの大きい炉では $Q \gg Q_b$ となりTCT効果は当然小さくなる。逆に $Q = Q_b$ の場合は純粋なTCTに対応する $Q = Q_b$ とおくと(2.2.1)式は意味のないものになってしまう。純粋なTCTでは必要なQ値が熱的融合反応によらずビーム核融合のみで達成されてしまうので熱的核融合でビーム核融合の項を置き換えた(2.2.1)式は意味のないものとなるのは当然である。われわれは熱的融合反応を主として補助的にTCT効果を考えることとしたためこのような式を使用することとした。

(2) $n_e \tau_E$ の比例則

炉心設計上重要な問題はどのような比例則に対し上述のパワーバランスに必要な $n \tau$ を満たす炉心とすれば良いかである。これまで知られているトカマクプラズマの比例則としては、 $\tau_E \sim a^2 B_p$ (a は副半径、 B_p はトロイダル磁場)のような純経験則的なものもある⁽⁷⁾、純理論的に求められた捕獲イオン不安性による異常拡散のようなもの、またその中間ともいえるべき擬古典的拡散とか新ボーム拡散などがある。これらのうち純経験的な比例則は現在の実験条件では成立したとしても、その適応限界が不明であり核融合炉のプラズマへの応用が疑問があると考えここでは採用しないことにした*。

* 最近では同様な純経験則として比較的高密度領域で成立するといわれる $\tau_E \sim n_e a^2$ といったものも提案されている。またトカマクの高ベータ化の検討も行われているためこれらを考慮した場合この検討とは異なる領域の炉心へ達する可能性はある。しかし本設計では使用しなかった。

擬古典的拡散

半経験的，半理論的な比例則として，現在のトカマク実験における電子の拡散または熱伝導をほぼ説明できるといわれている擬古典的拡散がある^(8,9)。その拡散係数は次式で与えられる。

$$D_{PO} = C_{PO} \nu_{ei} \rho_{pe}^2 \quad (2.2.2)$$

ν_{ei} は電子イオンの衝突周波数， ρ_{pe} はポロイダル磁場に対する電子のラーマ半径， C_{PO} は係数であり 4～10 程度の値といわれる。

ポロイダル磁場 B_p は，安全係数 q を使用してトロイダル磁場 B_t で置き換える。

$$q = \frac{B_t}{\langle B_p \rangle} \frac{a}{R} k_L \quad (2.2.3)$$

$$k_L = \frac{a+b}{2a} = \frac{1+k}{2}, \quad k = \frac{b}{a} \quad (2.2.4)$$

プラズマは非円形の場合も考慮し，非円形度 k を導入した。 $\tau_{PO} = a^2/4D_{PO}$ と置くことにより，

$$n_e \tau_{PO} = (1.3 \sim 3.25) \times 10^{15} \frac{T_e^{1/2}}{Z_{eff}} \frac{B_t^2 R^2 k_L^2}{q^2 A^4} \text{ (sec/cm}^2\text{)} \quad (2.2.5)$$

となる。USAECのトカマクのまとめ⁽¹⁰⁾(Dean)では，係数は $(3.0 \sim 3.75) \times 10^{15}$ となっている。また S. Yoshikawa 等は 6.25×10^{14} を使用している⁽⁵⁾。この報告では 6.25×10^{14} を使用した。

新ボーム拡散

プラズマの衝突周波数が温度の上昇はより小さくなると捕獲粒子ができるため捕獲粒子不安定による異常拡散が起ることが予想される。異常拡散の大きさについては B. Kadomtsev 等の計算があるが，トカマクプラズマの実験では未だこの領域での拡散係数を観測するところまでっていない。捕獲電子不安定性を観測した実験には，Spherator とか DC Octopole があるが，電子温度は低く，低密度プラズマの場合である^(4,11,12)。これらの実験では拡散係数はその係数は異なるがボーム型の拡散を示しており，新ボーム拡散とかポロイダルボーム拡散等と呼ばれている。ここでは一例として 300 倍のボームを採用して τ_{NB} とした。

$$\tau_{NB} = 4 \times 10^{-3} C_{NB} \frac{R^2 B_t}{A^2 T_e} \text{ (sec)} \quad (2.2.6)$$

この式より $n_e \tau_E$ を求めるため，ポロイダルベータに対する限り

$$\beta_{Pe} = \frac{\mu_0 n_e kT}{\langle B_p \rangle^2} \quad (2.2.7)$$

とおき， $\langle B_p \rangle$ を q によって消去し n_e を求め

$$n_e = 2.49 \times 10^{15} \frac{\beta_{Pe}}{q^2} \frac{1}{T} \frac{B_t^2}{A} k_L^2 \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (2.2.8)$$

を使用し, C_{NB} を 300 とし

$$n_e \tau_{NB} = 3.0 \times 10^{15} \frac{\beta_{Pe}}{q^2} \frac{B_t^2 R^3}{A^4} \frac{1}{T_e^2} k_L^2 (\text{sec/cm}^2) \quad (2.2.9)$$

が求まる。

捕獲イオン不安定による異常拡散

捕獲イオンの領域になると実験データは全く存在せず理論的な値を使用しなければならない。ここでは一応 Kadomtsev 等の求めたものを使用した⁽³⁾。Kadomtsev 等は捕獲電子に対しても同じ様な議論によって拡散係数を求めているが、捕獲電子不安定に対しては、トカマクではシェアによる安定化の可能性があること、シェアのあるときの拡散係数として Horton 等が擬古典的拡散と同じ形の拡散を得ている⁽¹³⁾ ことから捕獲電子に対する式は使用しなかった。また捕獲イオン不安定性による拡散も Kadomtsev の値よりも小さくなることが報告されている。

Kadomtsev によれば拡散係数は

$$D_{TI} = \frac{1}{A^{1/2}} \frac{k^2 T_i^2}{e^2 B_t^2 R^2 \nu_e} \frac{1}{\left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right)^2} \quad (2.2.10)$$

であり, $\tau_{TI} = a^2 / 4 D_{TI}$ とおくことにより

$$n_e \tau_{TI} = 1.42 \times 10^{14} Z_{eff} \left(\frac{\beta_{Pe}}{q^2}\right)^2 \frac{1}{T_e^{5.5}} \frac{B_t^6 R^4}{A^{5.5}} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)^2 k_L^4 \ln A (\text{sec/cm}^3) \quad (2.2.11)$$

を得る。この値も Dean のレポートの値よりも少し小さい値となっている。

非円形の場合には, q 値を通して入ってくる以外に直接 τ_E の変化をもたらす可能性もあるがここではその効果は考慮されていない。

(3) 炉の出力

炉の出力 P_T は次式で与えられる。

$$P_T = \frac{Q_{T1}}{Q - Q_b} P_{TO} \quad (2.2.12)$$

$$P_{TO} = \frac{\langle \sigma v \rangle}{4} n_e^2 E_f V_P \quad (2.2.13)$$

P_{TO} は熱的な D と T 各 50% だけのプラズマの出力であり, V_P はプラズマの体積を表わす。

n_e を β_{Pe} , q を使って書き換えると

$$P_{TO} = 8.60 \times 10^3 \frac{\langle \sigma v \rangle \times 10^{16}}{T^2} \left(\frac{\beta_{Pe}}{q^2}\right)^2 \frac{B_t^4 R^3}{A^6} k_L^4 k \quad (2.2.14)$$

となる。 E_f はブランケットでの発熱を考えれば 17.6 MeV より大きくなるが、ここでは 17.6 MeV

を採用した。また炉の出力は P_{T0} を (2.12) 式に代入したものとなるが、 Q_b が 0 ではないので $P_T > P_{T0}$ となる効果と $r_1 < 1$ の効果とがあるが、以下のパラメトリックな議論では P_{T0} をもって出力とした。 $\langle \sigma v \rangle$ は cm^3/sec 単位の量である。

Fig. 2.1 に Q 値をパラメータとし必要な $n\tau$ の値が温度の関数として示してある。図は $Z_{\text{eff}} = 1$ の場合である。入射加熱量によって r_1, r_2 の値が変化するが、高速イオン密度は電子密度に比べて小さいことを仮定し、 $r_1 = r_2 = 1$ とした。また Q_b の値は三重水素プラズマに重水素を注入したときの値が Fig. 2.2 に示されている。入射ビームが起こす反応の割合、減速の割合共イオン密度に比例するため Q_b はイオン密度に依存しない。ところがわれわれの目的とするところは熱核融合反応が主であるため、熱的プラズマの方はほぼ 50% - 50% の三重水素、重水素の混合プラズマであることが必要である。このプラズマに重水素ビームを注入するときには、反応割合は三重水素密度に比例するが、減速はプラズマ密度に比例する。したがって Q_b の値は約 $1/2$ に減少する。重水素と三重水素では減速が異なるので正確ではないが Fig. 2.1 では Fig. 2.2 の Q_b の値の半分を使用している。 Q_b の値は入射エネルギー 200 keV のとき最大であるので 200 keV をとり、 $Q_b = 0.75$ を使用した*。

Fig. 2.1 の 3 本の直線は、上述の 3 種の比例則によって得た $n\tau$ の値を示している。装置のパラメータはこの報告で最終的に選定した数値に対して求めたものである。温度が低いときには、擬古典的な拡散がもっとも厳しく、温度が上昇するにつれ新ボーム、捕獲イオン不安定による異常拡散となっている。特に捕獲イオンは温度の 5.5 乗となっているため、高温で大きい $n\tau$ を得ることが困難である。また温度が 5 keV 以下では制動放射損失が α 粒子加熱と同程度となるため必要な $n\tau$ が増大してしまう。以上のことを考え、出力密度をそれほど上昇する必要のない実験炉では温度 7 keV 程度をとるのが適当と考え以下の検討では 7 keV を採用している。もし $n\tau_{TI}$ と $n\tau_{NB}$ の係数が正しいものとするれば温度 7 keV 付近で Q の値はもっとも大きな値が可能である。またここで使用した比例則からは自己点火は不可能であり、 $Q = 3$ 程度が達成できることがわかる。ただし比例則が 2 ~ 3 程度改善されれば、自己点火に達することになる。

Table 2.2 には必要な $n_e \tau_E$ の値が、 η_a, Q , 温度に対して示してある。本予備設計の目標としては Q 値は最小限 2 程度とすることとし、 $n_e \tau_E$ の値 $1 \sim 2 \times 10^{14} \text{ sec/cm}^3$ 以上を目標とした。

次にトロイダル磁場の最大値を B_{tm} とし、 B_{tm} の値を一定とし、主半径 R , アスペクト比 A に対して炉の出力、 $n_e \tau_E$ の値を調べた。プラズマ軸上の B_t は

$$B_t = \frac{[R - (1 + \delta)a - t_1]}{R} B_{tm} \quad (2.2.15)$$

で与えられる。(記号は Fig. 2.3 を参照)

Fig. 2.2.4 最大磁場 12 T, 円形プラズマの場合について、 $P_{T0}, n_e \tau_E$ をアスペクト比をパラメータとし、主半径の関数として求めたものである。そのときの対応する磁場の値を Fig. 2.2.5 に示してある。アスペクト比を一定したときには主半径を大きくした方プラズマの体積が大き

* Q_b の正確な値は Fig. 2.3.8 に示されており、0.75 よりは少し小さい。

くなる上、プラズマの軸上の磁場 B_t も増大し、出力が主半径とともに増大する。同時に $n_e\tau_E$ の方も当然増大する。一方主半径を一定とし、アスペクト比を小さくしファットなプラズマとしたときには、トロイダル磁場はファットになるに従って減少する。しかしプラズマ断面の径が大きくなる効果の方が大きく、出力、 $n_e\tau_E$ ともに A の減少とともに増大している。結局 $n_e\tau_E$ と出力とは常に一緒に増大しており、出力が小さくて $n_e\tau_E$ を大きくすることはできないことが分かる。

次にこの図において、出力 P_{T0} を一定とする主半径、対応するトロイダル磁場 $n_e\tau_E$ の値をアスペクト比の関数として示したのがFig. 2.2.6である。出力を100MWとするとアスペクト比4～5に対して必要な主半径は6m前後であることがわかる。出力を500MW程度とすると半径が8m～10mとなる。出力を一定値とすると、 $n_e\tau_E$ の値は、擬古典的拡散ではアスペクト比が小さいほど大きく、捕獲イオンでは大きいほど $n_e\tau_E$ は大きくなる。新ボームの場合もアスペクト比は大きい方が $n_e\tau_E$ は大きいがほとんどアスペクト比には依存しない。出力を100MWとするとアスペクト比4～5に対して、新ボームに対して $n_e\tau_E$ は約 $2 \times 10^{14} \text{ sec/cm}^3$ 、捕獲イオンで $2.5 \sim 5 \times 10^{14} \text{ sec/cm}^3$ といった値であり、この値のままでは自己点火条件を満たすことはできない。しかし出力が500MW程度となると、新ボームに対しても $n_e\tau_E$ は約 $7 \times 10^{14} \text{ sec/cm}^3$ となり捕獲イオン、擬古典では $n_e\tau_E$ は更に大きく自己点火に近い $n_e\tau_E$ を得ることになる。しかしアスペクト比4のとき主半径は8.7m、4.5のとき9.7mと相当大型の炉になってしまう。

Fig. 2.2.7には q を1.5～3.5の間で変えたときに、出力100MWを達成するのに必要な主半径の値が同じくアスペクト比の関数として示されている。 B_{tm} は12Tである。アスペクト比4.5の場合、 $q=2.5$ のときには必要な主半径約6.8mに対して、 $q=3.5$ では約9.1mとなる。逆に $q=1.5$ ならば全半径は約4.7mでよい。このように q の値が小さくなれば、当然小さい炉が可能となるが、プラズマ内部で $q=1$ とならない様にするためには少なくとも $q \geq 2.5$ が必要と考え $q=2.5$ を選んだ。

Fig. 2.2.8は出力 P_{T0} を100MWとするときの円形断面と非円形断面プラズマの比較を示す。 B_{tm} を12Tとすると非円形度3ではプラズマが小さくなり過ぎるので、ここでは、8Tの場合を示した。同じ出力を得るのに必要な半径は非円形では当然小さくなる。アスペクト比4.5を例とすると、円形では約9.75mの主半径が必要であるが $b/a=3$ では約4.4mに減少する。しかし非円形の場合、出力を一定としたとき、主半径、トロイダル磁場共に減少するため、Fig. 2.2.8 bに示す様に捕獲イオン、新ボームに対する $n_e\tau_E$ の値が減少することが問題である。擬古典の比例則に対しては、プラズマ電流が増大する効果があるため $n_e\tau_E$ は大きくなる。

Fig. 2.2.9は円形断面で出力100MWの場合について、 B_{tm} を8～14Tとしたときの炉心パラメータを示したものである。捕獲イオンと新ボームでは、最大磁場が大きい方がわずかではあるが $n_e\tau_E$ は大きくなっている。しかし擬古典の場合は磁場が小さくなる効果よりも出力を一定に保つため炉心が大きくなる効果の方が大きく、 $n_e\tau_E$ の値は最小磁場の小さい方が大きくなっている。プラズマ電流 I_p は約4MAで B_{tm} にはそれほど大きく依存していない。

Fig. 2.2.10は、Fig. 2.2.9までのように B_{tm} を一定とせず、アスペクト比一定の場合に、 $n_e\tau_E$ を一定とし、出力一定とする主半径と、トロイダル磁場との関係を示している。 $n_e\tau_E$ 一定の線と P_{T0} 一定の線とはほとんど同じ関係にあり、同じ出力で、大きい $n_e\tau_E$ を選ぶ可能性はほ

とんどない。

以上の検討の結果炉心の寸法としては、主半径を 6.75m, アスペクト比 4.5 とし円形断面プラズマを採用した。 $\beta_{pe} = 1$, $q = 2.5$ のとき P_{T0} を 100MW とするとトロイダル磁場 6.1 T となるが、設計値としては 6 T を選んだ。プラズマ電流は、 $q = 2.5$ に対し 4 MA である。 $Z_{eff} = 2$ のときに、 $n_e \tau_E$ の値は $Q \geq 3$ が可能であることを示している。

非円形断面の場合、同じ出力を得るのに、同じトロイダル磁場強度であればプラズマを小さく、同じ大きさのプラズマではトロイダル磁場を弱くすることができる。しかし出力一定でより大きい $n_e \tau_E$ を得たいという実験では必ずしもメリットはなく、この設計では円形断面とした。

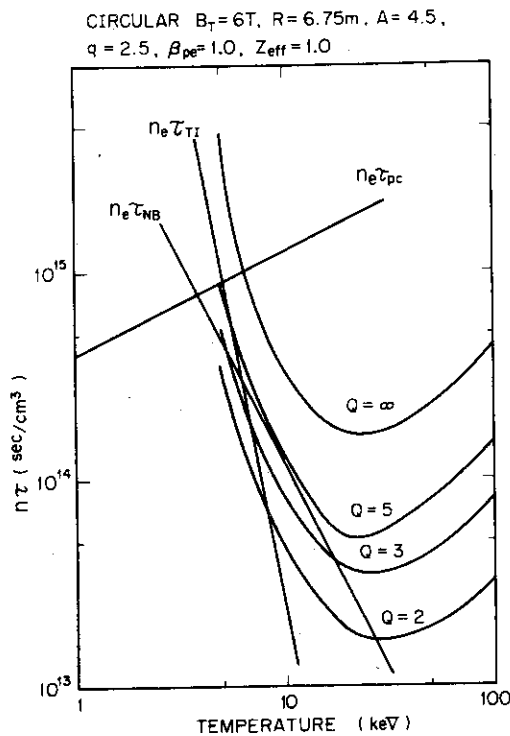


Fig. 2.2.1 Required $n_e \tau_E$ obtained for different Q -values and $n_e \tau_E$ given by three scaling laws plotted as functions of plasma temperature.

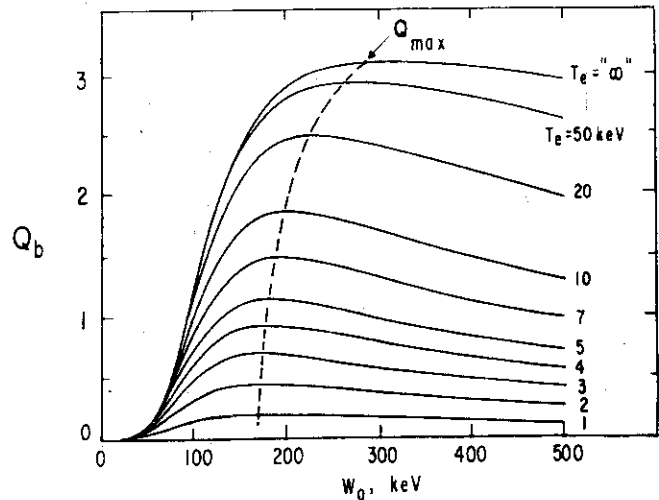


Fig. 2.2.2 Energy multiplication factor of high energy beam⁽¹⁴⁾. Tritium beam is injected into a pure deuterium plasma.

Table 2.2.1 Required n_T (10^{14} s/cm³)

Q	T	5	7	10 (keV)
	n			
	0.2		10.0	2.7
5	0.2	16.0	3.0	1.3
	0.0		8.1	3.0
3	0.2	7.4	1.8	0.83
	0.0	21.0	3.2	1.4
2	0.2	4.0	1.1	0.48
	0.0	6.7	1.6	0.77

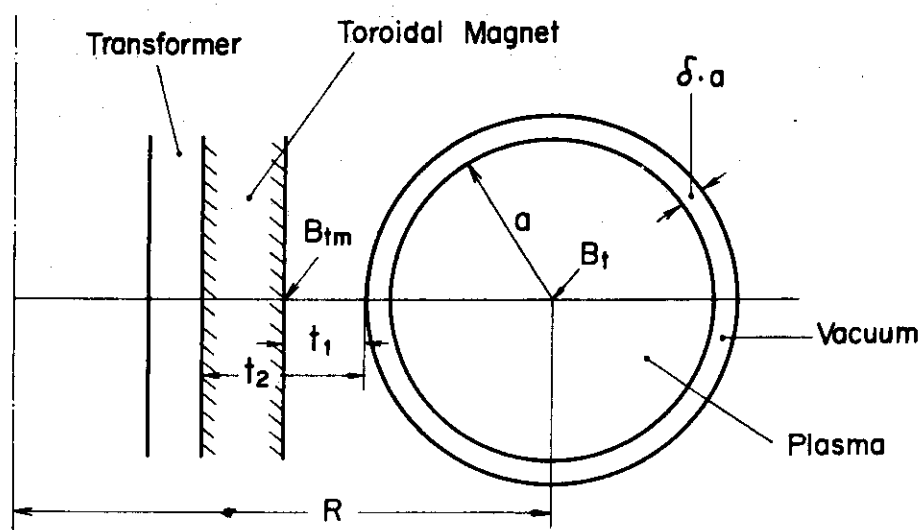
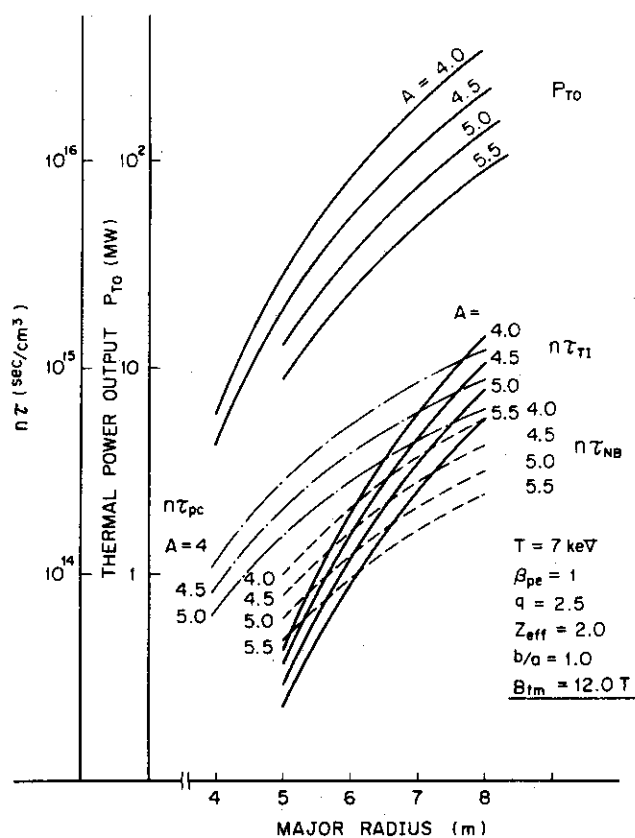
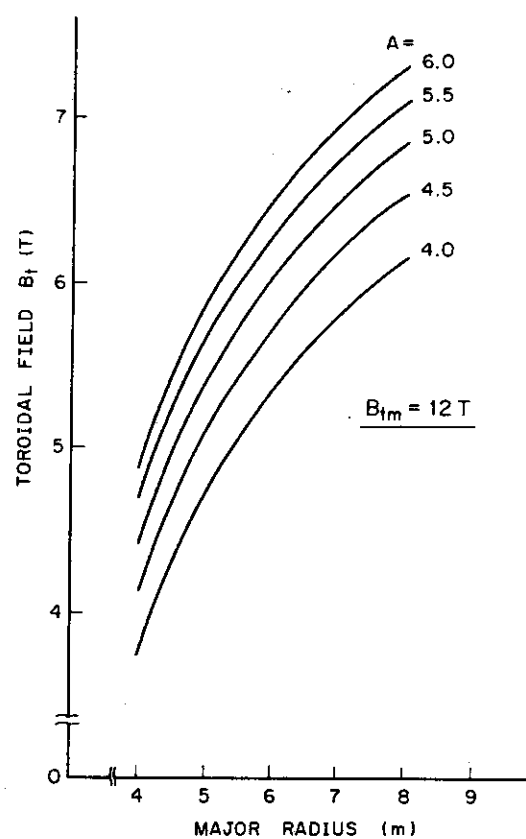


Fig. 2.2.3 Notations of various quantities.

Fig. 2.2.4 Power output P_{TO} and $n_e\tau_E$ obtained by three scaling laws as functions of the major radius.Fig. 2.2.5 Axial toroidal field intensity as functions of the major radius when the spatial maximum of the toroidal field B_{tm} is 12T.

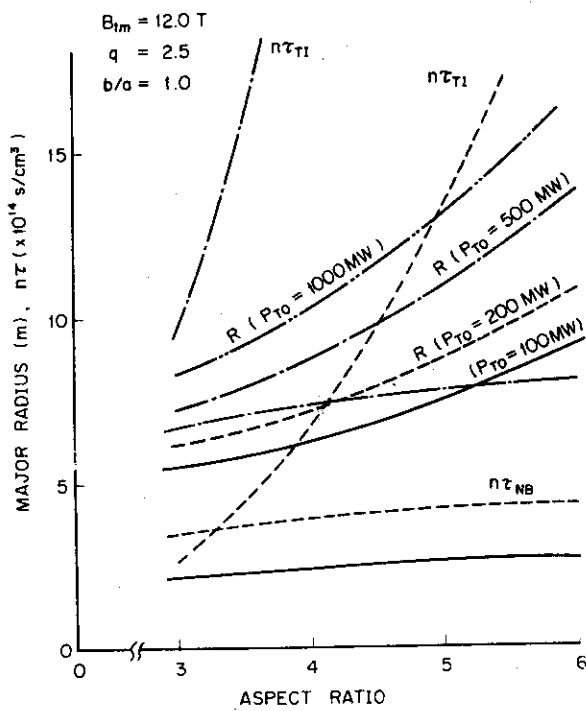


Fig. 2.2.6 Major radius and $n_e \tau_E$ as functions of aspect ratio when the power output is given.

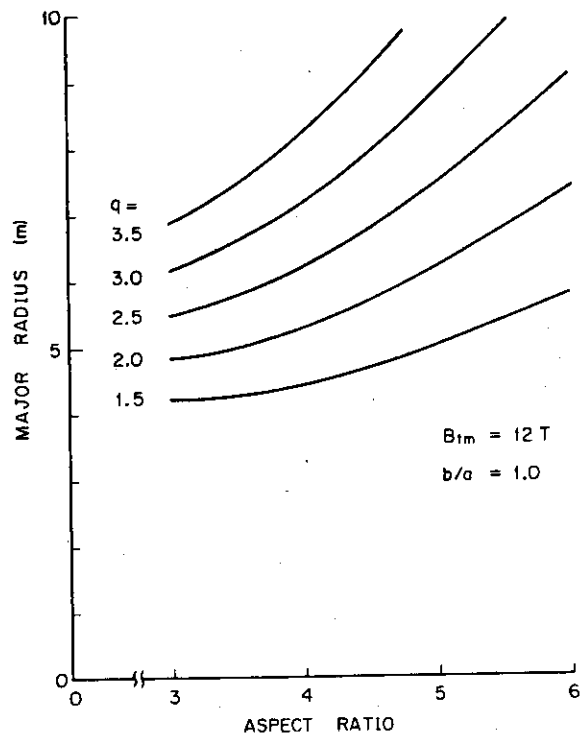


Fig. 2.2.7 Major radii for various q -values when the power output P_{TO} is 100MW and the maximum toroidal field is 12T.

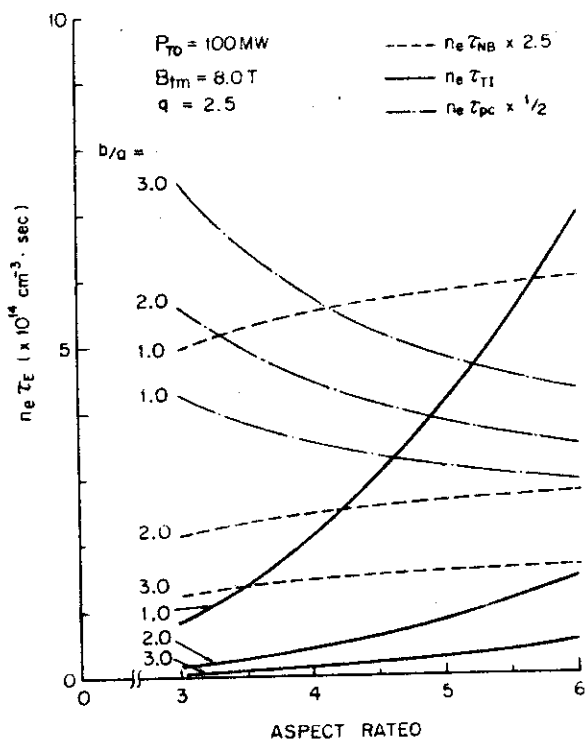


Fig. 2.2.8 a $n_e \tau_E$ vs. aspect ratio, when the power output P_{TO} and the maximum toroidal field are 100MW and 12T respectively.

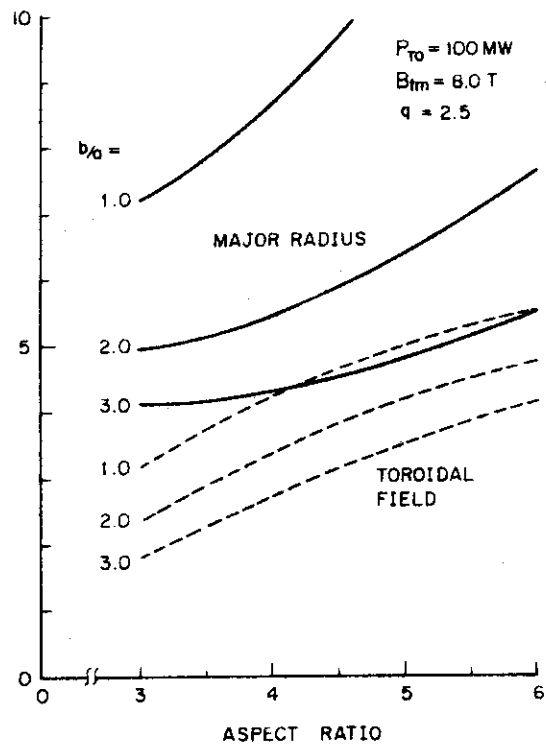


Fig. 2.2.8.b Major radius and toroidal field vs. aspect ratio.

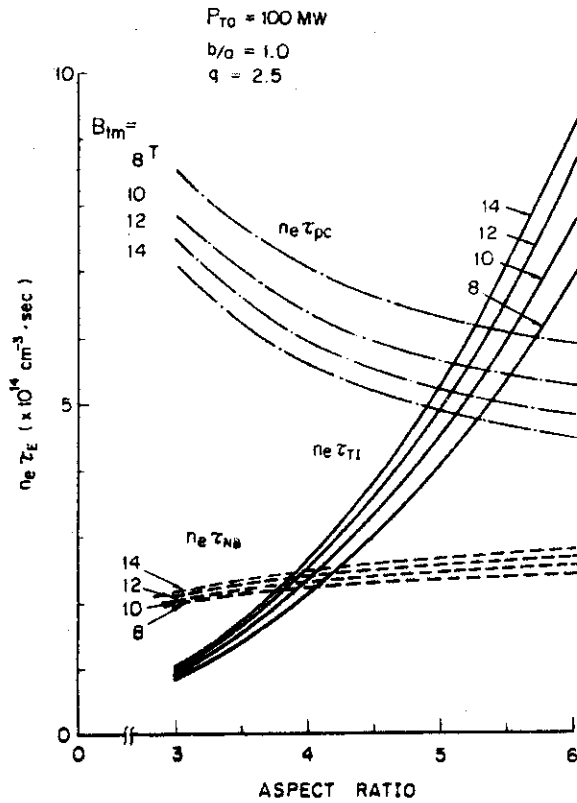


Fig. 2.2.9.a $n_e \tau_E$ vs. aspect ratio, when the power output P_{T0} is 100MW.

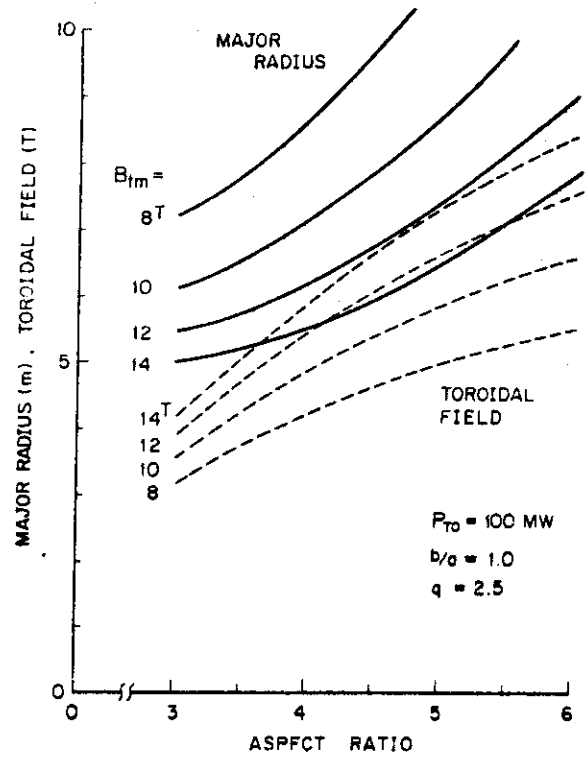


Fig. 2.2.9.b Major radius and toroidal field as functions of aspect ratio.

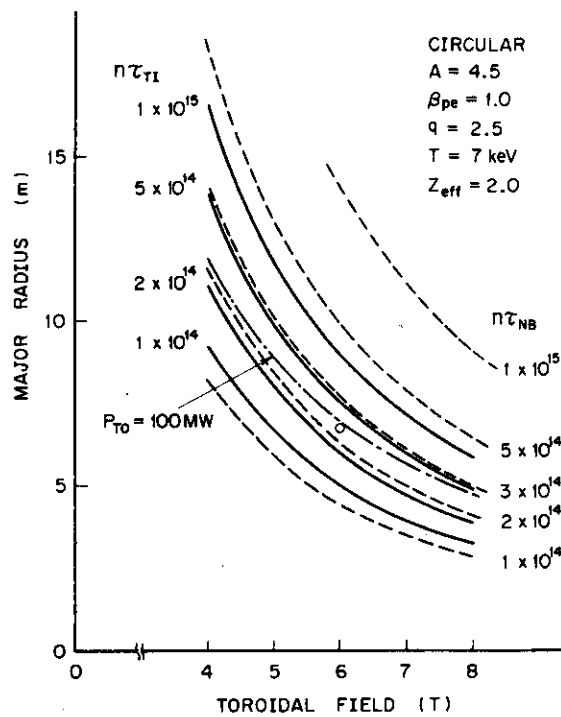


Fig. 2.2.10

Relation between the major radius and the toroidal field giving the same $n_e \tau_E$ and P_{T0} .

2.3 パワーバランスの検討

この節の目的は、前節のパラメータサーベイで選定されたプラズマパラメータ値について、より詳細なモデル⁽¹⁵⁾でパワーバランスの解析を進めその問題点を検討することである。そのために、①入射粒子とアルファ粒子の減速過程及び入射粒子によるエネルギー増倍の解析、②不純物量が増加した場合に設計の基本目標（33MW以下の入射パワーで100MW出力の獲得）を可能とするプラズマ温度域の検討を行った。①のエネルギー増倍とは、プラズマに入射された高速のD粒子が減速中にT粒子と核融合反応を起すことによって得るエネルギーを意味する。⁽¹⁾この効果はふつうTCT（Two-energy Component Tokamak reactor (or Torus)）効果と称されている。またパワーバランスに及ぼすプラズマ閉込めの比例則の不確かさの影響も検討し、自己点火の可能性についても考察している。

2.3.1 核融合反応率係数

速度分布 $f_1(\vec{v}_1)$ と $f_2(\vec{v}_2)$ を有する互いに異なる粒子1と2の衝突を考える。単位時間あたり、粒子1,2の1個あたりの衝突断面積すなわち反応率係数は次式で与えられる。

$$\langle \sigma v \rangle = \int d\vec{v}_1 \int d\vec{v}_2 f_1(\vec{v}_1) f_2(\vec{v}_2) v_r \sigma(v_r) \quad (2.3.1)$$

ここで $\vec{v}_r$ は2つの粒子の相対速度ベクトルで、 σ は衝突断面積である。 σ としては以後D-T核融合反応断面積のみを考える。 $\vec{v}_r$ と v_r はFig. 2.3.1 から次式で与えられる。

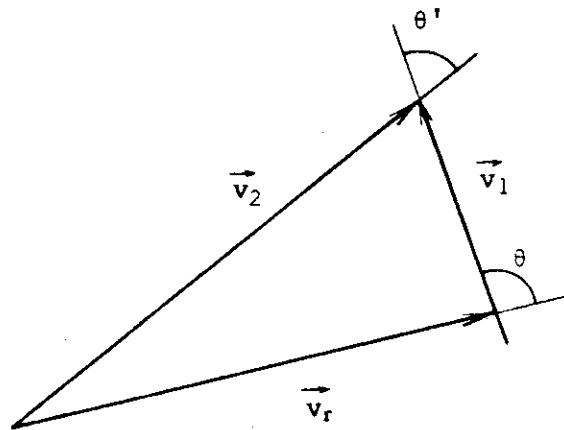


Fig. 2.3.1 Velocity vectors of the two interacting particles

$$\begin{aligned}\vec{v}_r &= \vec{v}_1 - \vec{v}_2 \\ v_r &= |\vec{v}_r| = (v_1^2 + v_2^2 - 2v_1 v_2 \cos \theta')^{1/2}\end{aligned}\quad (2.3.2)$$

f_1, f_2 が共に温度 T の Maxwell 分布

$$f_m = \left(\frac{m_m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_m v_m^2}{2kT} \right), \quad (m=1, 2) \quad (2.3.3)$$

で与えられると (2.3.1) 式は

$$\langle \sigma v \rangle_M = \frac{4}{(2\pi m_1)^{1/2}} \left(\frac{m_r}{m_1 kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty dU U \sigma(U) \exp \left(-\frac{m_r U}{m_1 kT} \right) \quad (2.3.4)$$

となる。⁽¹⁶⁾但し,

$$m_r = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}, \quad U = \frac{1}{2} m_1 v_r^2 \quad (2.3.5)$$

次に粒子 1 を単色エネルギーで入射した粒子とすると, 速度分布は

$$f_1(\vec{v}_1) = \delta(\vec{v}_1 - \vec{v}_B) \quad (2.3.6)$$

で与えられる。但し, $\vec{v}_B$ は入射粒子の速度ベクトルである。標的イオンである粒子 2 の速度分布に Maxwell 分布を仮定すれば, この場合の核融合反応率係数 $\langle \sigma v \rangle_B$ は次のようにして求まる。

$$\begin{aligned}\langle \sigma v \rangle_B &= \int \delta(\vec{v}_1 - \vec{v}_B) d\vec{v}_1 \int f_2(\vec{v}_2) v_r \sigma(v_r) d\vec{v}_2 \\ &= \int f_2(\vec{v}_2) v_r \sigma(v_r) d\vec{v}_2,\end{aligned}\quad (2.3.7)$$

但し (2.3.2) 式より

$$v_r = (v_B^2 + v_2^2 - 2v_B v_2 \cos \theta')^{1/2} \quad (2.3.8)$$

であり, また Fig. 2.3.1 から次式が成立する。

$$v_2 = (v_B^2 + v_r^2 + 2v_B v_r \cos \theta)^{1/2} \quad (2.3.9)$$

次に $\vec{v}_2$ から $\vec{v}_r$ へ変数変換を行うと,

$$\begin{aligned}\langle \sigma v \rangle_B &= 2\pi \left(\frac{m_2}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty dv_r v_r^3 \sigma(v_r) \\ &\quad \times \int_0^\pi d\theta \exp \left[-\frac{m_2}{2kT} (v_B^2 + v_r^2 + 2v_B v_r \cos \theta)^{1/2} \right] \sin \theta \\ &= \left(\frac{m_2}{2\pi kT} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{v_B} \int_0^\infty dv_r v_r^2 \sigma(v_r) \exp \left[-\frac{m_2}{2kT} (v_B^2 + v_r^2) \right] \\ &\quad \times \left\{ \exp \left(\frac{m_2}{kT} v_B v_r \right) - \exp \left(-\frac{m_2}{kT} v_B v_r \right) \right\}\end{aligned}\quad (2.3.10)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi kT}} \cdot \frac{\sqrt{m_2}}{m_1} \cdot \frac{1}{\sqrt{E_B}} e^{-\frac{m_2}{m_1} \frac{E_B}{T}} \int_0^\infty dU \sqrt{U} \sigma(U) \\ \times \exp\left(-\frac{m_2}{m_1} \frac{U}{T}\right) \left\{ e^{\frac{2m_2}{m_1} \frac{\sqrt{E_B}}{T} \sqrt{U}} - e^{-\frac{2m_2}{m_1} \frac{\sqrt{E_B}}{T} \sqrt{U}} \right\} \quad (2.3.11)$$

但し

$$E_B = \frac{1}{2} m_1 v_B^2 \quad (2.3.12)$$

で U は (2.3.5) 式で与えられる。このレポートでは、入射粒子として D イオンを、プラズマ中の標的イオンとして T イオンを取扱うことにする。

$T = 0$ のとき

$$\langle \sigma v \rangle_B = \sigma v_B = \sqrt{\frac{2k}{m_1}} \sigma(E_B) \sqrt{E_B} \quad (2.3.13)$$

である。

$T(D, n)^4\text{He}$ 反応断面積としては、Duane⁽¹⁷⁾ が実験データの fitting から得た次式を用いた。

$$\sigma(E) = \frac{A_2 / \{1 + (A_3 E - A_4)\}^2 + A_5}{E \{ \exp(A_1 \sqrt{E}) - 1 \}} \quad (\text{barn}) \quad (2.3.14)$$

但し、 E は eV 単位で各係数は

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= 1.453 \times 10^3 \\ A_2 &= 5.02 \times 10^7 \\ A_3 &= 1.368 \times 10^{-5} \\ A_4 &= 1.076 \\ A_5 &= 4.09 \times 10^5 \end{aligned} \right\} \quad (2.3.15)$$

である。

この反応断面積のピーク値は 110 keV の近くで約 5 barns である。 $\langle \sigma v \rangle_M$ と $\langle \sigma v \rangle_B$ は Fig. 2.3.2 に示す。 $\langle \sigma v \rangle_B$ はビームエネルギー E_B とプラズマイオン温度 T の関数である。図には 5 つの温度値に対して曲線 (実線) が示されている。 $\langle \sigma v \rangle_M$ はマックスウェル分布による 2 重平均の結果、 σ に比べてかなり広がった形になっている。またピークは 70 keV 付近に移っている。一方 $\langle \sigma v \rangle_B$ は、プラズマ温度 T が低い時は σ に似た形をしているが、 T が上るにつれてその形は広がっていく。これは ~ 80 keV 以下の裾の部分が T によって大きく影響を受けるためである。 $E_B > 250$ keV では T による差は無視できる。 E_B が 80 $\sim$ 250 keV の領域では、80 keV 以下の領域とは逆に $\langle \sigma v \rangle_B$ は T の上昇によって減少するがあまり大きな変化はない。 $\langle \sigma v \rangle_B$ のピーク位置は σ のそれより高エネルギー側に移っているが T の効果は大きくない。図では $E_B \sim 130$ keV の前後にピークがある。 $\langle \sigma v \rangle_B$ のピーク値は $\langle \sigma v \rangle_M$ のそれよりも 50 $\sim$ 80% 大きい。

Fig. 2.3.2 から言える特徴的なことは、高エネルギー粒子の入射を行うとそれが熱化する間

に起こす融合反応率係数 $\langle\sigma v\rangle_B$ は、減速中のかんりのエネルギー区間で $\langle\sigma v\rangle_M$ より大きいことである。例えば $T=7\text{ keV}$ の場合 $\langle\sigma v\rangle_M=3.98\times 10^{-17}\text{ cm}^3/\text{sec}$ であるが、これと同じ $\langle\sigma v\rangle_B$ を与える E_B は $\sim 14\text{ keV}$ である。従ってピーク値付近の E_B の粒子を入射すると、 T までの殆んどの減速区間で $\langle\sigma v\rangle_M$ より高い確率で融合反応を起し、その結果かんりのエネルギー増倍が期待出来る。但し、エネルギー増倍の最適性は断面積だけでは議論できず、プラズマ温度が減速に及ぼす効果を考慮する必要がある。これについては2.3.2節で述べる。

断面積からの議論ではイオン温度を上げる(但しピーク値以下)と出力密度の増大が図れるが、一方 β 値に制限があるためにむやみに温度を上げることはできない。(2.3.62)式で示すように β 値が与えられると出力は $\langle\sigma v\rangle/T^2$ に比例することが分かる。Fig. 2.3.3 に $\langle\sigma v\rangle_M/T^2$ を示す。図から $\langle\sigma v\rangle_M/T^2$ の最高値は $T\sim 14\text{ keV}$ の温度点にあることが分かる。同図には $\langle\sigma v\rangle_M/T$ も示してある。この量は出力(あるいはアルファ加熱量)とプラズマエネルギー(イオンと電子温度が等しい場合)の比に比例しているパラメーターである。

2.3.2 入射粒子およびアルファ粒子の減速過程

無限プラズマ系を考え、イオン化された入射粒子とアルファ粒子は完全にプラズマ中に捕捉されるとし、field particle の速度分布はMaxwell分布を仮定する。これらの仮定の下で、field particle j (電子, D, T, アルファ, 不純物粒子) による入射粒子または高速アルファ粒子1個あたりの平均的なエネルギー損失率は、Fokker-Planck の減速モデルに基づく次式で表わされる。⁽¹⁸⁾

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_j = - \frac{1}{\tau \sqrt{A_e}} \frac{A_x^{3/2} T_e^{3/2}}{\sqrt{E} n_e \ln A_e} \frac{n_j Z_j^2 \ln A_j}{A_j} x_j F(x_j) \quad (2.3.16)$$

但し

$$\frac{1}{\tau} = 8 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\sqrt{m_e} Z_x^2 e^4 n_e \ln A_e}{m_x (kT_e)^{3/2}} = 1.501 \times 10^{-13} \frac{Z_x^2 n_e \ln A_e}{A_x T_e^{3/2}} (\text{sec}^{-1}) \quad (2.3.17)$$

$$\left. \begin{aligned} F(x_j) &= \frac{1}{x_j} \int_0^{x_j} e^{-x^2} dx - \left(1 + \frac{A_j}{A_x}\right) e^{-x_j^2} \\ x_j &= \sqrt{\frac{A_j E}{A_x T_j}} \end{aligned} \right\} \quad (2.3.18)$$

$$A_j = \frac{m_j}{m_H} \quad (2.3.19)$$

ここで m_j と m_H は粒子 j と水素原子の質量(g), superscript あるいは subscript の x は高速イオン(Dおよびアルファイオン)を表わす。 E は高速イオンのエネルギー、 T_j は粒子 j の温度、 Z は荷電量である。エネルギーと温度はkeV、密度 n は cm^{-3} の単位である。

Coulomb logarithm $\ln A_j$ は次式で与えられる。⁽¹⁸⁾

$v_r \ll Z_x Z_j \alpha c$ の場合 (古典領域)

$$\ln A_j = \ln \sqrt{\left(\frac{\lambda_D}{\rho_{\perp}}\right)^2 + 1} \quad (2.3.20)$$

$v_r \gg Z_x Z_j \alpha c$ の場合 (量子力学領域)

$$\ln A_j = \ln \sqrt{\left(\frac{\lambda_D}{\rho_{\perp}}\right)^2 + 1} + \ln \frac{2\alpha c}{v_r} - \frac{1}{2} \quad (2.3.21)$$

但し, λ_D は全体のデバイ長, $\rho_{\perp}$ は散乱角 (重心系) が 90° に等しい場合の衝突パラメータ, v_r は x と j 粒子の平均的な相対速度, c は光速, α は fine structure constant で $1/137$ の値をとる。 $\lambda_d, \rho_{\perp}$ および v_r は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\lambda_d^2} &= \sum_j \frac{1}{\lambda_j^2} \\ \lambda_j &= \sqrt{\frac{k T_j}{4\pi n_j Z_j^2 e^2}} = 2.351 \times 10^4 \sqrt{\frac{T_j}{Z_j^2 n_j}} \text{ (cm)} \end{aligned} \right\} \quad (2.3.22)$$

$$\rho_{\perp} = \frac{Z_x Z_j e^2}{m_r v_r^2} = 1.440 \times 10^{-10} \frac{Z_x Z_j}{\left(\sqrt{\frac{2A_r E}{A_x}} - \sqrt{\frac{2A_r T_j}{A_j}}\right)^2} \text{ (cm)} \quad (2.3.23)$$

$$v_r = \sqrt{1.6021 \times 10^{-9}} \left| \sqrt{\frac{2E}{m_x}} - \sqrt{\frac{2T_j}{m_j}} \right| \text{ (cm)} \quad (2.3.24)$$

(2.3.20) と (2.3.21) 式の使い分けは, 量子力学効果が零になる v_r 値, 即ち $v_r^0 = 2\alpha c/\sqrt{e}$ と v_r との比較によって行う。また $T_j = 0$ のとき $\lambda_d = \lambda_e$ とする⁽¹⁹⁾ (λ_j は粒子 j のデバイ長)。

Fig. 2.3.4 と 2.3.5 に電子, D, T による入射粒子とアルファ粒子のエネルギー損失率をそれぞれ示す。図に示した例は $n_e = 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ で D と T の混合比は 1:1 である。(2.3.16) 式に示されるように, エネルギー損失率はデバイ長を通じて $\ln A_j$ に現われる弱い密度依存性を除けば, 粒子 j の密度に比例する。従ってエネルギー損失率の曲線の形即ち減速粒子のエネルギーに対する依存性は, 違った密度に対しても殆んど変らない。

高速イオンは減速していくにつれて, イオンによるエネルギー損失率は増大して最高点に達し, それ以下のエネルギーでは急激に減少する。標的イオンの温度効果はエネルギー損失率の最高値付近で著しく, 高エネルギー領域では無視できる程小さい。一方電子によるエネルギー損失は減速エネルギーと共に単調に減少する。電子温度による影響はイオンの場合に較べて大きく, エネルギーの増大と共に著しくなる。全 field-particle によるエネルギー損失は温度の増大に伴って減少する (高エネルギー領域では電子が, 低エネルギー領域ではイオンによる効果が主に寄与している。)

高速イオンがエネルギー E_0 から E まで減速する間に粒子 j に与えるエネルギーは

$$U_j^x = \int_0^{E_0} dE \left\{ \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_j^x / \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle^x \right\} \quad (2.3.25)$$

である。但し

$$E_0 = \begin{cases} E_B & \text{for injected particle} \\ E_a = 3.52 \text{ MeV} & \text{for alpha particle} \end{cases} \quad (2.3.26)$$

被積分関数の分母は全 field-particle によるエネルギー損失率である。即ち,

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle^x = \sum_j \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_j^x \quad (2.3.27)$$

エネルギー E まで減速されるに要する時間 (sec) は次式で与えられる。

$$\tau_{sx} = - \int_E^{E_0} \frac{dE}{\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle^x} \quad (2.3.28)$$

Figs. 2.3.6 と 2.3.7 に D とアルファ粒子の減速時間と field-particle に与えるエネルギーを示す。D の入射エネルギー E_B は 200 keV である。T = 7 keV の場合熱化するまでに電子に与えられるエネルギーは全体の 1/3, T = 15 keV になると約 1/6 になる。図には示していないが $E_B = 300 \text{ keV}$ の場合, 入射粒子が熱化するまでに電子とイオン (D + T) に与えるエネルギーはプラズマ温度 $T = 7 \text{ keV}$ の場合はほぼ等しい。温度が $T = 15 \text{ keV}$ に増大すると, 入射エネルギーが移る量は D, T, 電子の順に小さくなり, 電子に与えられるエネルギーは全体の約 1/4 に過ぎない。アルファ粒子の場合は (Fig. 2.3.7) 逆にその大部分のエネルギーが電子に与えられる。このような電子に与えられるエネルギー量の違いは, 電子によるエネルギー損失率が減速イオンのエネルギーおよびプラズマ温度によって大きく影響を受ける (特に高エネルギー側で) ことから理解できる (Figs. 2.3.4 と 2.3.5)。熱化までの減速時間はプラズマ温度の増大と共に長くなる。これは温度が高くなると Figs. 2.3.4 と 2.3.5 に示されるようにエネルギー損失率が減少するためである。

減速イオンの τ_{sx} の時間における平均のエネルギーは次式で定義される。

$$\begin{aligned} \bar{E}_x &= \frac{1}{\tau_{sx}} \int_0^{\tau_{SD}} E dt \\ &= - \frac{1}{\tau_{sx}} \int_E^{E_0} E \frac{dE}{\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle^x} \end{aligned} \quad (2.3.29)$$

また入射粒子の τ_{SD} 間の平均の融合反応率は

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle_B &= \frac{1}{\tau_{SD}} \int_0^{\tau_{SD}} \langle \sigma v \rangle_B dt \\ &= - \frac{1}{\tau_{SD}} \int_E^{E_B} \frac{\langle \sigma v \rangle_B}{\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_D} dE \end{aligned} \quad (2.3.30)$$

で与えられる。

(2.3.16)式から標的核と減速イオンの速度の比 x_j ((2.3.18)式)の値によって近似式が導ける⁽¹⁸⁾⁽²⁰⁾

$x_j \leq 1$ のとき

$$x_j F(x_j) \sim -\frac{A_j}{A_x} x_j + \left(\frac{2}{3} + \frac{A_j}{A_x}\right) x_j^3 \quad (2.3.31)$$

粒子 j が電子のとき $A_j/A_x \ll 1$ だから

$$x_j F(x_j) \sim \frac{2}{3} x_j^3 \quad (2.3.32)$$

$x_j \gg 1$ で $A_j/A_x \sim 1$ のとき

$$x_j F(x_j) \sim 1 \quad (2.3.33)$$

標的核が電子の場合、高速イオンの全てのエネルギー域で $x_j \ll 1$ だから (2.3.32) 式が適用できる。標的核が 7 keV の D の場合、 $x_j \geq 1$ になる減速エネルギーは、高速 D 粒子とアルファ粒子に対してそれぞれ 7.14 keV である。減速エネルギーが 100 keV のとき、高速 D とアルファ粒子の x_j はそれぞれ 3.8, 2.7 である。標的核が T の場合はこれらの値は D の場合よりもそれぞれ A_T/A_D と $\sqrt{A_T/A_D}$ だけ大きくなる。従って標的イオン核に対しては (2.3.33) 式がかなり良い近似式として適用できよう。

近似式 (2.3.32) と (2.3.33) を用いて Coulomb logarithm のエネルギー依存性を無視すると (2.3.27) 式は近似的に次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle^x &= \sum_{j \neq e} \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_j^x + \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_e^x \\ &= -\frac{2}{3} \frac{1}{\tau} \left(\frac{E_c^{3/2}}{\sqrt{E}} + E \right) \end{aligned} \quad (2.3.34)$$

但し E_c は

$$\sum_{j \neq e} \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_j^x = \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_e^x \quad (2.3.35)$$

を満足する。即ち E_c は、全イオンによるエネルギー損失率と電子によるそれとが等しくなる点の減速イオンのエネルギーで次式で与えられる。

$$\begin{aligned} E_c &= \left[\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{(A_x T_e)^{3/2}}{\sqrt{A_e}} \frac{1}{n_e \ln A_e} \sum_{j \neq e} \frac{n_j Z_j^2 \ln A_j}{A_j} \right]^{2/3} \\ &= 1.48 A_x T_e \left[\frac{1}{n_e \ln A_e} \sum_{j \neq e} \frac{n_j Z_j^2 \ln A_j}{A_j} \right]^{2/3} \end{aligned} \quad (2.3.36)$$

(2.3.28) 式で与えられるエネルギー E までの減速時間は (2.3.34) 式を用いて

$$\tau_{sx}^* = \tau \ln \frac{E_0^{3/2} + E_c^{3/2}}{E^{3/2} + E_c^{3/2}} \quad (2.3.37)$$

となる。

上記の近似式の精度は、Coulomb logarithm のエネルギー依存性を無視した点を除けば、標的イオンに対する近似式 (2.3.33) の精度に依存する。 $x_j \gg 1$ の成立域は減速イオンのエネルギー値に依存し、低エネルギー域では (2.3.33) 式の精度は十分でなくなるが、高速イオンの初期エネルギーが十分高いものであれば平均的に精度が高くなる。上記の近似式は、後にパワーバランスのパラメータサーベイ計算において密度の補正を行う場合に用いることにする。

2.3.3 入射粒子によるエネルギー増倍

エネルギー E_B で入射された D 粒子が E_{th} まで減速するまでに、標的核 T との融合反応で発生する D 粒子 1 個あたりのエネルギーは

$$E_F = E_f n_t \int_0^{\tau_{SD}} \langle \sigma v \rangle_B dt = E_f n_t \int_{E_{th}}^{E_B} \frac{\langle \sigma v \rangle_B}{\left[-\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle^D \right]} dE \quad (2.3.38)$$

である。ここで $E_f = 17.6 \text{ MeV}$ (D-T 反応による発生エネルギー)、 n_t は標的の T イオンの密度である。 E_{th} としては $\frac{3}{2} T_e$ をとる。この値は標的核が電子の場合の減速エネルギーの臨界値 (critical value) E_{cr} にほぼ等しい。 E_{cr} は、減速イオンと field-particle の間にエネルギー交換が起らないエネルギー値である。即ち (2.3.16) 式において $F(x_j) = 0$ から求まる。標的核がイオンの場合 E_{cr} は $\frac{3}{2} T_i$ より小さくなる。 $T_e > T_i$ の場合、 $\frac{3}{2} T_i < E < \frac{3}{2} T_e$ における減速イオンによるエネルギー授受は無視する。ここでは $T_e = T_i$ と $T_i = 0$ の場合の結果のみを示す。

入射粒子によるエネルギー増倍率は次式で定義される。

$$Q_B = \frac{E_F}{E_B} \quad (2.3.39)$$

Figs. 2.3.8 ~ 2.3.10 に Q_B を E_B の関数として示す。電子、イオン温度および T イオンの存在率をパラメータにしている。図に示した例は $n_e = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ の場合であるが、プラズマ密度が Q_B 値に及ぼす効果は小さく、密度が 1 桁増加しても Q_B は数% 増えるだけである。理由は、(2.3.38) 式の $n_t / \left[-\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle^D \right]$ は (2.3.16) 式から分るように Coulomb logarithm の弱い密度依存性を除けば n_i / n_e の関数となり、密度の絶対値に依存しなくなることから理解できる。

$T_e = T_i$ の場合、プラズマ温度の増大と共に Q_B も大きくなり、また $T_i = 0$ の場合 Q_B は T_e と共に大きくなる。これは、 T_e と T_i の増大に伴う減速時間と $\langle \sigma v \rangle_B$ の効果が大きいと考えられる。次に T_e を一定にして T_i を大きくした場合、 Q_B 値は必ずしも大きくならない。 $T_e = 15 \text{ keV}$ で $T_i = 0$ と 15 keV の場合の値を比較すると (Fig. 2.3.10)、 E_B が $\sim 200 \text{ keV}$ より大きくなると Q_B は T_i の増大によって若干小さくなる。これは、Fig. 2.3.4 から分るように、イオンによる減速率の温度効果は電子程大きくないため、イオン温度増大による減速時間の増大はそれ程大きくない。一方 Fig. 2.3.2 に示されるように $\langle \sigma v \rangle_B$ はそのピーク値付近でイオン温度効

果は負になっており、この効果が減速時間の増大による Q_B への正の寄与を上まわり、結果として Q_B が減少すると考えられる。

Q_B 値はTイオンの存在率にほぼ比例するが、Tイオンの減少率より若干大きい率で減る。これはFig. 2.3.4にみられるようにDイオンのエネルギー損失率の方がTイオンより大きく、減速時間はDイオンの存在率が高い程短くなるためである。例えばTイオンが100%から50%に減少した場合、 Q_B 値はもとの値の半分より10~15%さらに小さくなる。

Figs. 2.3.11と2.3.12に不純物(carbon)が存在する場合の Q_B 値を示す。Cが2%存在すると Q_B は約10%近く減少する。主な原因は不純物量に相当して標的核のTが減少するためである(不純物量が相当増大しても入射粒子の減速時間は僅か減少するだけである)。不純物が3%に増大しても Q_B の変化率は温度によらずほぼ一定である。また Q_B と不純物量の関係は殆んど一直線になる(Fig. 2.3.11)。

2.3.4 パワーバランスの計算モデル

定常状態におけるプラズマのパワーバランスの解析のための諸式を与える。解析モデルは次の仮定あるいは近似に基づいている。①空間依存性は考えない。②融合反応で発生したアルファ粒子は熱化するまでプラズマ内に完全に閉じ込められて、そのエネルギー $E_\alpha = 3.52 \text{ MeV}$ はfield particleに全て与える。③入射粒子は100%イオン化され、熱化までの間プラズマ内に閉じ込められているとする。即ち入射パワーは加熱に100%有効に用いられる。④放射損失は制動放射のみを考慮する。⑤field particleは全て同じ温度である。⑥核融合反応率と減速過程の解析では、field particleはMaxwell分布を仮定する。⑦field particleのエネルギー閉じ込め時間は全て同じとする。

まず、融合反応による全エネルギー増倍率は

$$Q_F = \frac{P_F}{P_I} \quad (2.3.40)$$

で与えられる。 P_I は入射パワー(MW)で P_F は融合反応で生じる出力(MW)である。即ち、

$$P_F = P_T + P_B \quad (2.3.41)$$

$$P_T = 1.6021 \times 10^{-10} n_d n_t \langle \sigma v \rangle_M E_f \cdot V_p \quad (2.3.42)$$

$$P_B = P_I Q_B = P_I \frac{E_f n_t}{E_B} \int_0^{\tau_{SD}} \langle \sigma v \rangle_B dt \quad (2.3.43)$$

P_T はfield particle同志の熱核融合反応による出力、 P_B は入射粒子とfield particleとの核融合反応による出力である。 V_p はプラズマ体積で $2\pi^2 a^2 R$ (a :プラズマ半径(m), R :主半径(m))で与えられる。プラズマの単位体積あたりの入射エネルギーを P_{inj} (keV/cm³s), 入射粒子の密度を n_B (cm⁻³)とすると

$$P_{inj} = \frac{n_B E_B}{\tau_{SD}} \quad (2.3.44)$$

$$P_I = 1.602 \times 10^{-16} P_{inj} V_p \quad (2.3.45)$$

である。ここで τ_{SD} は (2.3.28) 式で定義される入射粒子の熱化までの減速時間である。パワーバランス上必要な P_{inj} は次式で与えられる。

$$P_{inj} = \left(\frac{3}{2} \frac{T \sum_j n_j}{\tau_E} + P_{Br} - n_d n_t \langle \sigma v \rangle_M E_\alpha \right) / \left(1 + \frac{E_\alpha}{E_f} Q_B \right) \quad (2.3.46)$$

ここで T は field particle の温度, τ_E はエネルギー閉じ込め時間 (sec), P_{Br} は制動放射損失 ($\text{keV sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$) で

$$P_{Br} = 3.34 \times 10^{-15} Z_{eff} n_e^2 T_e^{1/2} \quad (2.3.47)$$

で与えられる。⁽⁶⁾ ここで各プラズマ粒子の荷電量を Z_j とすると

$$Z_{eff} = \frac{\sum_j n_j Z_j^2}{n_e} \quad (2.3.48)$$

$$n_e = n_i + 2n_\alpha + 2n_\alpha^f + n_B + \sum_I Z_I n_I \quad (2.3.49)$$

である。 n_α は field particle としてのアルファ粒子の粒度, n_α^f は高速のアルファ粒子の密度である。 n_I は不純物の密度, Z_I はその荷電量である。高速のアルファ粒子は完全に閉じ込められているので

$$n_\alpha^f = \tau_{s\alpha} n_t [n_d \langle \sigma v \rangle_M + n_B \langle \overline{\sigma v} \rangle_B] \quad (2.3.50)$$

である。 $\langle \overline{\sigma v} \rangle_B$ は (2.3.30) 式で与えられる。この高速のアルファ粒子の熱化率 $n_\alpha^f / \tau_{s\alpha}$ は field particle であるアルファ粒子の源となっている。粒子バランスから

$$n_\alpha = \tau_p^\alpha n_t [n_d \langle \sigma v \rangle_M + n_B \langle \overline{\sigma v} \rangle_B] \quad (2.3.51)$$

である。ここで τ_p^α はアルファ粒子の閉じ込め時間である。 τ_p^α を近似的に τ_E で置き換えると,

$$n_\alpha = \frac{(n_e \tau_E)}{n_e} n_t [n_d \langle \sigma v \rangle_M + n_B \langle \overline{\sigma v} \rangle_B] \quad (2.3.52)$$

となる。 $(n_e \tau_E)$ は通常 $n\tau$ 値と呼ばれており, エネルギーバランス式あるいは比例則から与えられる。

エネルギーバランス上満たすべき $n\tau$ 値は次の諸式で求められる。まず入射パワーを必要とする場合は,

$$n_e \tau_E = \frac{\frac{3}{2} T \sum_j n_j / n_e}{P_{inj} \left(1 + \frac{E_\alpha}{E_f} Q_F \right) / n_e^2 - 3.34 \times 10^{-15} Z_{eff} T_e^{1/2}} \quad (2.3.53)$$

である。この式は TCT 効果が 100% の場合, 即ち D 粒子が field particle として存在しない場合にも用いることができる。D 粒子が field particle として存在する場合は $Q_F \approx Q_B$ であるので上式は

$$P_{inj} = \frac{n_d n_t \langle \sigma v \rangle_M E_f}{Q_F - Q_B} \quad (2.3.54)$$

から

$$n_e \tau_E = \frac{\frac{3}{2} T \sum_j n_j / n_e}{1 + \frac{E_\alpha}{E_f} Q_F \frac{n_d n_t}{Q_F - Q_B} \frac{1}{n_e^2} \langle \sigma v \rangle_M E_f - 3.34 \times 10^{-15} Z_{eff} T_e^{1/2}} \quad (2.3.55)$$

と変形される。入射パワーを必要としない自己点火の場合は $Q_F \rightarrow \infty$ とすることによって

$$n_e \tau_E = \frac{\frac{3}{2} T \sum_j n_j / n_e}{\frac{n_d n_t}{n_e^2} \langle \sigma v \rangle_M E_\alpha - 3.34 \times 10^{-15} Z_{eff} T_e^{1/2}} \quad (2.3.56)$$

を得る。

プラズマの大きさが与えられると、出力レベルは温度と密度即ちプラズマ圧力によって決まる。ポロイダルベータ値は

$$\beta_p = 1.6021 \times 10^{-10} \frac{T \sum_j n_j + \frac{2}{3} (n_B \bar{E}_B + n_\alpha^f \bar{E}_\alpha)}{B_p^2 / 2\mu} \quad (2.3.57)$$

で与えられMHD平衡から $\beta_p \leq A$ が要求される。⁽¹⁰⁾ ここで B_p はプラズマ境界におけるポロイダル磁場 (T: tesla), μ は真空透磁率 ($4\pi \times 10^{-7}$ H/m) で, $\bar{E}_B, \bar{E}_\alpha$ は (2.3.29) 式で与えられる。 β_p 値一定の条件からプラズマ (電子) 密度は次式を満たす必要がある。

$$n_e = 1.242 \times 10^{15} \frac{1}{(\sum_j n_j / 2 n_e)} \frac{1}{T_p} \frac{\beta_p B_t^2}{q^2 A^2} \quad (2.3.58)$$

但し, B_t はプラズマ中心軸上のトロイダル磁場 (T), T_p は高速イオンの運動エネルギーを含めたプラズマの平均温度 (keV), q は安全係数である。

$$T_p = \left[T \sum_j n_j + \frac{2}{3} (n_B \bar{E}_B + n_\alpha^f \bar{E}_\alpha) \right] / \sum_j n_j \quad (2.3.59)$$

$$q = \frac{1}{A} \frac{B_t}{B_p}$$

以上の関係式を用いると P_F は次のように表わされる。

$$P_F = P_{FO} \frac{4 n_d n_t}{(\sum_j n_j)^2} \frac{1}{T_p^2} \left[\langle \sigma v \rangle_M + \frac{n_B}{n_d} \langle \sigma v \rangle_B \right] \quad (2.3.60)$$

$$P_{FO} = 8.582 \times 10^{19} \frac{B_t^4 R^3 \beta_p^2}{q^4 A^6} \quad (2.3.61)$$

もし入射粒子と不純物がなくてアルファ粒子も無視できれば

$$P_F = P_{FO} \frac{\langle \sigma v \rangle_M}{4 T^2} \quad (2.3.62)$$

となる。

なおプラズマ電流 (MA) は上記のパラメータと次の関係がある。

$$I_p = 5 \frac{B_t R}{q A^2} = 5 a B_p \quad (2.3.63)$$

これらの一連の方程式を全て満す解を求めるには、与えられた収束判定条件の下で反復計算を行わねばならない。パワーバランスの式に現われる τ_{sx} , Q_B と $\langle \sigma v \rangle_B$ の値を求めるには減速の式を解く必要がある。Fokker-Planckの式をその都度解くのは時間がかかるので、2.3.5節で示す近似法を併用する。

パワーバランス上要求される $n\tau$ 値を検討する閉じ込め時間の比例則として、擬古典拡散 (PC)⁽⁵⁾, 捕獲イオン不安定性による異常拡散 (TI)⁽⁶⁾ と新ボーム拡散 (NB)⁽⁴⁾ を取り上げた。それぞれ2.2節の (2.2.5), (2.2.11) 及び (2.2.9) 式に与えられている。

2.3.5 パラメータサーベイ計算上の近似

入射粒子のエネルギーと field particle の温度が与えられると、現モデルの減速過程は粒子密度によって決まる。ここで用いる近似法は、一度あるプラズマ組成に対して Fokker-Planck の式を用いて減速計算を行い、その組成が変化した場合に適用する。即ち、各種の粒子密度の変化に伴う減速時間 (τ_{SD} , $\tau_{s\alpha}$), Q_B と $\langle \sigma v \rangle_B$ の評価を近似式によって行う。但し、不純物の密度はパラメータにしてパワーバランスの解析を行い、近似式を適用する場合は不純物のプラズマ中の存在比 (n_I/n_e) は一定でその他の粒子の存在比が変化する。

プラズマ組成 A において Fokker-Planck の式から求めた減速時間を $\tau_{sx}(A)$ とし、近似式 (2.3.37) から得たものを $\tau_{sx}^*(A)$ とする。同様に組成 B における (2.3.37) 式の値を $\tau_{sx}^*(B)$ とする。即ち

$$\tau_{sx}^*(A) = \tau(A) \ell_n \frac{E_0^{3/2} + E_c(A)^{3/2}}{E_{th}^{3/2} + E_c(A)^{3/2}} \quad (2.3.64)$$

$$\tau_{sx}^*(B) = \tau(B) \ell_n \frac{E_0^{3/2} + E_c(B)^{3/2}}{E_{th}^{3/2} + E_c(B)^{3/2}} \quad (2.3.65)$$

上式の精度は Coulomb logarithm の値の選定と減速イオンのエネルギーに依存するが、密度変化に対するその定性的変化の精度は高いと考えられる。そこで組成 B における減速時間を

$$\tau_{sx}^+(B) = \tau_{sx}(A) \frac{\tau_{sx}^*(B)}{\tau_{sx}^*(A)} \quad (2.3.66)$$

によって求める。

上の関係式に Q_B と $\langle \sigma v \rangle_B$ の式 (2.3.39) と (2.3.30) を代入すると、組成 B における Q_B は

$$Q_B^A(B) = Q_B(A) \frac{\tau_{SD}^+(A)}{\tau_{SD}(A)} \frac{n_t(B)}{n_t(A)} \frac{\langle \sigma v \rangle_B^+(B)}{\langle \sigma v \rangle_B(A)} \quad (2.3.67)$$

で近似的に与えられる。但し

$$\langle \overline{\sigma v} \rangle_B^+(B) = \frac{1}{\tau_{SD}^+(B)} \int \frac{\langle \sigma v \rangle_B dE}{\langle -\frac{dE}{dt} \rangle^D(B)} \quad (2.3.68)$$

である。(2.3.34)式を用いると組成Bのエネルギー損失率は組成Aのそれと次の関係がある。

$$\langle \frac{dE}{dt} \rangle^D(B) = \langle \frac{dE}{dt} \rangle^D(A) \left[1 + \Delta \frac{E_c(A)^{3/2} / \sqrt{E}}{E + E_c(A)^{3/2} / \sqrt{E}} \right] \quad (2.3.69)$$

$$\Delta = \frac{1}{6} \left[\frac{n_t}{n_e}(A) - \frac{n_t}{n_e}(B) \right] \frac{\ell n A_t}{\ell n A_e} / \left[\sum_{j \neq e} \frac{Z_j^2 n_j \ell n A_j}{A_j} / n_e \ell n A_e \right] \quad (2.3.70)$$

(2.3.70)式の分子では入射粒子とアルファ粒子の密度は小さいので無視している。いま組成AとしてD, T粒子の存在比が50%—50%の場合を考えると, $\Delta \leq 0.2$ である。不純物がなくて組成Bが100%T粒子の場合で $\Delta \approx 0.2$ である。さらに(2.3.69)式の Δ にかかっている項は1より小さく, 平均的にみれば〔〕内の第2項は 10^{-1} の order である。(2.3.68)式では分母分子にこの項が現われるので〔〕内の第2項の寄与はさらに小さくなって 10^{-2} の order になる。そこで近似的に

$$\langle \overline{\sigma v} \rangle_B^+(B) \approx \langle \overline{\sigma v} \rangle_B^+(A) \quad (2.3.71)$$

と表わせる。従って

$$Q_B^+(B) \approx Q_B^+(A) \frac{\tau_{SD}^+(B)}{\tau_{SD}^+(A)} \frac{n_t(B)}{n_t(A)} \quad (2.3.72)$$

となる。

これらの近似式の精度の検討例を簡単に述べる。組成Aは50%D—50%T, 組成Bは100%Tで入射粒子エネルギーは200keVである。プラズマ温度が7keVの場合, τ_{sa}^+ の誤差は $\sim 0.1\%$, τ_{SD}^+ と $\langle \overline{\sigma v} \rangle_B^+$ は $\sim 0.2\%$, Q_B^+ は $\sim 0.4\%$ の誤差で求められた。プラズマ温度が15keVの場合, τ_{sa}^+ は $\sim 0.4\%$, τ_{SD}^+ , $\langle \overline{\sigma v} \rangle_B^+$ はそれぞれ1~2%の誤差で得た。これらの例は不純物の存在しない場合であるが, 不純物が存在するとD, Tの存在比が相対的に小さくなるので誤差はさらに小さくなる。また入射エネルギーが大きくなると精度が上がる。結論的に言えば以上の近似式はパラメータサーベイ計算においては十分使用に耐えると考えられる。

2.3.6 結果と検討

Fig. 2.3.13は不純物がSiCの場合のT=7keVにおける入射パワー, 熱出力と $n\tau$ 値の関係を示す。各比例則がパワーバランスを満す点は図中に記号で印してある。 $Z_{eff} \leq 2$ の場合, パワーバランス上は自己点火の可能性がある。しかし用いた捕獲イオンと新ボーム則では自己点火のために必要な $n\tau$ 値を満することができず入射パワーを必要とする。擬古典則は, Z_{eff} が1に近い場合に自己点火条件を満すが, 現在の知識による予測ではこのプラズマ状態は collisionless の領域であり, 擬古典則の適用は適切でないと考えられる。また $Z_{eff} > 2$ になると比

例則に関係なくパワーバランス上入射パワーを必要とする。

Fig. 2.3.14 (a)~(c)はそれぞれ $T = 7, 8, 9 \text{ keV}$ において各比例則がパワーバランスを満すために必要な入射パワーと得られる出力を、不純物の関数として示してある。プラズマ条件に対する判断の基準は、入射装置の設計値の 33 MW を越えない入射パワーで $\sim 100 \text{ MW}$ の出力の達成にある。しかし両者を同時に満足する解の領域は狭い。入射装置の開発への期待ができるだけ現実的であるためには、判断の基準の重みは出力よりも入射パワーの大きさに置くべきで、出力の方は少々落ち込みがあっても実験炉の場合特に問題はないであろう。このような考え方をすれば運転可能域は拡大する。捕獲イオン則の場合、 SiC が 1% なら ($Z_{\text{eff}} \sim 2$) $T = 7 \text{ keV}$ において 20 MW の入射パワーで 100 MW の出力が得られる。もし SiC が 2% なら ($Z_{\text{eff}} \sim 3$) プラズマ温度を 8 keV に上げれば、 29 MW の入射パワーでやはり 100 MW の出力を得る。しかし 3% に不純物量が増える ($Z_{\text{eff}} \sim 4$) と必要な入射パワーは設計値を越える ($T = 9 \text{ keV}$ で $P_i = 40 \text{ MW}$)。

不純物がグラファイト (C) の場合の同様の結果を Figs. 2.3.15 (a) と (b) に示す。捕獲イオン則の場合、C が 2% なら ($Z_{\text{eff}} \sim 1.6$) $T = 7 \text{ keV}$ において 27 MW の出力で 100 MW の出力が得られる。C が 2% 以上になった場合にも 100 MW の出力を維持するにはプラズマ温度を上げる必要がある。しかし $T = 8 \text{ keV}$ にすると捕獲イオン則では必要な入射パワーはその設計値を少しであるが越えてしまう。 100 MW の出力を維持できる許容不純物量は 3% 程度で ($Z_{\text{eff}} \sim 1.9$)、その場合のプラズマ温度は 7.5 keV で必要な入射パワーは 32 MW である。しかし出力の落ち込みを 60 MW 位まで許すなら、プラズマ温度を 7 keV に保ったまま 7% 程度までの C が許される。プラズマ温度域も $6 \sim 8 \text{ keV}$ に広がる。 SiC の場合もこの程度の出力の落ち込みを許せば、プラズマ温度域は $6 \sim 8.5 \text{ keV}$ に広がり、不純物量は 3% 余り ($Z_{\text{eff}} \sim 4$) まで許される。

Figs. 2.3.13 と 2.3.14 の特徴的な傾向を簡単にまとめておく。不純物量の増加と共に出力は減少し、捕獲イオン則の場合に出力の低下がもっとも著しい。一方要求される入射パワーは新ボームと擬古典則では不純物量の増大と共に大きくなる。捕獲イオン則の場合、ある Z_{eff} までは逆に入射パワーは減少しそれからゆるやかに上昇する (注: 閉じ込め時間は Z_{eff} に比例)。最小の入射パワーを与える Z_{eff} は温度と共に大きくなる。

Fig. 2.3.16 に SiC が 1% の場合 (中間報告書⁽²⁾ における設定値) の入射パワーと出力をプラズマ温度の関数として示す。2.4 節で算出された 2% の C の場合の同様の結果を Fig. 2.3.17 に示す。新ボーム則の場合入射パワーは温度によってあまり変らない。擬古典則では入射パワーは温度と共に減少し、一方捕獲イオン則の場合温度と共に入射パワーは急上昇する。図には示していないが、不純物量が増大しても新ボームと擬古典則の場合の傾向は変らないが、捕獲イオン則の場合は必要な入射パワーの温度による増大は不純物量の増大と共にゆるやかになる。

β_p の効果について少し触れておく。出力は β_p を大きくすると増える。入射パワーは逆に減少する場合もあるが (不純物のない場合の捕獲イオン則)、殆んどの場合 β_p と共に増大する。この入射パワーが減少する理由は、捕獲イオン則は β_p^2 に比例しその効果が $n\tau$ 曲線の勾配のゆるやかな領域で顕著に現われるためである。入射パワーの増大は特に擬古典則の場合が大きく、次いで新ボーム則である。これは $n\tau$ 値の β_p 依存性で説明できる。不純物が増大した場合にも捕獲イオン則が適用できるとすれば、 β_p を上げることによって妥当な入射パワーで出力の落ち

込みを防げる。例えば SiC が 3 % の場合 ($Z_{\text{eff}} = 4.2$) $\beta_p = 2.5$ にすれば 30 MW の入射パワーで 95 MW の出力が得られる。

パワーバランスにおいてエネルギー閉じ込め時間を与える比例則の影響は大きい。しかし、比例則はもともと粗い理論近似であり（実験則が用いられる場合もある）、どの比例則が実際の炉に適用できるかという予測の不確かさの問題がある上に、個々の表示式の定数の決定にも不確かさが伴う。後者は密度と温度分布、 $\tau = a^2/4D$ などの近似から生じる定数係数の決定の不確かさの問題と考えられよう。ここで取り扱うプラズマパラメータの値の範囲では比例則による $n\tau$ の違いはせいぜい 1 桁であり、多くの場合 factor 5 以下の違いしかない。我々の用いた捕獲イオンと擬古典則の定数係数は、文献⁽¹⁰⁾ (WASH-1295) のそれに較べそれぞれ factor 5 および 5 ~ 10 だけ小さい。従って我々のプラズマ条件においては、プラズマ内のどのような不安定性に対する比例則が適用できるかということも無論重要であるが、比例則の定数係数の不確かさも劣らず重要になる。即ち今までの結果から分かるように、factor 5 の $n\tau$ の違いはパワーバランスに大きな影響を与える。

ここでは捕獲イオン則の閉じ込め時間の不確かさが、出力および入射パワーに及ぼす影響について簡単に述べる。Fig. 2.3.18 と 2.3.19 に結果例を示す。図中の R_{TI} は

$$R_{\text{TI}} = \frac{\text{パワーバランス上要求される } n\tau \text{ の値}}{\text{捕獲イオン則で与えられる } n\tau \text{ の値}} \quad (2.3.73)$$

で与えられる。 $R_{\text{TI}} = 1$ の場合はこれまでの結果と一致する。もし $R_{\text{TI}} = 5$ (WASH-1295 の値に相当) の閉じ込めが可能になるなら、7 keV の温度で $Z_{\text{eff}} \leq 2$ で自己点火が可能になる (Fig. 2.3.13 参照)。 $R_{\text{TI}} \approx 10$ 程度まで閉じ込めが楽になると入射パワーを相当軽減でき、またプラズマ温度領域を 15 keV まで広げることができて不純物量の増大に伴う出力の低下を防ぐことができる。 $R_{\text{TI}} \approx 5 \sim 10$ が可能になるなら $B_t = 5$ T に下げた場合、 $Z_{\text{eff}} = 1.0$ で 10 MW 以下の入射パワーで ~50 MW の出力、 $Z_{\text{eff}} = 4.2$ で ~10 MW の入射パワーで ~30 MW の出力を得る。入射装置あるいはコイルの開発如何によっては (B_t を下げれば耐応力上設計が楽になる)、このような結果も考慮すべきかも知れない。 $B_t = 4$ T になると閉じ込めの期待がかなり楽観的 ($R_{\text{TI}} > 10$) になる必要があり、出力が大きく低下する (~20 MW 以下)。Fig. 2.3.18 と 2.3.19 から、閉じ込め時間の不確かさの影響は出力よりも入射パワーに対して著しく、 Z_{eff} が大きくなると両者に対する効果が共にゆるやかになることが分かる。ここで取り上げた比例則は捕獲イオン則であるが、これまで得た結果から他の比例則に対しても類推を行うことは容易である。

以上の結果は全て入射粒子エネルギーが 200 keV の場合である。プラズマに対して垂直 (半径方向) に入射する場合の妥当な入射エネルギーについて少し検討してみる。プラズマ半径 $r = a$ における入射ビーム強度を I_0 とすると、プラズマ中のビームの減衰は

$$I(r) = I_0 \exp[-\bar{n}\sigma_T(a-r)] = I_0 \exp\left[-\frac{\bar{n}(a-r)}{D}\right] \quad (2.3.74)$$

で表わされる。 $\bar{n}$ はプラズマの平均密度で σ_T はイオン化の全断面積である。⁽²¹⁾

$$\sigma_T = \sigma_{ex} + \sigma_i + \frac{\langle \sigma v \rangle_e}{v_B} \quad (2.3.75)$$

但し σ_{ex} は荷電変換, σ_i はイオンによる電離, $\langle \sigma v \rangle_e / v_B$ は Maxwell 分布で平均した電子による電離の断面積である。 v_B は入射粒子の速度である ($v_e > v_B > v_i$)。入射エネルギーが 200 keV 以上になればイオン化は殆んど電離によって起こり, そのうちイオンによる電離の割合がもっとも大きい。⁽²¹⁾⁽²²⁾ D は透過厚み (penetration thickness) である。

$$D = \frac{1}{\sigma_T} \text{ (cm}^{-2}\text{)} \quad (2.3.76)$$

また入射粒子の平均自由行程 (mean free path) は

$$\lambda = \frac{D}{n} \text{ (cm)} \quad (2.3.77)$$

で定義される。

入射エネルギーが適切かどうかは, 第 1 に捕捉率によって, 第 2 はプラズマ周辺部に加熱が集中して温度のピーキングを生じるかどうかで判断される。前者はエネルギーの上限を後者は下限を与える。プラズマ密度と温度の空間分布を考慮した McAlees と Conn の結果⁽²³⁾ によれば, プラズマ半径と入射粒子の平均自由行程の比 a/λ が 2.3 程度の場合が良好な温度分布を与えている (彼等は接線方向の入射を考えているので垂直方向の場合に換算した)。また松田と大和⁽²⁴⁾ によれば, 密度分布のプラズマ端の減少を考慮すると a/λ は 2.2 程度以下にすれば良いことが指摘されている。(ガスブランケット方式では周辺のガスの存在と平坦な密度分布のためにこれらの値よりは小さくなるかも知れない) これらの結果から $\lambda \sim 66 \text{ cm}$ になる。 $T = 7 \text{ keV}$, $\bar{n} \sim 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ においてこれに相当する入射エネルギーは, Riviere⁽²²⁾ および Sweetman⁽²¹⁾ の透過厚み (あるいは減衰厚み) について整理されたデータによれば $\sim 250 \text{ keV}$ になる。このときの捕捉率は 0.99 で十分である。もちろん電離断面積には不確かさがあるのでこの入射エネルギーの見積りは確かではない。文献 (22)(25) によればこのエネルギー域におけるイオンによる電離断面積の不確かさは 20% 程度であるので, 入射エネルギーは少なくとも 200 keV 程度は必要と思われる。これは不純物の存在しない場合で, 不純物による衝突電離を考慮すると必要な入射エネルギーはさらに高くなる。

入射エネルギーがパワーバランスに及ぼす影響を検討した結果を Fig. 2.3.20 に示す。図には 200 と 300 keV の場合が示されている (図中の P_B は入射粒子による融合反応出力である)。入射エネルギーが $n\tau$ と出力に及ぼす影響は小さい。160 keV の場合も計算したが, その結果は同図の両エネルギーの結果に殆んど一致するので図示していない。従ってパワーバランス上は入射エネルギーが 200 keV 前後で大きく変化しても特に問題はないと言える。問題は入射装置の設計に対する影響である。即ち, このような高エネルギー域では中性化効率相当低い上に (200 keV の D^+ に対して $\sim 20\%$) エネルギー依存性が大きい。このため所要の入射パワーを与える入射装置の設計はかなり厳しいものになると思われる (詳しくは第 8 章で述べられる)。設定値の 200 keV は大体の目安として選ばれたものであるが, 入射エネルギーをできるだけ正確に算定することは入射装置の設計にとって重要であるので, 今後温度, 密度および不純物の空間分布の解析を進めて望ましい加熱分布の詳細評価をする必要がある。

2.3.7 燃料供給系に含まれる水素とヘリウムの影響

炉心部および中性粒子入射装置から、未燃焼、中性化されない入射粒子および中性化セルから流出する水素同位体、反応生成物のHeおよび不純物が真空排気系によって排出される。これらの排気ガスは燃料ガス精製装置および同位体分離装置によってDが分離される。この分離されたDは再び入射装置に供給される一方、燃料調整器へ供給されて適正なD T混合比を作り炉心部へ注入される。またブランケットからのTの回収系では、He、不純物および水素同位体と分離されたTが再び炉心部へ供給される（詳しくは第10, 12章参照）。

このようにして炉心部へ注入されるD、Tの純度は精製、同位体分離装置の能力に依存する。D、Tを完全に100%の純度にすることは實際上無理であり、またもともと炉心プラズマ部はある程度の不純物量を許容しているので注入燃料の極めて高い純度は特に必要と思われない。プラズマ側からのD、Tの純度への要求がゆるやかであれば、それだけ各精製、分離装置の設計は楽になる。ここでは、プラズマにとっての不純物としてHeを取り上げ、それが出力および入射パワーに及ぼす影響を調べてみた。またDとTの混合比が50-50%からずれた場合についても検討した。Fig. 2.3.21に結果を示す。図に示してあるHe量は注入燃料中に含まれるもので、反応で生成したHeは含まれていない。注入燃料中の許容不純物量は、他の原因でプラズマ中に蓄積する不純物も合せて考える必要がある。実験炉で設計上想定している不純物量から、パワーバランス上は~1%のHおよび~0.5%のHeは許容されよう。またパワーバランス上これに相当するDあるいはTの濃度の変化は約5%である。

（東稔達三）

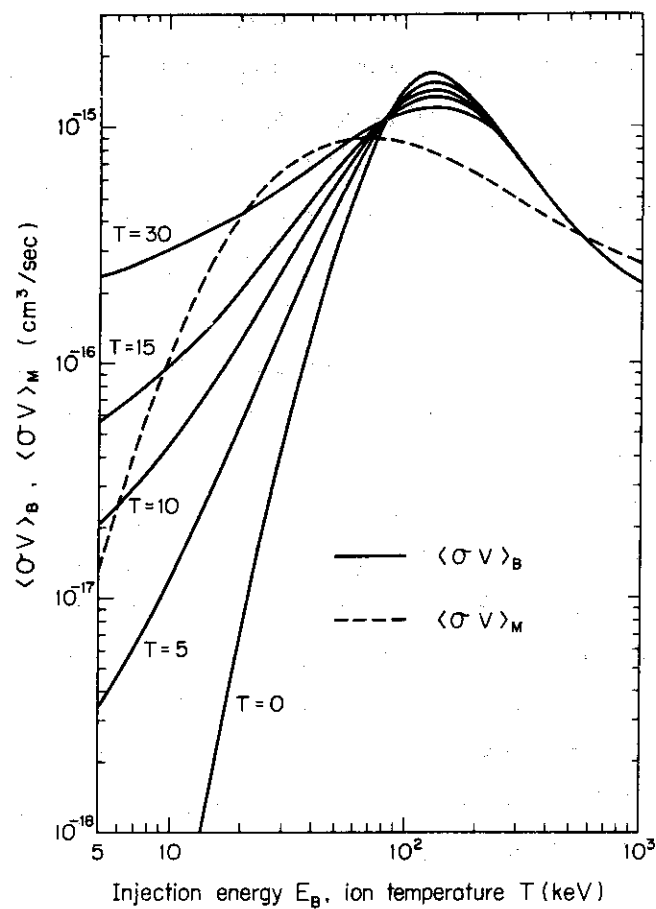


Fig. 2.3.2 Reaction-rate coefficients for $T(D, n) He$
 $\langle \sigma v \rangle_M$: double-Maxwellian averaged
 $\langle \sigma v \rangle_B$: beam-Maxwellian averaged

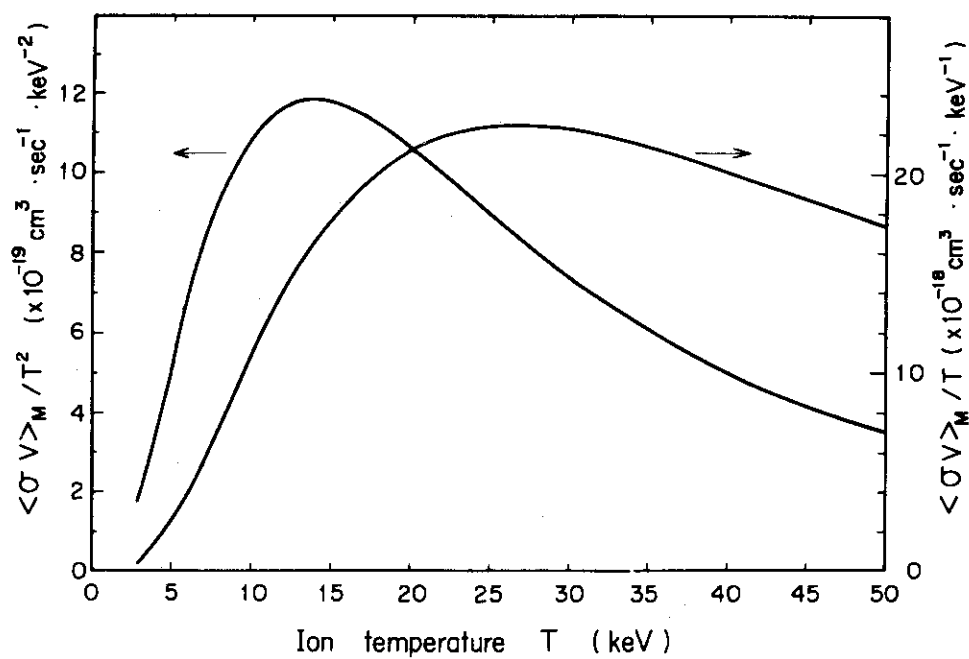


Fig. 2.3.3 D-T reaction parameters as a function of ion temperature

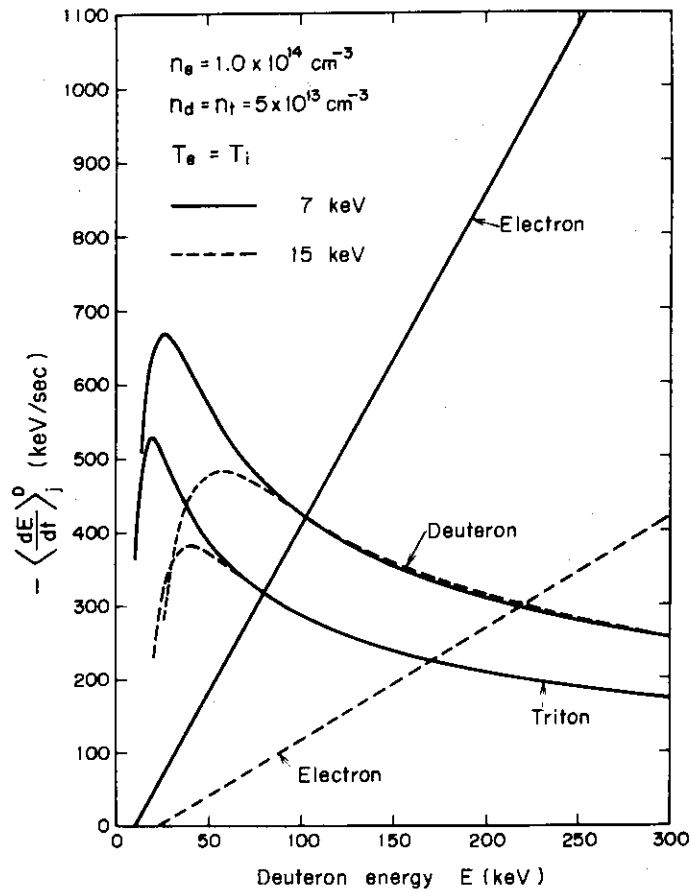


Fig. 2.3.4 Rate of change of kinetic energy for an injected deuteron

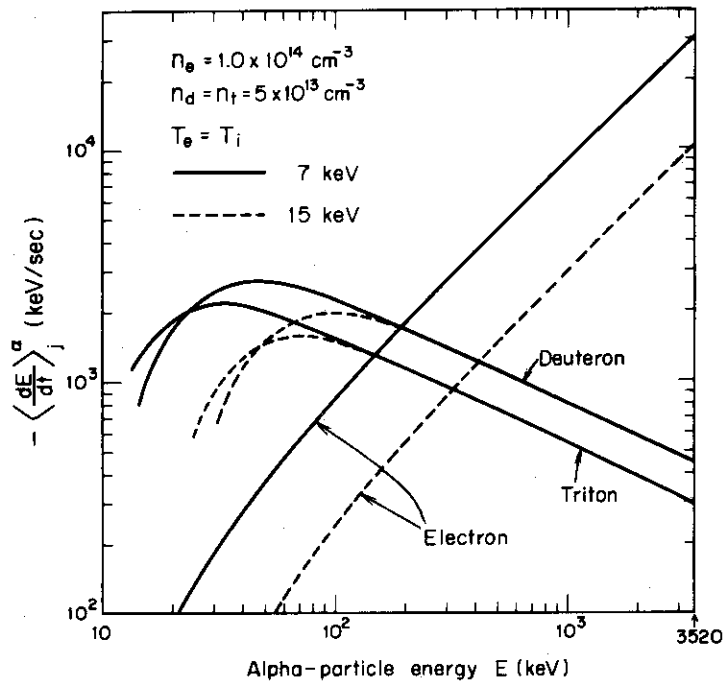


Fig. 2.3.5 Rate of change of kinetic energy for the alpha particle generated by D-T reaction

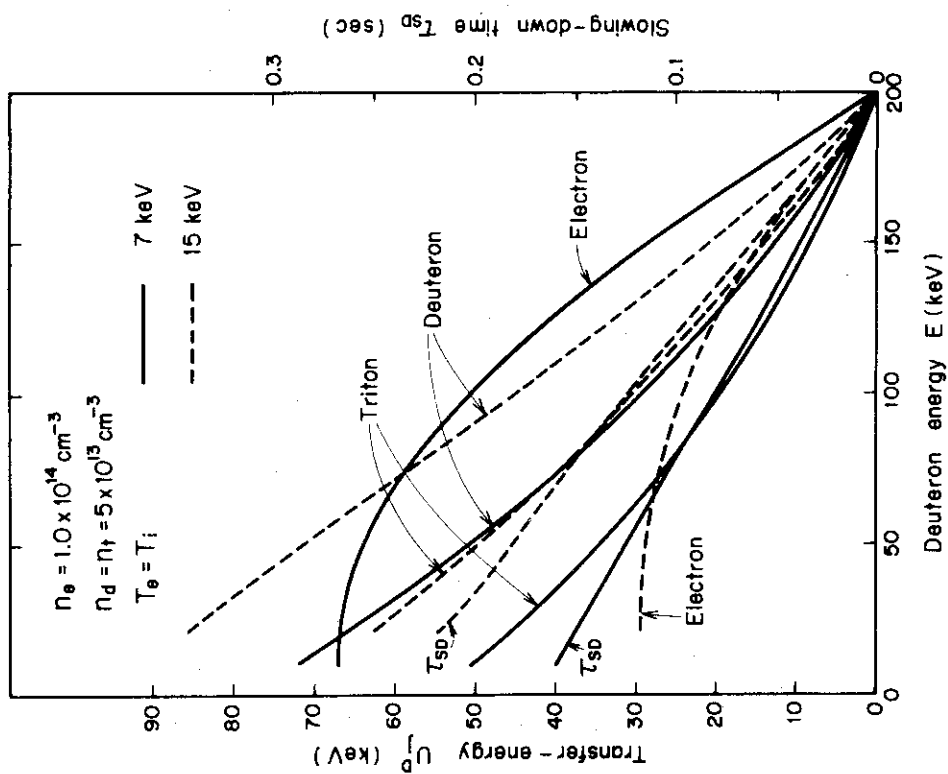


Fig. 2.3.6 Energy transfer and slowing-down time for the deuteron injected with 200 keV

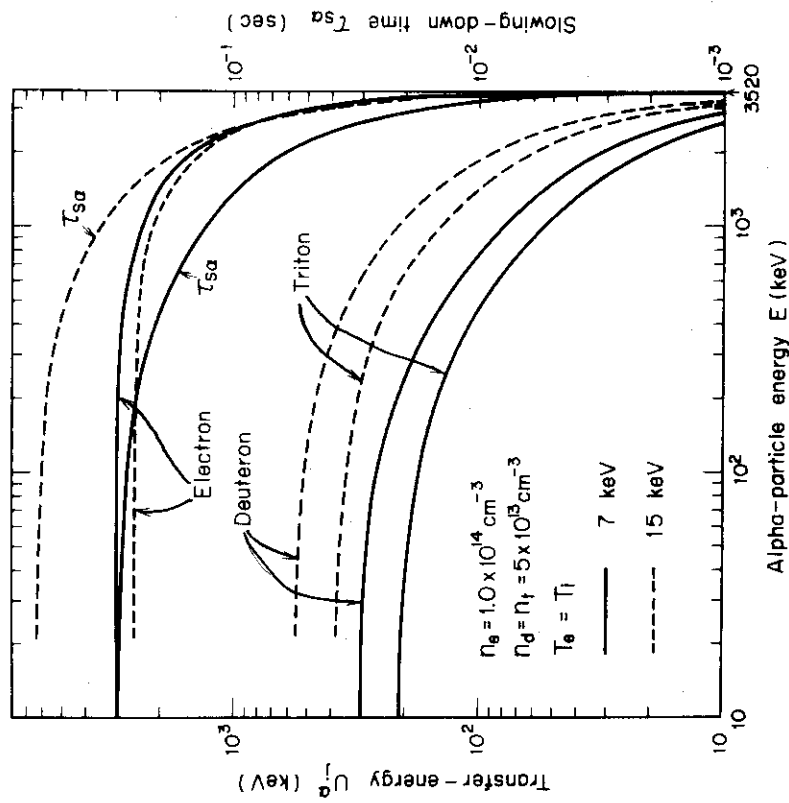


Fig. 2.3.7 Energy transfer and slowing-down time for the alpha particle generated by D-T reaction

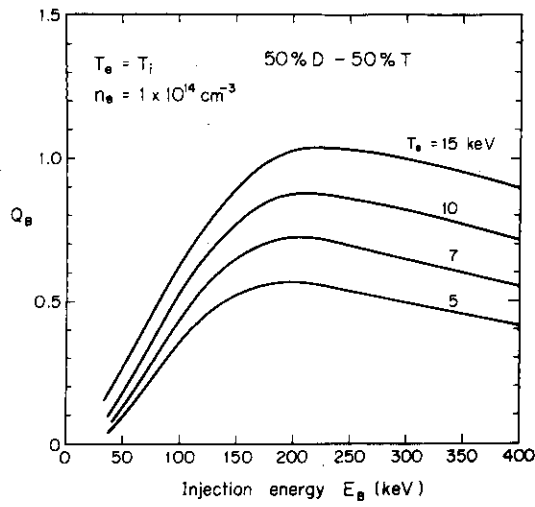


Fig. 2.3.8 Energy-multiplication factor as a function of injection energy

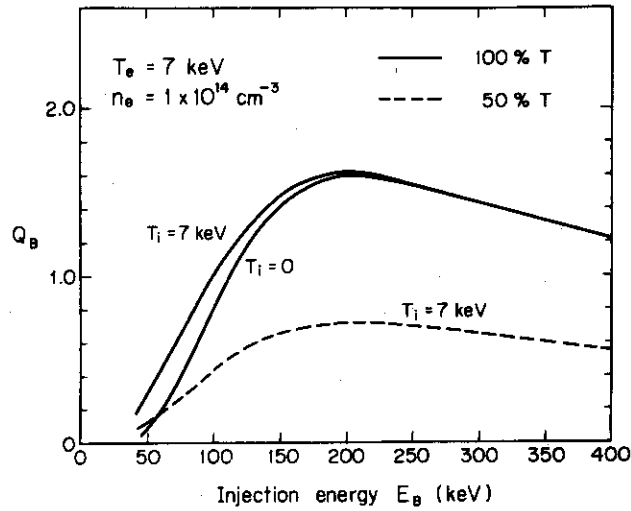


Fig. 2.3.9 Energy-multiplication factor $T_e = 7 \text{ keV}$

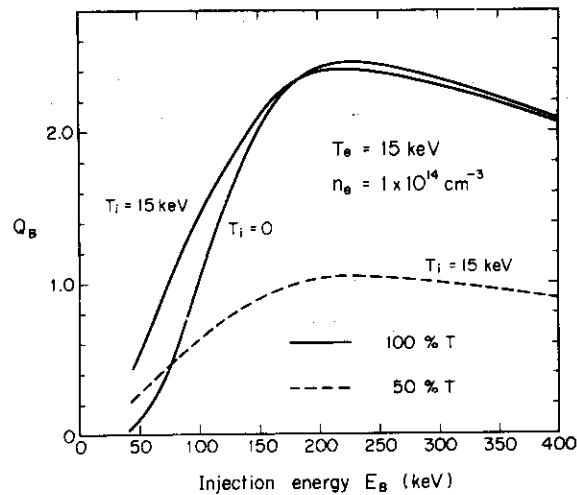


Fig. 2.3.10 Energy-multiplication factor for $T_e = 15 \text{ keV}$

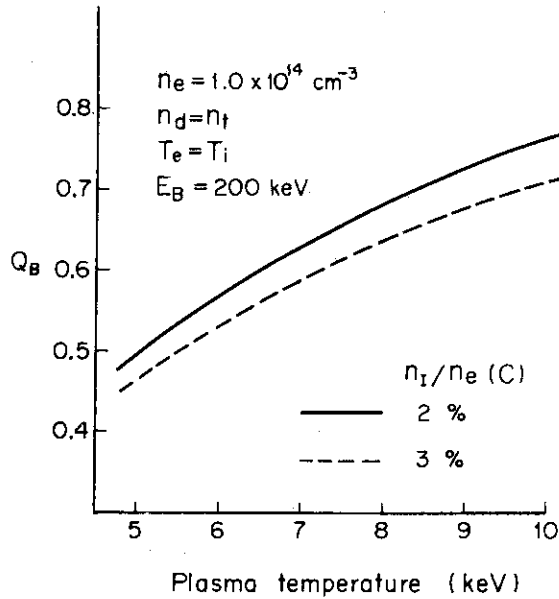


Fig. 2.3.11 Energy-multiplication factor as a function of plasma temperature in case of impurity present

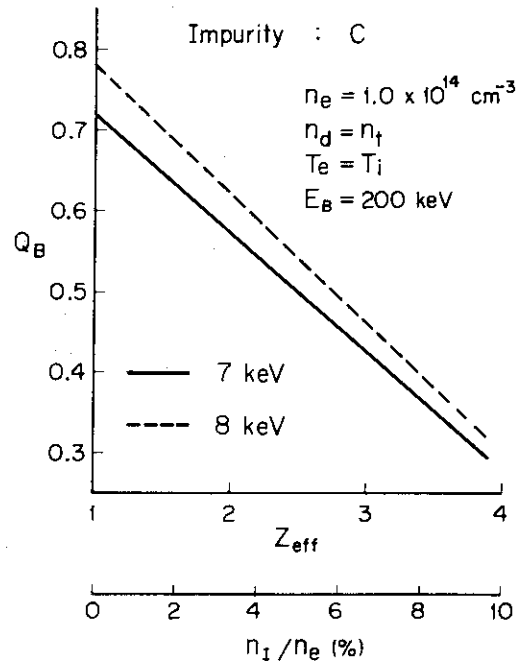


Fig. 2.3.12 Energy-multiplication factor as a function of Z_{eff}

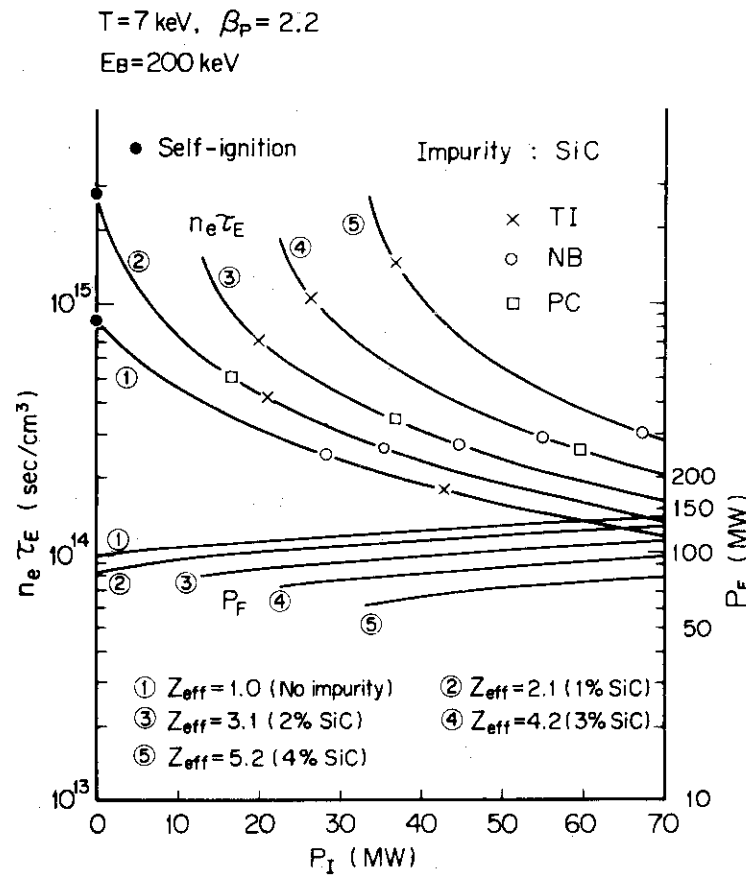


Fig. 2.3.13 Relations among $n\tau$, injection power and fusion power at different impurity concentrations for $T = 7 \text{ keV}$

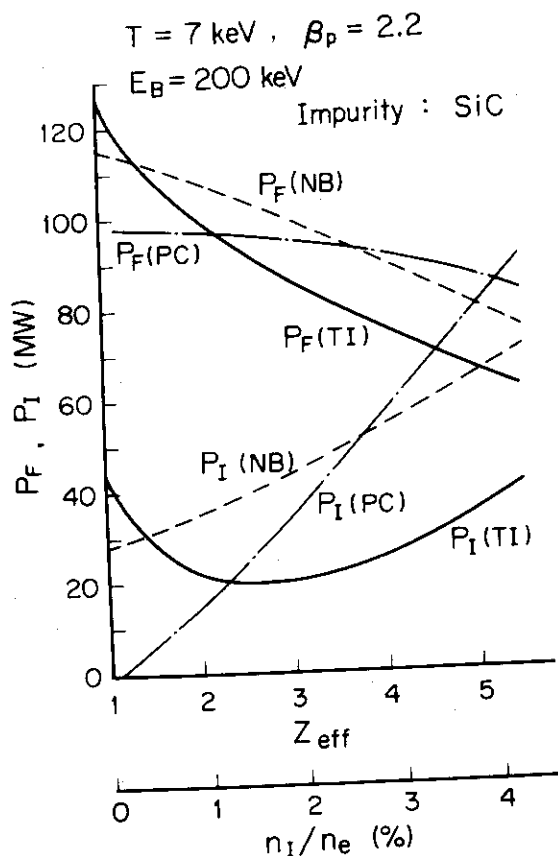


Fig. 2.3.14(a) Fusion power and injection power at n_I -values predicted by each scaling law ($T=7 \text{ keV}$) (SiC impurity)

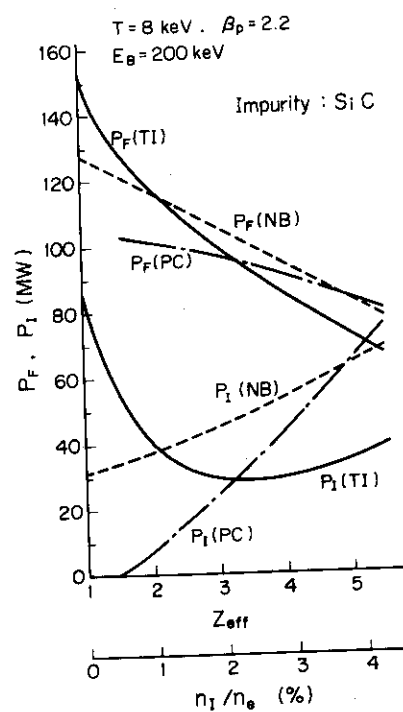


Fig. 2.3.14(b) Fusion power and injection power at n_I -values predicted by each scaling law ($T=8 \text{ keV}$) (SiC impurity)

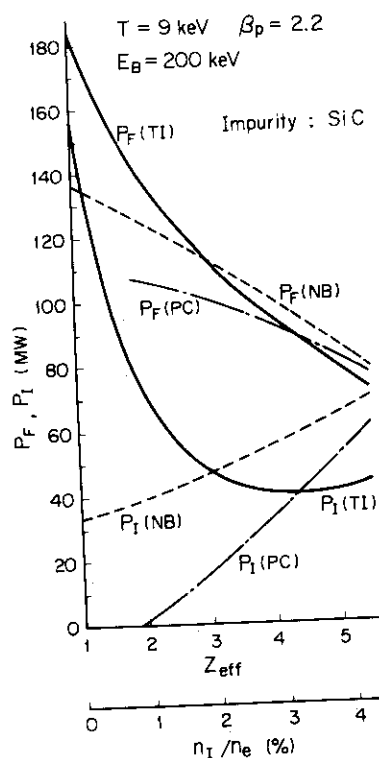


Fig. 2.3.14(c) Fusion power and injection power at n_I -values predicted by each scaling law ($T=9 \text{ keV}$) (SiC impurity)

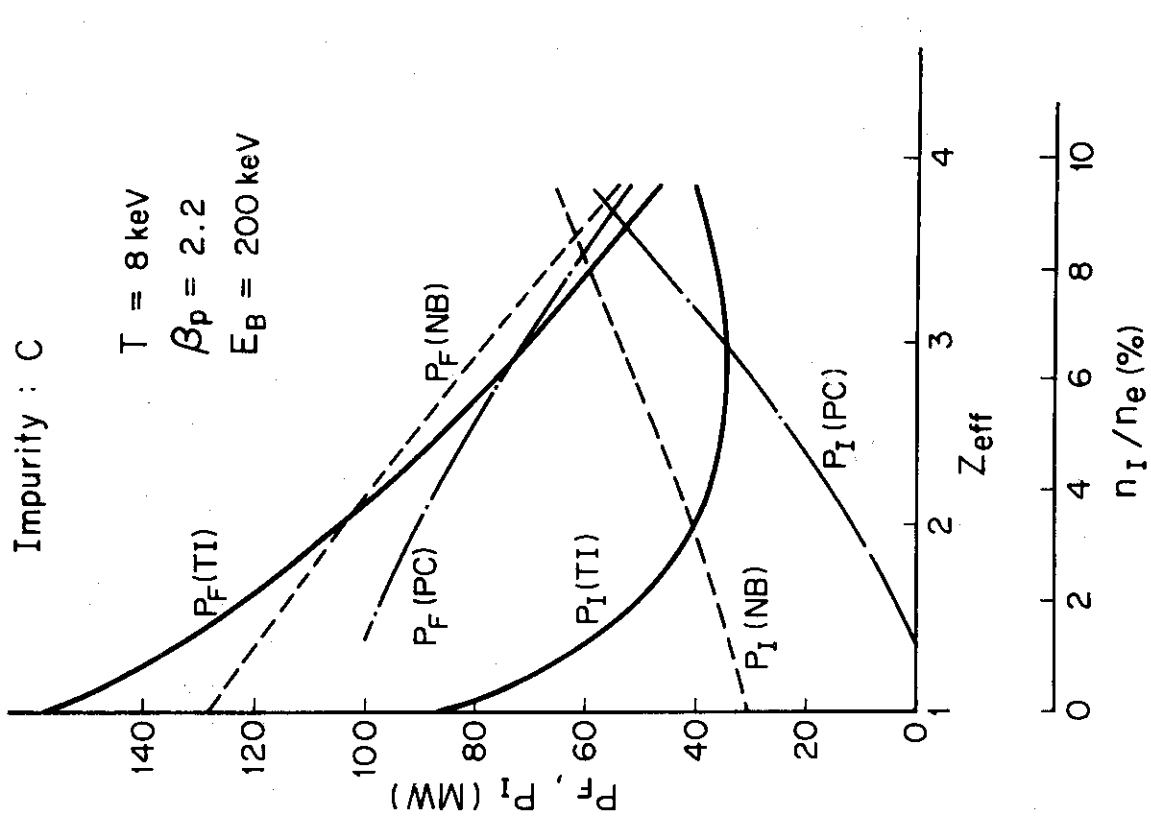


Fig. 2.3.15(b) Fusion power and injection power at n_I -values predicted by each scaling law ($T=8 \text{ keV}$)(C impurity)

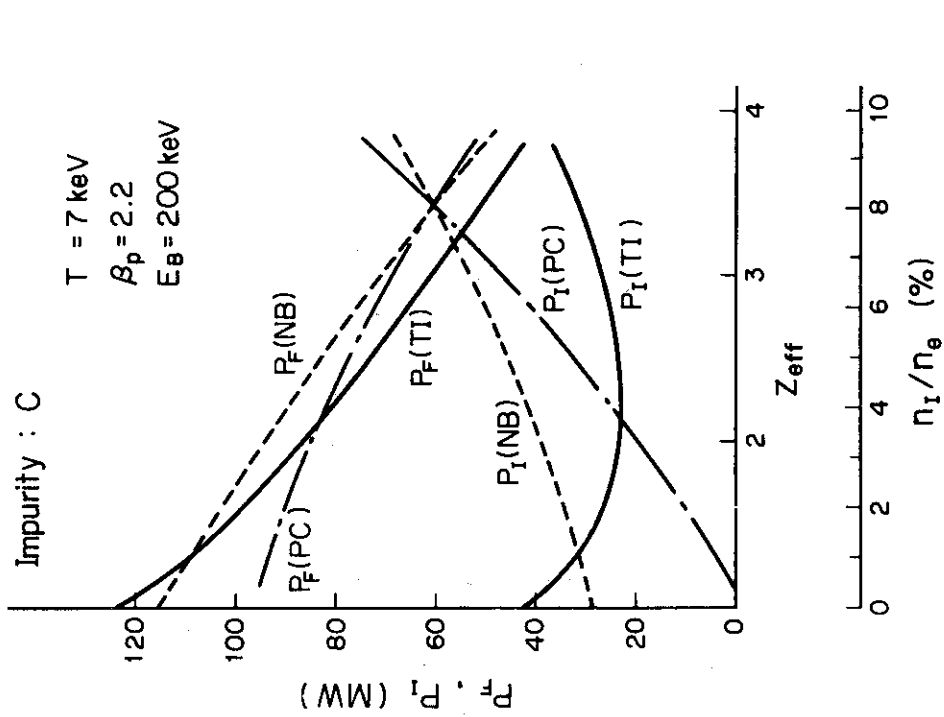


Fig. 2.3.15(a) Fusion power and injection power at n_I -values predicted by each scaling law ($T=7 \text{ keV}$)(C impurity)

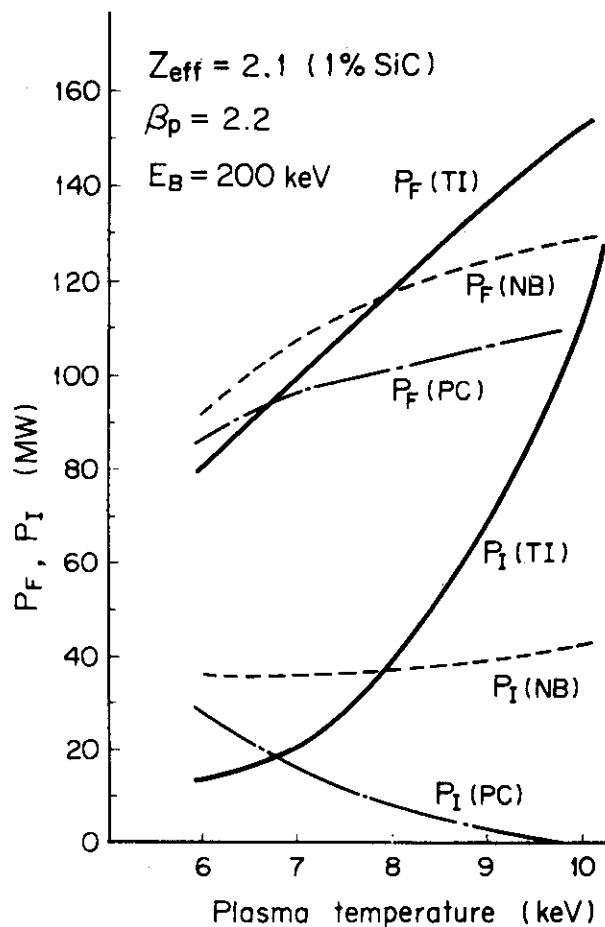


Fig. 2.3.16 Fusion power and injection power as a function of temperature for each scaling law (1% SiC impurity)

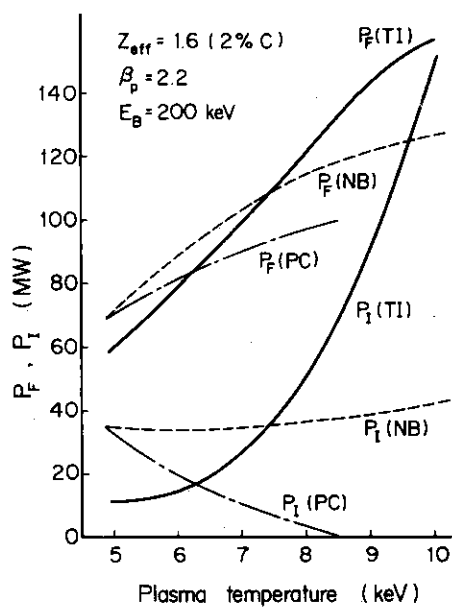


Fig. 2.3.17 Fusion power and injection power as a function of temperature for each scaling law (2% C impurity)

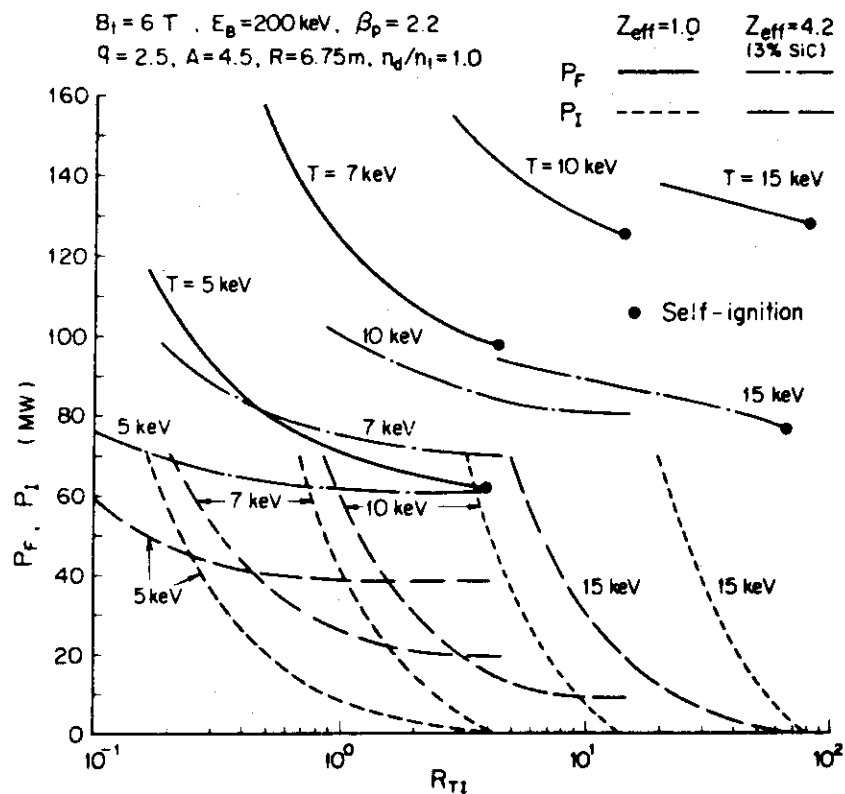


Fig. 2.3.18 Influence of the ratio R_{TI} on injection power and fusion power for different temperatures (R_{TI} : Ratio of required $n\tau$ to $n\tau$ predicted by trapped-ion mode).

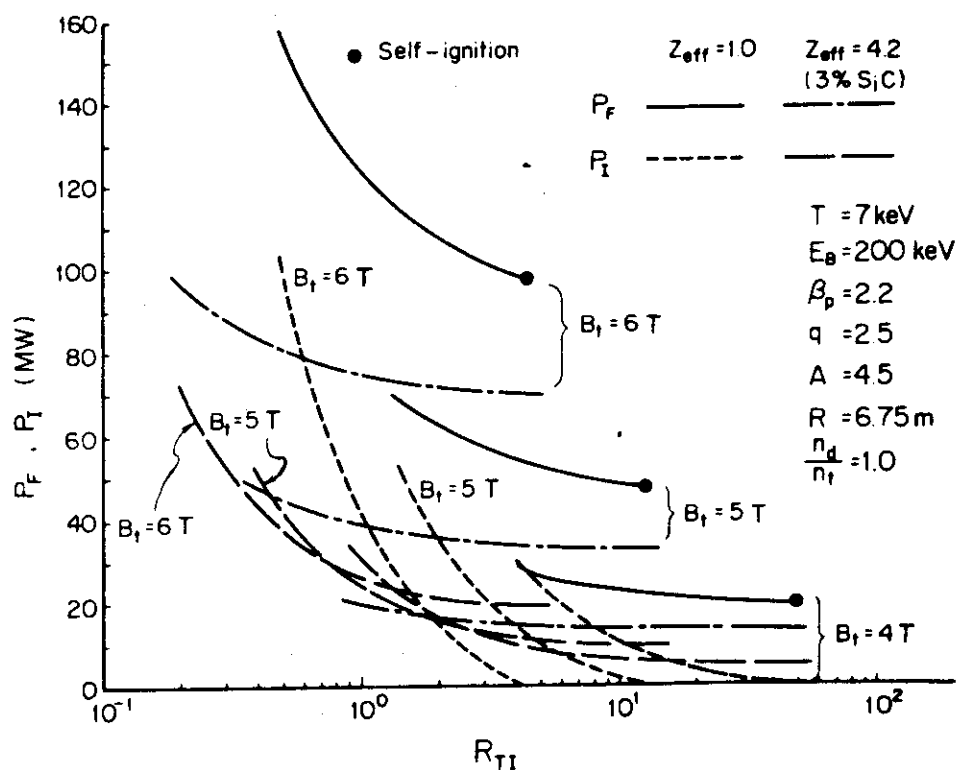


Fig. 2.3.19 Influence of the ratio R_{TI} on injection power and fusion power for different values of B_t .

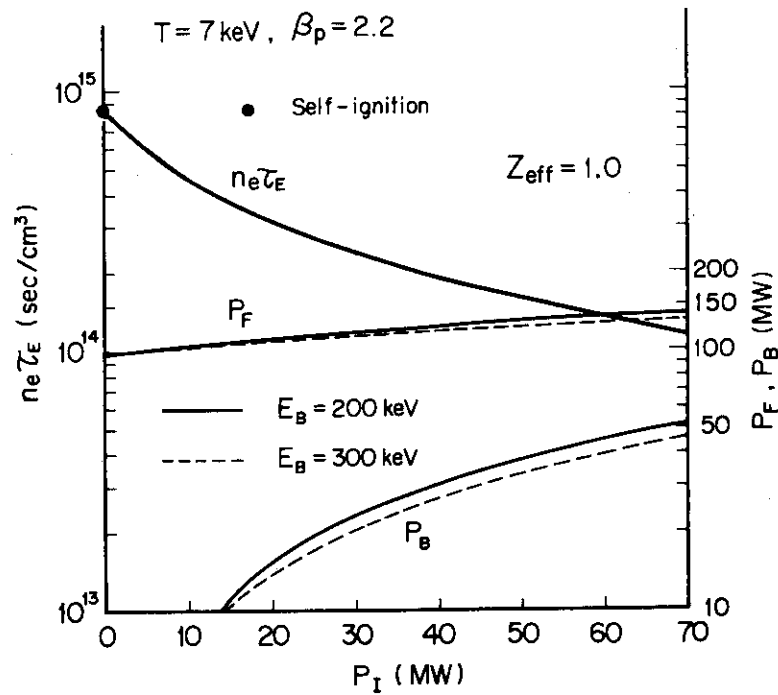


Fig. 2.3.20 Effect of injection energy on $n\tau$ and fusion power ($Z_{\text{eff}} = 1.0$, $T = 7 \text{ keV}$)

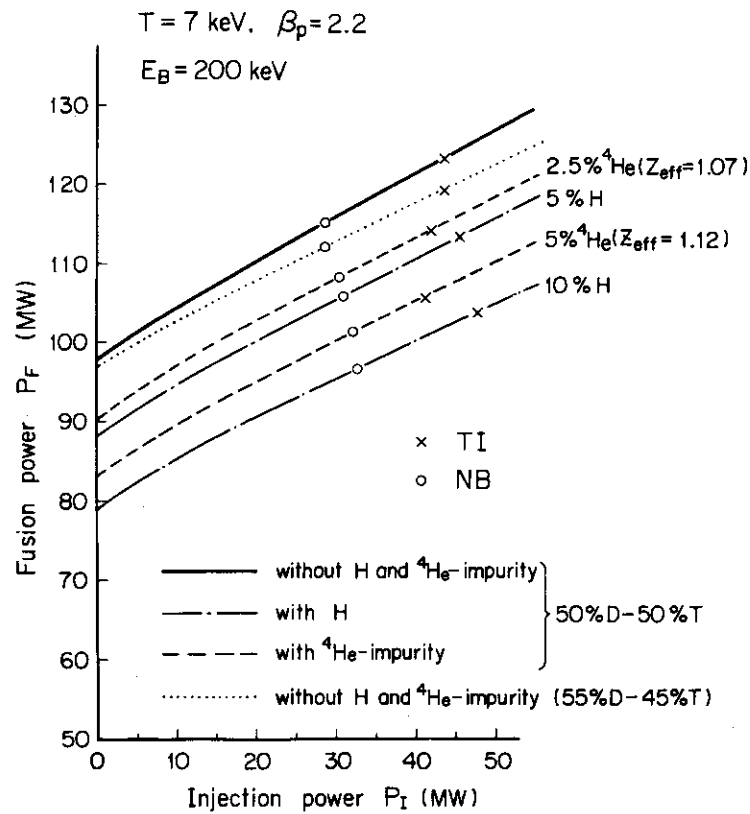


Fig. 2.3.21 Effect of hydrogen and alpha atoms as an impurity on fusion power and injection power

2.4. 炉心への燃料補給

2.4.1 はじめに

トカマク型核融合炉に燃料を注入し、プラズマ密度を定常に保つ方法としては、これまでベレット入射、中性粒子入射、クラスター入射等が考えられている。しかし何といつてももっとも単純な方法はプラズマの囲りから中性ガスとして入れる方法である。その理由は前者では大がかりな燃料注入装置を必要とするのに対し、後者は注入口と流量制御装置等があれば良いからである。

それでは何故前述のような方法が考えられているかという、前に述べた方法は燃料を大きな塊りとして入れるか加速として入れることによりプラズマ中心部へ燃料を注入できるのに対し、後者ではプラズマ表面近くで電離されてしまつて中心部へ燃料を補給することはできない。その結果何が困るかを考えて見ると、第1にプラズマ中心部は古い燃料ばかりになってしまう。反応が進むと反応生成物である α 粒子ばかりになってしまうかと言うことが考えられる。しかしプラズマはガス状のものであるので中心部のプラズマと外から入って来た新しい燃料は当然相互拡散で混じり合う。実際イオン-イオンの拡散は古典的拡散でも結構速いものである。

第2の問題としては中性ガスがプラズマ表面近くに入ってくると、荷電交換反応を起こし高速の中性粒子を作り、これが第1壁をたたき不純物流入の原因とならないかという問題である。これは確かに重大な問題であり第3章において検討を行ないたい。第3の問題としては、プラズマ表面近くへ燃料を入れると、これまでのトカマク実験等で得られている様なプラズマ中心部で密度が高く表面へ向って滑らかに減少する密度分布例えば $(1-r^2/a^2)^n$ ($n=1\sim 2$) に比例した分布は得られない。むしろプラズマ内部ではほぼ一様分布、表面で急激に減少する密度分布となる。そのことは注入効率が悪くて入った燃料がすぐ外へ失なわれてしまうことを表わしている。しかし特別な注入法をとっている訳ではないので注入効率は悪くてもかまわない。むしろ表面に入ってはすぐに出て行く中性ガス(あるいはプラズマ)によってプラズマ表面を冷却して不純物の流入を軽減できないかというのがここで述べる方法の目的である。⁽²⁶⁾

ところでプラズマの周囲に中性ガス層を置く方法にはガス・ブランケットと呼ばれる概念がある。⁽²⁷⁾ もっとも極端な場合には、中性ガスによって高温プラズマと圧力平衡を作るガスによるプラズマ閉じ込め法すなわちガス絶縁 (Gas Insulation) と呼ばれる方法がある。⁽²⁸⁾ またプラズマは磁場によって閉じ込めるがそのまわりを中性ガスで囲み、プラズマと壁との接触を防ぐ Lehnert その他の人達により検討されているガス・ブランケット (Gas blanket) の概念もある。しかし中性ガスによって荷電交換で発生した高速中性粒子を減速しブランケットの効果を発揮するためには中性ガス密度はかなり高いものでなければならない。我々の試算ではトカマクプラズマの密度平衡を作るためには中性ガス密度はかなり希薄なものでなければならず、しかもプラズマ周囲を一樣に中性ガスで囲むことは希薄なガスでは不可能に近いと思われる。この様な理由からいわゆるガス・ブランケットはピンチ型の装置の様な高密度プラズマでない⁽²⁹⁾と応用できないのではないかと考えている。

ガス状の燃料補給で予想される他の問題として、プラズマ表面領域が冷却されるとプラズマ径が減少する収縮あるいは熱的不安定性の様な現象が起こるのではないかと考えられる。極端な

場合にはだんだん高温領域が減少して全体が冷えてしまうかも知れない。この問題はFurthがジュール加熱トカマクについて提案した熱的不安定性と同様な現象であり、⁽³⁰⁾ 前者は径方向のモード数1の後者はモード数0の不安定に対応する。

核融合反応の起こるプラズマについての熱的不安定性については大和等によって調べられた。⁽³¹⁾ 非常に簡単なモデルについてプラズマ表面で燃料を注入した場合についても検討したが、結局不安定となるのはモード数0のものでとも不安定な場合には燃料を入れる場所が表面でも、中心部でも不安定であることがわかった。また、2.4.3の計算の結果も熱的な安定平衡の存在を示している。

また、以前はプラズマの収縮がq値を低下させMHD的不安定性を起こすためプラズマ密度に上限があると考えられていたが、最近の加熱パワー密度の高いプラズマではプラズマ生成後ガスを導入することによってプラズマを不安定にすることなく密度上昇が可能となっている。⁽³²⁾

2.4.2 計算法

プラズマの温度、密度について定常状態が存在するかどうか、そのときのプラズマ内の中性粒子分布がどの様になるか、プラズマ外へはどのようなエネルギーの中性粒子がどれだけ放出されて来るか等調べてるため数値計算を試みた。計算の方法はプラズマについては粒子の拡散方程が、エネルギーについては熱伝導方程式、中性粒子については流れの式を円柱対称プラズマについて同時に解き径方向分布を求めた。

使用した計算式は次の如きものである。

$$\frac{\partial n_f}{\partial t} = D_f \frac{\partial^2 n_f}{\partial r^2} + \left(\frac{D_f}{r} + \frac{\partial D_f}{\partial r} \right) \frac{\partial n_f}{\partial r} + S_f \quad (2.4.1)$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = D_\alpha \frac{\partial^2 n_\alpha}{\partial r^2} + \left(\frac{D_\alpha}{r} + \frac{\partial D_\alpha}{\partial r} \right) \frac{\partial n_\alpha}{\partial r} + S_\alpha \quad (2.4.2)$$

$$\frac{\partial n_{ni}^\pm}{\partial t} = \pm \frac{1}{4} v_{ni} \frac{\partial n_{ni}^\pm}{\partial r} + S_{ni}^\pm \quad (2.4.3)$$

$$3 n_t \frac{\partial T}{\partial t} = 3 K \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + 3 \left[\frac{K}{r} + \frac{\partial K}{\partial r} - \Gamma_t \right] \frac{\partial T}{\partial r} - T \left[2 \frac{\Gamma_t}{r} + 2 \frac{\partial \Gamma_t}{\partial r} - \sum_i \frac{\Gamma_i}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial r} \right] + S_t \quad (2.4.4)$$

$$2 \Gamma_t = \Gamma_\alpha + \Gamma_f + \Gamma_e, \quad \Gamma_e = 2 \Gamma_\alpha + \Gamma_f \quad (2.4.5)$$

$$\Gamma_\alpha = -D_\alpha \frac{\partial n_\alpha}{\partial r}, \quad \Gamma_f = -D_f \frac{\partial n_f}{\partial r}$$

$$2 n_t = n_\alpha + n_f + n_e, \quad n_e = 2 n_\alpha + n_d, \quad (2.4.6)$$

ここで n_f は燃料イオンの密度 (実際には重水素と三重水素各々 50% の混合物を想定している), n_α は α 粒子の密度, n_{ni} は中性粒子の密度 (重水素と三重水素の混合ガスとした), n_e は電子密度, n_i はイオンおよび電子密度の和の $1/2$ を表わしている。 T はプラズマの温度であり, ここでは簡単のため電子温度とイオン温度は区別していない。 D_f, D_α はそれぞれのイオンの拡散係数, K は熱伝導率である。 v_{ni} は中性粒子の熱運動速度であり

$$v_{ni} = \left(\frac{8kT_{ni}}{\pi m_n} \right)^{1/2} \quad (2.4.7)$$

を使用した。 i は異なる温度またはエネルギーを持った中性粒子を区別するために使用した。符号正負は各エネルギーグループにおいて中向きの粒子と外向きの粒子を示すものである。

S_f, S_α, S_{ni} はそれぞれの粒子に対する粒子源を表わし, S_t は熱源を表わす。それらは次式で与えられる。

$$S_\alpha = \frac{1}{4} \langle \sigma v \rangle_f n_f^2 - \langle \sigma v \rangle_\alpha n_e n_\alpha \quad (2.4.8)$$

$$S_f = -\frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle_f n_f - \langle \sigma v \rangle_r n_e n_f + \langle \sigma v \rangle_e n_e n_n \quad (2.4.9)$$

$$S_{no}^\pm = \frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle_r n_e n_f - \langle \sigma v \rangle_e n_e n_{no}^\pm - \langle \sigma v \rangle_{ex} n_f n_{no}^\pm \quad (2.4.10)$$

$$S_{ni}^\pm = \begin{cases} \frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle_{ex} n_f \sum_{i \neq j} n_{nj}^\pm - \langle \sigma v \rangle_e n_e n_{ni}^\pm & (T_i \geq T \geq T_{i-1}) \\ -[\langle \sigma v \rangle_e n_e + \langle \sigma v \rangle_{ex} n_f] n_{ni}^\pm & (T_0 < T \text{ or } T < T_{i-1}) \end{cases} \quad (i \neq 0) \quad (2.4.11)$$

$$S_t = \frac{Q_c}{4} \langle \sigma v \rangle_f n_f^2 - P_b - \frac{3}{2} \langle \sigma v \rangle_{ex} n_f [n_n kT - \sum_i n_{ni} kT_{ni}] - \frac{3}{2} \langle \sigma v \rangle_e n_e [2 n_n kT - \sum_i n_{ni} kT_{ni} + n_n E_i] \quad (2.4.12)$$

S_α については核融合による発生項と再結合損失だけを考慮した。実際には中性ガスに α 粒子が混合してくると中性ガスからの電離による α 粒子の供給も考えなければならないがここでは、核融合反応で発生した α が拡散とつり合って温度によって数%以下の値になることを示すために使用した。

S_f については核融合反応による損失, 再結合損失, 電離による発生を考慮した。 S_n については電離による損失, プラズマ中の異なる領域で起こる荷電交換により損失となったり発生となったりする効果を入れている。また再結合の結果生まれる中性粒子は n_{no} のグループに入れたが, 他のグループへ入れても結果は大きく変わることはないと考えられる。

S_t については第 1 項は α 粒子加熱項でここでは全部がプラズマへ伝達されるものと仮定した。

P_b は制動放射損失である。その他の項は荷電交換反応、電離の際の温度の増減を表わす。

上式中 $\langle \sigma v \rangle_e$ は電離反応の反応率パラメータを、 $\langle \sigma v \rangle_r$ と $\langle \sigma v \rangle_\alpha$ はそれぞれ燃料イオン、 α イオンの再結合の反応率パラメータを表わし、Hinnov⁽³³⁾ によって導かれた式を使用した。
荷電交換については反応断面積のエネルギー依存性を Riviere⁽²²⁾ の式 (E は eV) より

$$\sigma_{ex} = \frac{0.6937 \times 10^{-14} (1 - 0.155 \log_{10} E)^2}{1 + 0.1112 \times 10^{-14} E^{3.3}} \quad (\text{cm}^2) \quad (2.4.13)$$

を仮定しこれにイオンの熱運動速度をかけたもの

$$\sigma_{ex} v_{thi} = \begin{cases} 5.0 \times 10^{-8} T^{1/4} & (\text{cm}^3/\text{s}) \quad (T < 10 \text{ keV}) \\ 2.8 \times 10^{-6} T^{-3/2} & " \quad (T \geq 10 \text{ keV}) \end{cases} \quad (2.4.14)$$

をもって近似した。核融合反応の反応率パラメータは解析的に与えられた式があり、⁽³⁴⁾ 更にこれを高温部について補正した。

$$\langle \sigma v \rangle_f = \frac{3.7 \times 10^{-12}}{[1 + (T/70)^{1.3}] T_i^{2/3}} \exp\left(-\frac{19.2}{T^{1/2}}\right) \quad (\text{cm}^3/\text{sec}) \quad (2.4.15)$$

の式は必ずしも良い近似式とはいえないが、この計算の目的から考え十分として使用した。⁽³⁵⁾

Q_e は核融合反応で発生した α 粒子のエネルギー 3.52 MeV を使用し全部がプラズマ加熱に使われるものとした。制動放射損失 P_b に対しては

$$P_b = 5.35 \times 10^{-31} Z_{\text{eff}} n_e^2 T_e^{1/2} \quad (\text{W/cm}^3) \quad (2.4.16)$$

を使用した。

プラズマの境界条件はプラズマの中心 $r=0$ において

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial n_f}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (2.4.17)$$

とし、プラズマ表面 $r=r_s$ において

$$n_\alpha = n_{\alpha s}, \quad n_f = n_{fs}, \quad T = T_s \quad (2.4.18)$$

として適当な値を使用した。また中性粒子密度に対しては中向きの粒子束に対しては $r=r_s$ において

$$n_0^+ = n_s, \quad n_i^+ = 0 \quad (i \neq 0) \quad (2.4.19)$$

とし、外向きの粒子については $r=0$ において

$$n_i^- = n_i^+ \quad (2.4.20)$$

とおいた。

また $t=0$ における初期分布については適当なプラズマの温度、密度を仮定しその分布に対

応する中性粒子分布を繰返し法で求めた。今回の計算ではまず平衡分布を求めることを主目的としたので平衡分布にできるだけ近いと思われる分布を初期分布として選んだ。数値計算上収束性に多少問題があり、時間きざみをあまり大きくすると不安定性があり、細かくすると計算時間を要するため十分多くの場合について平衡分布を求めること、動的状態の解析等はこれまで十分行われていない。これまでの経験によれば数値的不安定性に遭遇するのはプラズマ密度が平衡分布に近づいて内部が平坦になり、表面で急しゅんな分布となった場合である。その意味では得られた分布は密度に対してはほぼ平均分布となっていると予想される。しかしその状態になったとき既にパワーバランス的に平衡分布になっているかどうかはできるだけ平衡に近い温度分布を初期分布として選ばないと保証できないことになる。

2.4.3 計算結果

(1) プラズマ分布および中性ガス分布

計算に使用したモデルは原研のトカマク型実験炉の第1次予備設計におけるプラズマである。プラズマの主半径は6.75m、副半径は1.5mであり、プラズマの平均温度7keV、密度 $1.1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、反応当たりの発生エネルギーを17.6MeVとしたとき熱出力100MWを目標とした自己点火状態にない炉である。⁽²⁾ $Z_{\text{eff}}=2$ を仮定したとき、Kadomtsevの捕獲イオン不安定性による異常拡散を仮定したとき、⁽³⁾ $\tau_E = a^2/4D$ により求めた閉じ込め時間は3.6秒であり、プラズマのパワーバランスを保つためには約22MWの入射加熱が必要となる。

以上はポイントモデルによって求めた結果であり、径方向分布を考慮したプラズマではそのままは成立しない。ここではまず入射加熱は20MWと固定し、プラズマ密度は $1.1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ に近くなる様にプラズマの囲りの中性ガス密度を決めた。その際粒子の拡散係数は適当な値に予め設定した。拡散係数を変化すると同じプラズマ密度を得るのに必要な中性ガス圧が変化するため、拡散係数と中性ガス圧について何組かの場合の計算を行った。ここでは簡単化のため拡散係数、熱伝導率共その温度、密度依存性を無視した。その場合には密度を一定に保っておくとプラズマのパワーバランスが拡散係数Dにはほとんど依らず熱伝導率Kのみで決まるためパラメータの選定が比較的容易となった。次に熱伝導率については温度を決めるよりは、炉の熱出力が、入射加熱20MWのときほぼ100MWとなる様に熱伝導率を決めた。その結果得られた平均温度は7keVより小さい値を示している。

α 粒子分布については特に求める必要もないと思われたが、 α 粒子は燃料イオンと同じ拡散係数を持つものとして一応分布を求めた。しかし中性ガス中の α 粒子の密度は零としたので外部からの再注入は無視されたため実際の運転時の密度よりも低い値となった。その点については(2)で検討する。またこの計算コードでは不純物分布を求める様にはなっていないが、燃料イオンに対しある一定の割合の不純物があるとしてその制動放射損失も考慮した。

まずFig. 2.4.1 aはプラズマ周囲の中性ガス温度と0.1eVと低い場合について必要な中性ガス密度を求めたものである。この場合粒子の拡散係数 $0.2 \text{ m}^2/\text{s}$ に対して中性ガス密度 n_{ng} が 10^{13} cm^{-3} ととると電子密度がほぼ $1.1 \times 10^{14} / \text{cm}^3$ となり、しかもプラズマ内の密度分布はほぼ一様で、プラズマ表面で急激に減少していることがわかる。プラズマの表面での値は $10^{12} / \text{cm}^3$ と仮定した。一方熱伝導率Kは、 $K/n_e = 0.23 \text{ m}^2/\text{s}$ とおくことによって、熱出力が

100MWに近い92.5MWとなり、そのときの平均温度は6 keVとなった。プラズマの表面温度は10 eVと仮定した。

Fig. 2.4.1 bの方は中性ガス密度の分布を示す。特にプラズマ表面付近では密度変化が激しいためその部分を拡大して示した。 $n_0 \sim n_4$ は異なるエネルギーに対応しており、 n_0 はプラズマ周囲のガスと同じもので0.1 eVである。その他の粒子はプラズマを温度10~100 eV, 100 eV~1 keV, 1 keV~5 keV, 5 keV以上の4グループに分けその各々の領域で発生した中性粒子をそれぞれ50 eV, 500 eV, 2 keV, 7 keVと仮定し、その密度を $n_1 \sim n_4$ とした。

次に中性ガス密度がプラズマへ及ぼす効果を調べるために、プラズマの密度は一定のまま中性ガスを増加できるように拡散係数も同時に変化した。プラズマ密度が変わると核融合反応の割合も変化し、したがって温度も変化するといった状態ですべてが変ってしまつて中性ガスの効果がわからなくなるためである。同じプラズマ密度を保つために必要な中性ガス量は粒子拡散係数にほぼ比例していることがわかったのでFig. 2.4.2には、拡散係数が $2\text{ m}^2/\text{s}$ の場合と $0.2\text{ m}^2/\text{s}$ で中性ガス密度が 10^{14} cm^{-3} と 10^{13} cm^{-3} に対する2例について温度、密度、中性ガスの分布の比較を示した。プラズマ周囲の中性ガス温度は前例と同じ0.1 eVである。中性ガスの効果として顕著に現われているのは中性ガスの密度が高い場合にはプラズマ表面領域において中性ガスの冷却効果のため低くなっていることである。しかしプラズマの中心部では中性ガス量による冷却効果は現われていない。その理由は中性ガスの侵入距離がプラズマの表面に限定されていること、プラズマの中心部の熱損失は、したがって熱伝導によって決まっているためである。

Fig. 2.4.1 bに示した如く中性ガスの大部分はプラズマの表面の薄い層で電離されてしまつて中心部へは入って行かないことがわかる。しかし問題は中性原子のエネルギーがどんな値を持つかである。もし平均エネルギーの高い中性原子が発生するとその中性粒子はプラズマ中心部へ侵入することができ中心部で荷電交換をして多くのエネルギーをプラズマ外へ運び去るし、壁のスパッタによる不純物の発生を引き起こす。Fig. 2.4.1では中性ガスの温度は壁の温度に近いと思われる0.1 eVを仮定したがFig. 2.4.3~Fig. 2.4.5では、 D と K/n_0 は同じ値とし、プラズマ密度もほぼ同じ $1.1 \times 10^{14}\text{ cm}^{-3}$ となる n_{ns} を求めながら異なる中性ガス温度に対するプラズマの温度、密度、中性ガス分布を求めた。 D の値は $2\text{ m}^2/\text{s}$ に固定し、中性ガス温度 T_n を0.1, 1.0, 10 eVの3通りとした。

中性ガス温度が0.1 eVのときにはプラズマ周囲の中性ガス密度 n_{ns} は 10^{14} cm^{-3} を必要としたのに対し、1 eVでは約 $2 \times 10^{13}\text{ cm}^{-3}$ 、10 eVでは約 $3 \times 10^{12}\text{ cm}^{-3}$ で十分であることがわかった。プラズマ表面の中性粒子束は $n_{ns} \sqrt{T_n}$ に比例するはずであるので、表面から入る中性粒子束は一定ではなく温度の上昇と共に減少する方向にあることがわかる。その理由は温度が高い方が透過距離が大きくなりプラズマ内部で電離されるため燃料補給の能率が高くなるためと思われる。またこのことは入射中性ガスの温度の高いこと、中性ガスが広い領域に拡がることとも考え合せれば、中性ガスによるプラズマ表面の冷却効果を落す傾向になるものと予想される。プラズマの温度分布には確かにその傾向は現われている。しかし第1壁へ達する高エネルギー成分の中性ガスは必ずしもそれほど増大する訳ではない。その理由は表面から入る中性粒子束も減少しているからである。

(2) 不純物量制御の可能性

これまでの検討はプラズマの周囲の中性ガス圧を一定とすればプラズマの密度が一定に保たれることを示している。したがってプラズマから放出されたイオンまたは中性粒子がリミターとか第1壁とかに吸い込まれてしまわなければ中性ガス密度も一定になり、注入も排気もしなくてもプラズマは燃料のリサイクルによって一定密度となる。異なるプラズマ密度での定常状態を作ることは、プラズマと中性ガスを含めた系内の原子数を変えることに対応している。

実際のプラズマでは、燃料のリサイクルの過程でプラズマが壁をたたくと不純物が発生したり、核融合反応で α 粒子が発生しプラズマが汚れてしまう、したがってリサイクルの途中で一部のガスを取り出し、不純物を除去して再注入する過程が必要となる。リサイクルをしている燃料の一部をとり出すことが実際に可能かどうかは問題と考えるかも知れない。しかし上述の計算では中性ガス密度が一様な場合でも中性ガス密度は $10^{13}/\text{cm}^3$ 前後ありそうで、これはガス圧にして 10^{-4} torr 以上であるので十分排気は可能と思われる。 10^{-4} torr 以上の圧力となったことに対して疑問を感じるかも知れない。プラズマは非常に大きな排気速度をもった一種のポンプでありプラズマ表面から入って来た原子はすぐに電離されてプラズマとなってしまうのではないかの疑問である。それに対する答としては確かにプラズマは大きなポンプとしての作用を持つ。しかし電離されたプラズマが失なわれることがなければどんどん密度が上昇し、まわりの中性ガスはどんどん減少しもっと低い中性ガス圧での平衡ができるはずである。数値計算の結果はその様にはなっていない。その理由は一方で排気をしながら一方でプラズマの損失も大きいからである。ガスによって燃料を補給した場合密度勾配はプラズマ表面にだけありその部分では密度勾配も大きく電離されてできたプラズマの大部分はすぐにリミターへ運ばれ再結合するからである。

プラズマ内の不純物レベルをある値以下に保つためにはどの程度のガスを循環すれば良いかを評価しておきたい。プラズマ内の不純物の割合は壁で発生する不純物と、外部から供給される燃料ガスの量（すなわち燃料ガスの循環量）の比と等しいと仮定する。恐らくプラズマのまわりの中性ガスではこの仮定は正しいと思われるが、プラズマ内においては不純物の内向き拡散等があると成立しない可能性がある。しかしプラズマ表面の低温領域では温度の低いこと、密度勾配の大きさからプラズマは不安定であり異常拡散により支配されており、新古典論で予想されている様な内向き拡散は存在しないと予想される。したがってプラズマ内の不純物の割合はプラズマ周りの中性ガス中の割合に等しく、更に壁からの放出量と燃料補給量の比と等しいと考える。

次に壁からの不純物発生量の評価をしたい。不純物はプラズマのイオンがリミターにあたるか、荷電交換で発生した中性原子が第1壁をたたいたときスパッタで発生するものを考える。このモデルのプラズマではプラズマの表面温度は10 eVと低く、また荷電交換で発生した中性粒子も多くは10~100 eV 付近にある。この温度領域のスパッタ比のデータはほとんど存在しない。ここではCohenによって導かれた実験値をもとにした式を使用する。^(36, 37)

スパッタ比は

$$S(E) = \frac{4 S_{\max} (E - E_c)^{3/2} E_{\max}^{1/2}}{(E_{\max}^2 + 3E^2)} \quad (2.4.21)$$

で与えられる。Eはスパッタを起こす粒子のエネルギー， E_c ， E_{max} ， S_{max} は照射を受ける材料，照射する粒子の種類によって決まる量である重水素，三重水素のスパッタ比はそれぞれ水素の1.5倍，3倍と仮定し50%ずつのD，T混合プラズマについて求めたスパッタ比はFig. 2.4.6の様になる。

またプラズマへ入射される中性粒子束は，中性ガス温度を T_n ，密度を n_{ns} とすると，

$$\phi_f = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8kT_n}{\pi m_n}} n_{ns} A_p = 9.88 \times 10^{11} n_{ns} \sqrt{T_n} \quad (2.4.22)$$

m_n は中性ガスの質量でここではDとTの混合ガスとし平均値として質量数2.5とした。 A_p はプラズマの表面積であり，主半径6.75m，副半径1.5mであるので約400m²である。(2.4.22)式は n_{ns} (cm⁻³)， T_n (eV)単位で表わした。 n_{ns} が 10^{14} cm⁻³， T_n が0.1 eVの例では 3.1×10^{25} s⁻¹となる。

プラズマ表面から注入される粒子束は全部電離されるか，または荷電交換して壁へ達する。電離されてプラズマとなったものも核融合反応で α 粒子となるのは極めてわずかで大部分はリミターへ達する。荷電粒子の方はプラズマ表面に沿ってリミターへ達する。一方荷電交換した方の原子は第1壁へ達することになる。前者はプラズマの表面温度に等しいと考えるのが妥当と思われるが，後者は荷電交換をした場所によって異なるエネルギーをもって壁へ達する。ここでは4種のエネルギーで代表させ荷電交換した中性粒子を4グループに入れ，プラズマ表面より放出される粒子束を(1)の数値計算によって求め，更にスパッタ比を掛けて不純物発生量の評価をする。

Table 2.4.1は4種の異なる条件下で求めた中性粒子およびイオン束を表わす。(a)は各エネルギーでの粒子束，(b)は粒子束を求めたときの条件を表わしている。表の中で10 eVのエネルギーに対応するのがリミターへ達する粒子束である。ここでは(2.4.22)式で求めた粒子束は荷電交換で放出される粒子束よりもはるかに多く大部分が電離されていることに対応しており ϕ_f の値そのものをリミターへの粒子束とした。

Table 2.4.2は，Fig. 2.4.6のスパッタ比とTable 2.4.1の粒子束より求めた不純物の発生率を，C，Fe，Moを第1壁および，リミター材料として利用したときに放出される量を示したものである。計算に使用したのはTable 2.4.1のCase 3の場合である。

Table 2.4.1の第1壁，リミターへの粒子束は，ガスによって燃料補給を行ったため非常に大きなものとなっている。しかしFig. 2.4.6に示すようにスパッタ比は10～50 eVでは非常に小さくなるため不純物の発生量はそれほど大きくないことがわかる。特にMo等の金属ではスパッタを起こすエネルギーの“しきい値”がありその値が50 eVであるため不純物の発生は小さくなっている。Cの場合の計算式では“しきい値”は5 eVである。

次の問題はプラズマ内の不純物の制御が考えられる。その方法は不純物が何であるかによって異ったものとなることが予想される。この実験炉では低Z材料であるCを使用することを考えており，Cを使った場合には不純物はプラズマ周りのガス中には化合物となってガスの形で存在することが予想される。もしガスの形であれば燃料の排気と同時に排気することが可能である。不純物が燃料ガスの1%となる様にするにはCase 2では 2.1×10^5 l/s，Case 3では

$10^6 \ell/s$ となる。実験炉ではこの様な排気速度での排気は十分可能と思われる。

プラズマ中の不純物密度 n_I は、空間分布を無視した簡単な式で表わすと

$$\frac{dn_I}{dt} = \frac{\phi_I}{V_P} - \frac{n_I}{\tau_I} \quad (2.4.23)$$

となる。定常状態では左辺は 0 となり、 $n_I = \phi_I \tau_I / V_P$ より不純物密度が求まる。一方燃料の方は

$$\frac{dn_f}{dt} = \frac{\phi_f}{V_P} - \frac{n_f}{\tau_f} - \frac{\langle \sigma v \rangle_f}{2} n_f^2 \quad (2.4.24)$$

右辺第 3 項は核融合反応による燃料イオンの減少項を表わしている。核融合反応出力を 100 MW, 反応当たりの発生エネルギーを 17.6 MeV, プラズマの体積を $4 \times 10^6 \text{ cm}^3$ とするとこの項は $1.8 \times 10^{11}/s$ であり、第 1, 第 2 項にくらべて無視できる。したがって定常状態では燃料イオン密度は $n_f = \phi_f \tau_f / V_P$ となる。 ϕ_f と ϕ_I の値は (2.4.23), (2.4.24) 式からも明らかのように係数の多少の違いはあるが、ほぼ中性粒子密度で決っており、 $\phi_D / \phi_f \approx n_{d0} / n_f$ と考えて良い。次に τ_I と τ_f については問題は不純物の拡散、特にプラズマ表面の密度勾配の大きいところでどのような拡散を示すかによって決まる。ここでは一応同じ拡散係数を仮定し、プラズマ中の不純物比と中性ガス中の不純物比は等しいと考えることにすれば、上記の排気系でプラズマ内の不純物が制御できる。

第 1 壁、リミターが金属の場合には、プラズマから放出された粒子の大部分は壁へ付着することが考えられ特別に排気をする必要はないのではないかと考えられる。但し問題となるのは金属不純物については自己スパッタ比が大きいことである。エネルギーの高い金属原子に対しては自己スパッタ比は 1 以上であり、不純物が指数的に増大してしまう可能性があることである。ここでモデルとした実験炉では一応放射損失から決まる許容不純物量も多い低 Z 材料特に炭素を候補材料として選んでいる。ただし炭素は水素と反応し易く化学的スパッタが問題との説があり、他の低 Z 材料の選択が必要とされるかも知れない。

(3) α 粒子の除去

プラズマの不純物には壁から発生するもの以外に核融合反応で発生する α 粒子がある。普通の定常炉の場合には α 粒子密度は燃焼率で決まる。ところがこの燃料補給方式の場合には燃焼率の概念はあまり意味がない。補給された燃料はリミターや壁にあたり、再結合するが、もしプラズマ領域からの排気、すなわち循環量を少なくすれば燃料はプラズマと周囲のガスの間を往復していてその間に次第に燃焼して行く。したがって有効燃焼率は非常に大きな値とすることも可能である。しかし実際には α 粒子の密度が高くなると、プラズマの β 値の制限のため燃料密度が減少し出力が低下してしまうことが問題である。

もう一つの問題としてプラズマ中心部での α 粒子密度が制御できるだろうといった問題が考えられる。何故ならば表面のプラズマは密度勾配も大きく拡散によってどんどんリミターへ放出されるが中心部のプラズマは密度勾配もほとんどなく、燃料は反応によって α 粒子に変わるため中心部の燃料密度の勾配は中心へ向って減少しており、中向きの拡散をしていることになり、燃料粒子の閉じ込め時間は、いわば無限大に相当している。したがってもし燃焼率を

$$f = \frac{\langle \sigma v \rangle_f n_f \tau}{2 + \langle \sigma v \rangle_f n_f \tau} \quad (2.4.25)$$

の式で計算すると燃焼率は1になってしまう。燃焼率が1とするとプラズマの中心部は α 粒子ばかりとなるのではないかの疑問がでて来るかも知れない。しかしそれは正しくない。その理由は α 粒子は、プラズマと常に一緒にいる訳ではなくプラズマの中を拡散するので燃料粒子の密度勾配が仮に零としても α 粒子の密度勾配は、中心部でより多く発生するため零ではなく、 α 粒子の拡散は存在し、その閉じ込め時間が無限大ということはない。

α 粒子の拡散が新古典的拡散であるとして、一様な燃料プラズマの中を拡散する場合の閉じ込め時間を評価しておく。Connor の式を使って、⁽³⁸⁾ α 粒子束 Γ_α より

$$\tau_\alpha \approx \frac{a n_\alpha}{4 \Gamma_\alpha} \quad (2.4.26)$$

によって閉じ込め時間 τ_α を評価すると

$$\tau_\alpha = \frac{6.1 \times 10^{10}}{(0.53 + \alpha)} \left(\frac{R}{a} \right)^{1/2} \frac{n_\alpha}{n_i n_e} \frac{T_e^{1/2} B_p^2 a^2}{\ell n A} \text{ (s)} \quad (2.4.27)$$

$$\alpha = 4 \frac{n_\alpha}{n_i}$$

であり、 $n_i \approx n_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 7 \times 10^3 \text{ eV}$ 、トロイダル磁場を6 T、安全係数 $q = 2.5$ 、主半径 $R = 6.75 \text{ m}$ 、副半径1.5 mとすると、ポロイダル磁場 B_p は0.53 T、 α 粒子と燃料イオンの比 n_α/n_i を1%とすれば、 $\ell n A = 18.0$ のとき τ_α は約0.67秒となる。

α 粒子の分布を求めることも特に困難ではないが、計算コードでは α 粒子のリサイクルの過程が正しく入っていないので簡単な式で α 粒子密度を求めておく。空間分布を無視すると α イオン密度 n_α は

$$\frac{dn_\alpha}{dt} = \frac{\phi_\alpha}{V_P} + \frac{\langle \sigma v \rangle_f}{4} n_f^2 - \left(\frac{1}{\tau_\alpha} + \frac{1}{\tau'_\alpha} \right) n_\alpha \quad (2.4.28)$$

で表わされる。 ϕ_α はプラズマ外の中性ガスと共に入ってくる全 α 粒子束 V_P はプラズマの体積であり第1項は中性ガスとして外から供給される α 粒子を表わす。第2項は核融合反応による α の発生量、 n_f は燃料イオンの密度を表わす。第3項はプラズマからの損失 τ_α は上述の拡散を表わし、 τ'_α のプラズマ表面領域の大きな密度勾配を表わす。定常状態では左辺は零であり粒子バランスから n_α が求まる。

ここで我々は二つの領域を分離して考えることにしよう。第1はプラズマの表面の密度勾配の大きい領域であり、第2は密度勾配のほとんどない、しかし温度が高く核融合反応も起こる部分も含んだ領域である。前者では当然

$$\frac{\phi_\alpha}{V_P} = \frac{n'_\alpha}{\tau'_\alpha} \quad (2.4.29)$$

が成立する。この式より求まる α 密度 n'_α は当然 $\phi_\alpha \tau'_\alpha / V_P$ である。この式は不純物に関するものと同じであり、 ϕ_α と ϕ_f の比が中性ガス中の α 粒子 $n_{\alpha 0}$ と燃料の密度 n_{no} の比に等しく、

τ'_α が τ_f と等しければ, n'_α/n_f は $n_{\alpha 0}/n_{n0}$ と等しい。次に密度一様の領域ではもし核融合反応がなければ α 密度 n_α は一定であり n'_α に等しいはずである。またこの領域では ϕ_α/V_P と n_α/τ_α は零とおけるはずであり

$$n''_\alpha = \frac{\langle \sigma v \rangle_f}{4} n_f^2 \tau_\alpha \quad (2.4.30)$$

とおくことができる。核融合反応出力を 100MW とし, 反応当たりの発生エネルギーを 17.6 MeV とすると温度, 密度とは無関係に α 粒子の発生率が求まり全体積で $3.5 \times 10^{19}/s$ であり, 単位体積当たり $8.9 \times 10^{10}/s/cm^3$ であるので上記の τ_α , すなわち 0.67 秒を代入すると $n''_\alpha = 5.9 \times 10^{10}/cm^3$ となり, 燃料イオンにくらべて十分小さく, n'_α 換言すれば $n_{\alpha 0}$ だけを問題とすれば良い。

中性ガス中の α 粒子の量も結局は核融合反応で発生したものが拡散で外へ放出されリミターで再結合してできるものである。したがって $n_{\alpha 0}$ の供給量は上記の $3.5 \times 10^{19}/s$ と考えて良い。この発生量は前節で述べた不純物の発生量より少なく, もしプラズマ中の不純物を 1% とすれば, α 粒子の密度はこれよりも低い値に保つことが可能である。

2.4.4 結果の検討

この計算において使用したモデルは非常に単純化されたものであるが我々は恐らく問題の本質はとらえたものとなっていると考えている。ここで得られた結果はごく自然な結果のようにも思えるし, これまでの実験の常識からみてありそうもないことと感を持つ読者もあると思う。以下にここで得られた結果の物理的現象について検討すると共に, この燃料注入方式を実際の炉に应用する場合の問題点のいくつかに触れておきたい。

(1) プラズマ密度分布とプラズマ周囲の中性ガス密度

まず第 1 の問題となることはプラズマ周囲の中性ガス密度が 10^{13} とか 10^{14} で粒子が何故成立するかということであろう。それに対する答はすでに 3 章でも述べた様に中性ガスのプラズマへの侵入距離が短かく大部分の注入燃料は表面近くで電離される。その場合には粒子の密度分布はプラズマ内部では一様, 表面領域でのみ密度勾配ができる。例えば単純なモデルで

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D \frac{\partial n}{\partial r} \right) = S \quad (2.4.31)$$

$$S = \begin{cases} 0 & (0 \leq r < r_1) \\ S_0 & (r_1 \leq r \leq r_s) \end{cases} \quad (2.4.32)$$

とし D, S_0 が r に依らないとすると

で $r=0$ で $n=n_0$, $r=r_1$ で連続, $r=r_s$ で $n=0$ の境界条件を課すると, 解は

$$n = \begin{cases} \frac{S_0}{2D} (r_s - r_1)^2 & (0 \leq r \leq r_1) \\ \frac{S_0}{2D} (r_s - r)^2 & (r_1 \leq r \leq r_s) \end{cases} \quad (2.4.33)$$

となる。この解は $r < r_1$ では一定密度であることがわかる。また一定領域の密度は注入領域 ($r_1 \leq r \leq r_s$) の厚さ $\delta = r_s - r_1$ によって決まることとがわかる。したがって中性ガスの侵入距離が短いほどプラズマ密度は低くなり、また一定密度を得るためには注入量 S を大きくしなければならない。

プラズマの密度を決める要素としては、そのほか拡散係数にも依存する。粒子拡散係数について予想することは困難であるが我々の場合プラズマの表面温度は 10 eV と相当低い温度を予想していること、プラズマの密度勾配が非常に大きいこと等を考え合せるとプラズマは表面領域では不安定であり乱流的状态にあると考えるのが適当と考えられる。故に拡散係数はボームないしそれに近い値となるものと予想する。トロイダル磁場 6 T 、電子温度 10 eV とするとボーム拡散係数は $26.7\text{ m}^2/\text{s}$ となる。その $1/10$ 前後をとるとすれば $2\text{ m}^2/\text{s}$ ぐらいが適当かと考えられる。上式からもわかる通りプラズマ中心部の拡散係数はプラズマ密度決定には役立っていないことは当然のことながら興味のあることである。またガス状燃料注入の立場からはすでに述べた様に拡散係数の大きいことは歓迎すべきことであり控え目なボームの $1/10$ をとった。

次に現在の実験では何故表面注入となっていないかについて考えておきたい。以前はトカマクプラズマは周囲から中性ガスを導入するとプラズマ径が収縮し、全体が冷えてしまったり、 q 値が減少しMHD的に不安定となり燃料の補給というよりは密度の上昇は不可能と考えられていた。⁽³⁹⁾ ところがAlcatorとかORMAK等では加熱密度を上昇することによりプラズマの収縮、冷却を防ぐことに成功しプラズマ密度を上昇することができる様になった。^(32, 40) しかしそれらの実験結果を見ても密度分布はフラットにはならず注入はプラズマ表面で行われている様には見えない。この問題は今後の検討問題と考えているが、推定では中心部のプラズマの温度が低く中心部まで中性ガスが侵入していること、およびプラズマの周囲の中性ガス圧が低いために表面近くでのプラズマの密度が上昇せず従って中性ガスの中心部への侵入を許しているのではないかと考えている。

(2) プラズマの表面温度

不純物の発生量とも関連して重要なのがプラズマの表面温度ないし、表面領域の温度である。プラズマの温度、密度の径方向分布を求める輸送コードではプラズマの表面温度は零にしたり、中心にくらべて十分低い適当な温度に固定したものが多い。ここの計算でも表面温度は 10 eV に固定した。

実際にプラズマの表面温度がいかにして決まるかは非常に複雑な問題である。プラズマの表面は当然リミターと接触している訳であり、粒子がリミターへ衝突することによって、リミターへ入る熱流束を求めることは可能である。もしプラズマの温度が相当に高ければ一旦は壁へ注入されてしまうのでそのエネルギーは 100% リミターへ吸収されるだろう。しかし温度があまり高くないときには当然反射が起こる。反射をするときに多くのイオンはいわゆる“壁再結合”をする。しかし上述の吸収あるいは再結合したイオンはプラズマ表面温度の決定には寄与しない。その理由はプラズマから見たとき自分自身のエネルギーをもって失なわれるので残ったイオンの温度は不変だからである。したがって普通のプラズマの表面温度はイオン、電子の形でどれだけリミターで反射されるかによってプラズマ表面からの熱損失が決まって、プラ

ズマ内部からの熱伝達による補給で表面温度が決まっているものと予想される。

しかし我々のプラズマの場合には、外部から多量の中性ガスが入って来る。その中性原子はプラズマ表面の薄い層で電離するか、荷電交換するかによって密度は平衡状態にあったとしても入って来るときの中性粒子のエネルギーとプラズマの粒子のエネルギーの差の分と電離に要するエネルギーとが表面領域から失なわれることになる。

プラズマ単位面積からのエネルギー損失は

$$\Gamma_E = 1.19 \times 10^{-13} n_{no} \sqrt{T_n} \{ (T_m - T_n) + r_i E_i \} (W/cm^2) \quad (2.4.34)$$

で与えられる。 n_{no} は周囲のガス密度、 T_n は中性ガス温度、 T_m はプラズマ表面領域（中性ガスとプラズマの混合した領域の平均温度） r_i は入射粒子中電離する部分の割合、 E_i は電離までに失なわれるエネルギーである。これがプラズマからの単位面積当たりの損失 $(P_\alpha + P_I)/A_p$ と等しいとすると T_m が求まる。 P_α は α 粒子加熱、 P_I は入射加熱 A_p はプラズマ表面積である。実際には放射損失もあるがここでは簡単のため無視するので T_m は高目に出る。

$$T_m = T_n - r_i E_i + \frac{(P_\alpha + P_I)}{1.19 \times 10^{-13} n_{no} \sqrt{T_n} A_p} \quad (2.4.35)$$

数値例として $P_\alpha + P_I = 4.0 \text{ MW}$, $A_p = 4 \times 10^6 \text{ cm}^2$, $r_i E_i = 1.3.6 \text{ eV}$ とすると、2.4.3の Case 1 で T_m は約 1.3 eV , Case 2 では負となり、Case 4 では約 2 eV となる。Case 2 はプラズマ表面で電離放射損失を $1.3.6 \text{ eV}$ することが不当な温度と解釈することができ $r_i E_i = 0$ とおくことにより約 3 eV の結果となる。いずれにしても中性ガスの存在はプラズマ表面温度を 10 eV 以下に冷却することは困難ではないことを示している。したがってこれがリミターで再結合してできる。中性ガスの方も当然これよりも低い温度となることが推定される。

中性ガスの平均温度（またはエネルギー）に関しては注意すべきことがある。それは荷電交換で比較的プラズマ内部で発生した中性粒子のイオン化距離が比較的長いためプラズマ径が小さいと壁をたたくものが増大し、反射してプラズマへ再入射されるものが増大する。これが表面の混合領域の厚さを厚くしこれまで述べて来た中性ガス効果を薄くしてしまうことであり、現在の実験ではその様な領域に入っているものかも知れない。

(3) 炉心からの排気

α 粒子を含めたプラズマ中の不純物濃度を一定値以下に保とうとすると不純物と共に燃料ガスを排気し、純度の高い燃料を再注入することが必要となる。排気すべき燃料ガスの量は中性ガス中の α 粒子の密度が燃料ガスの $1/100$ とすることを目標とすれば燃料ガスに対して $4 \times 10^{21}/\text{sec}$ 程度の燃料ガスの排気が必要である。プラズマ周囲の燃料ガス密度を $10^{13}/\text{cm}^3$ （したがって $10^{16}/\text{l}$ ）とすると、排気口における実効排気速度は $4 \times 10^5 \text{ l/s}$ となる。この値をもって一応排気系の最低限持つべき性能とすることにした。このとき注入された燃料のうち実際に燃焼する部分の割合をもって有効燃焼率を定義すれば、 α の発生量は燃焼した燃料の半分であるので約 0.5% となる。

次にプラズマ中の不純量であるが、これはプラズマの性質特に表面より中性ガスを入れたときの表面領域のプラズマの性質により大きく左右されること、スパッタ比の正確な情報に欠け

るためその評価は困難であるが、2.4.3で検討した Case 2 では0.5%，Case 3 では2.5% となり2%前後の値が期待できる。(リミター第1壁共Cの場合)，ただしこれは化学的スパッタを無視し、(2.4.21)のスパッタ比を使った場合であり特にCの場合化学的スパッタが重要な役割をする場合にはこの方式は実現せず他の適当な材料をさがすことが必要となる。

(4) 中性ガス分布の不均一性

これまでの議論では中性ガスはプラズマの囲りに一様に存在するものとして計算を行って来た。しかし実際には一様にガスを入れることは容易ではないと思われる。その理由はプラズマへ入って来た中性ガスはほとんど電離されてしまってプラズマとなるためプラズマは中性ガスに対して大きい排気速度を持つことに相当するからである。もちろん排気をする一方であればこれまで述べて来た様な密度の平衡は存在し得ないが、プラズマの拡散による損失も大きく結局中性ガスは、電離され磁力線に沿ってリミターへ運ばれることになり、リミター面で再結合するのでプラズマは中性ガスをリミター近傍へ集める働きをする。

このことは炉心への燃料補給の面では特に不都合なことはなく、またプラズマ表面の除熱の効果としても磁力線に沿っての熱伝導の良さを考えれば問題ではないと思われる。但し一つの問題としては荷電交換によるプラズマからの放熱が不均一化されることである。もしプラズマの周囲に一様に中性ガスが存在すると荷電交換でプラズマから放出される粒子は一様に第1壁をたたくため、リミターへの集中的な熱の流入を防ぎ第1壁の広い面積で熱除を分担できるメリットが期待されたがその効果は減少する。荷電交換反応でどれだけの熱が第1壁に運ばれるかという、一様な中性ガスを仮定したとき Case 1 では 2.9 W/cm^2 ，Case 2 では 17.3 W/cm^2 ，Case 4 では 10.1 W/cm^2 となる。熱の集中化を防ぐ方法としては、炉内での燃料の循環量が外部からの注入量にくらべて多いため、注入口を増すことの効果は薄く、リミター数を増加する方法をとらなければならない。

中性ガスの不均一性の他の問題としては排気の問題がある。中性ガスがリミター近傍へ集まるため排気を容易にするためには排気口はリミター近傍に置くことが必要となる。しかし逆にリミター近傍におくことにより、2.4.3で述べた不純物除去のための排気速度を下げる事が可能となり、排気口を小さくできるメリットがある。

ガス状燃料供給を行った場合の問題として更に中性粒子入射加熱との関係が考えられる。もし中性ガス密度が 10^{14} cm^{-3} となるとビームが中性ガスのため減衰してしまって加熱の効率が落ちるのではないかといった問題である。着火時だけ加熱をする実用炉では良いが常時加熱を必要とする実験炉ではこれが特に問題と考えられる。我々の実験炉では入射エネルギーは200 keVであり、ブランケット外は差動排気したとしても、ブランケットの厚さとプラズマ、第1壁の距離を加えて約1mの距離があり、ビームは約1/2に減衰する。ところが上述の如く中性ガスの不均一が期待できる場合は入射ポート近傍に入射口を置かないことによりこの問題を解決することができる。

2.4.5 おわりに

簡単なモデルを作りガス状の燃料により燃料を補給を行った場合にプラズマにどのような効果があり、燃料補給法として使えるかどうかの検討を行った。その結果は

1. ガス状の燃料によっても燃料補給は可能と思われ、ガスの存在がプラズマ全体へ及ぼす効果はそれほど大きくない。
2. プラズマとの荷電交換で発生する高速中性粒子はそれほど多くなく、これによる不純物発生はそれほど問題とは考えられない。
3. 中性ガスの存在はプラズマ表面領域を冷却する効果があり温度を 10 eVあるいはそれ以下に冷却することが期待できリミターの損傷、不純物の流入を減少する効果が期待できる。
4. 燃料ガスの循環によってプラズマ内の不純物、反応生成物である α 粒子の制御の可能性はある。

ことがわかった。

一方問題点としては特にリミター第1壁材としてCを使用した場合、最近明らかになってきた化学的スパッタがあり、これの少ない低Z材料がないとこの方式は実現不可能と思われる。そのほかにはプラズマと中性ガスの混合領域におけるプラズマの挙動、不純物の拡散（特に内向きの拡散がないかどうか）といった問題が重要である。

（大和春海）

Table 2.4.1 Fluxes of plasma particles (s^{-1}) to the first wall and the limiter. Values in case 1 of (a) are obtained for conditions of (b).

(a) Fluxes of plasma particles (s^{-1})

Case Energy	1	2	3	4
Tn	3.1×10^{24}	3.1×10^{25}	2.0×10^{25}	9.4×10^{24}
50 eV	6.7×10^{23}	5.7×10^{24}	4.3×10^{24}	1.9×10^{24}
500 eV	3.1×10^{22}	5.1×10^{21}	2.7×10^{21}	3.2×10^{22}
2 keV	2.6×10^{19}	3.6×10^{17}	6.4×10^{17}	3.4×10^{19}
7 keV	2.7×10^{14}	4.8×10^{13}	1.5×10^{14}	3.9×10^{14}

(b) Conditions of calculations

Case Items	1	2	3	4
$n_{ns} (cm^{-3})$	10^{13}	10^{14}	2×10^{13}	3×10^{12}
Tn (eV)	0.1	0.1	1.0	10.0
D (cm^2/s)	2×10^3	2×10^4	2×10^4	2×10^4

Table 2.4.2 Impurity fluxes (s^{-1}) produced at the first wall and the limiter when C, Fe and Mo are used for them. Plasma conditions are given by Case 3 of Table 2.4.1.

Materials Energy	C	Fe	Mo
1.0 (eV)	2.8×10^{19}	-	-
50	1.7×10^{20}	9.4×10^{19}	-
500	3.7×10^{18}	4.3×10^{18}	8.0×10^{17}
2 k	5.5×10^{15}	6.4×10^{15}	1.3×10^{15}
7 k	2.2×10^{12}	2.5×10^{12}	5.1×10^{11}
Total	2.0×10^{20}	9.8×10^{19}	8.0×10^{17}

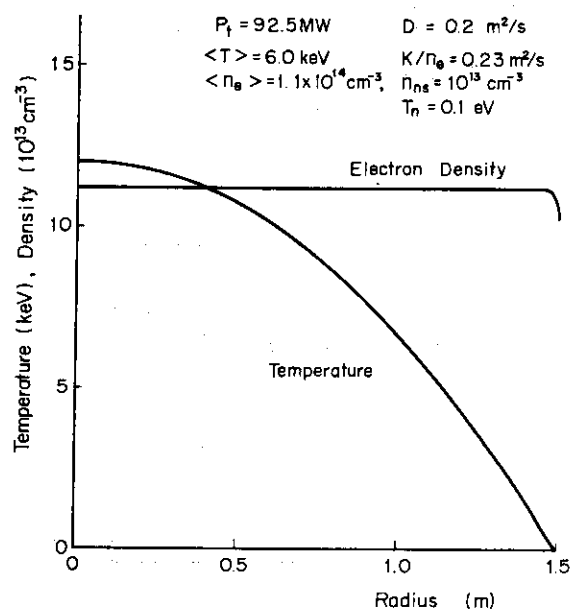


Fig. 2.4.1(a) Radial distributions of plasma temperature and density when $D=0.2 \text{ m}^2/\text{s}$, $n_{ns}=10^{13} \text{ cm}^{-3}$ and $T_n=0.1 \text{ eV}$

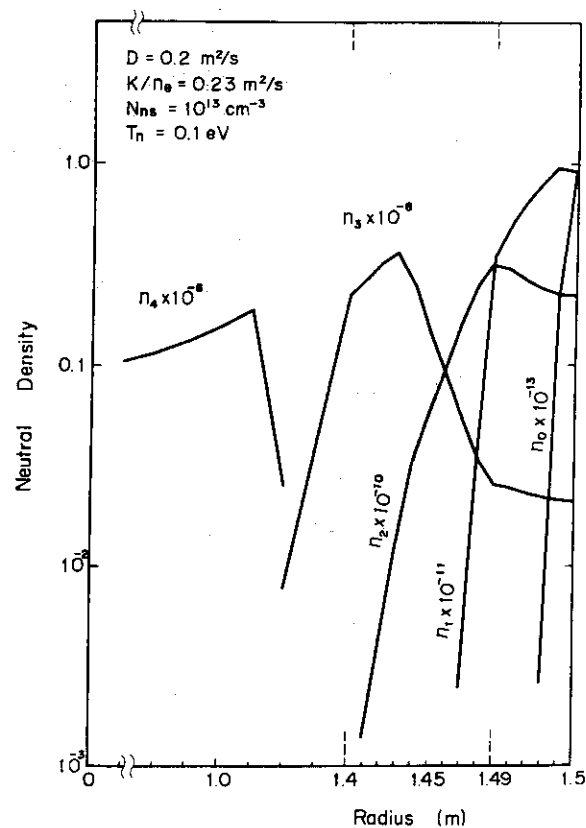


Fig. 2.4.1(b) Radial distributions of neutral density when the plasma distributions are given by (a), where n_0, n_1, n_2, n_3 and n_4 correspond to energies of 0.1 eV, 50 eV, 500 eV, 2 keV and 7 keV respectively

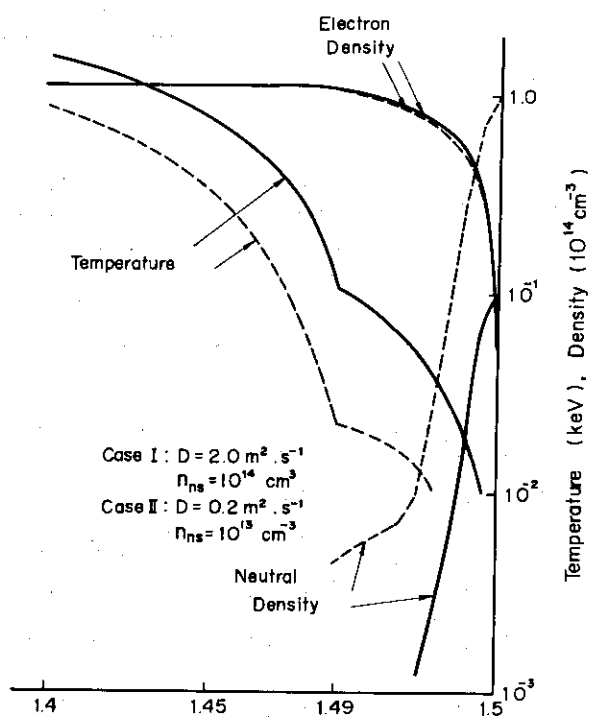


Fig. 2.4.2 Comparison of radial distributions of plasma temperature, density and neutral density for two different diffusion coefficients D , while D/n_{ns} is unchanged

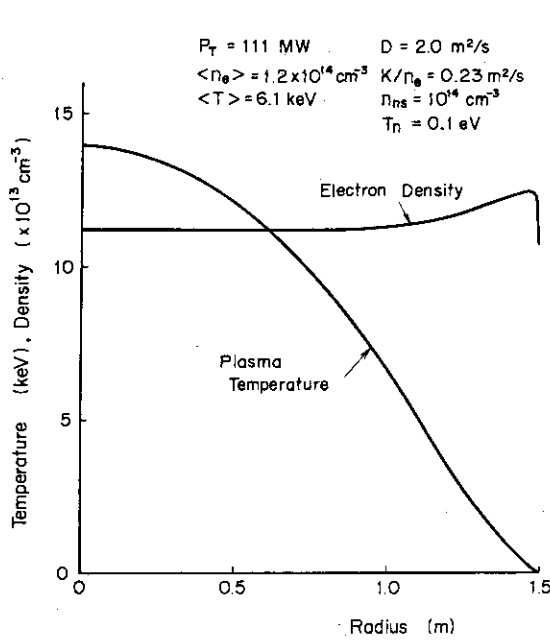


Fig. 2.4.3(a) Radial distributions of plasma temperature and density when $D=2.0 \text{ m}^2/\text{s}$, $n_{ns}=10^{14} \text{ cm}^{-3}$ and $T_n=0.1 \text{ eV}$

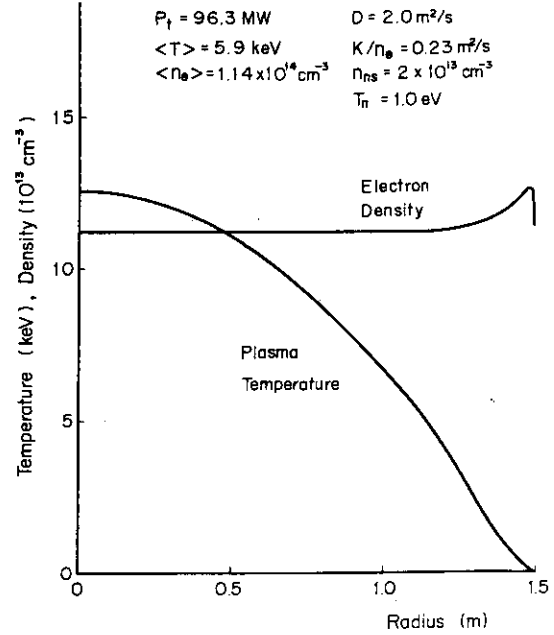


Fig. 2.4.4(a) Radial distributions of plasma temperature and density when $D=2.0 \text{ m}^2/\text{s}$, $n_{ns}=2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ and $T_n=1.0 \text{ eV}$

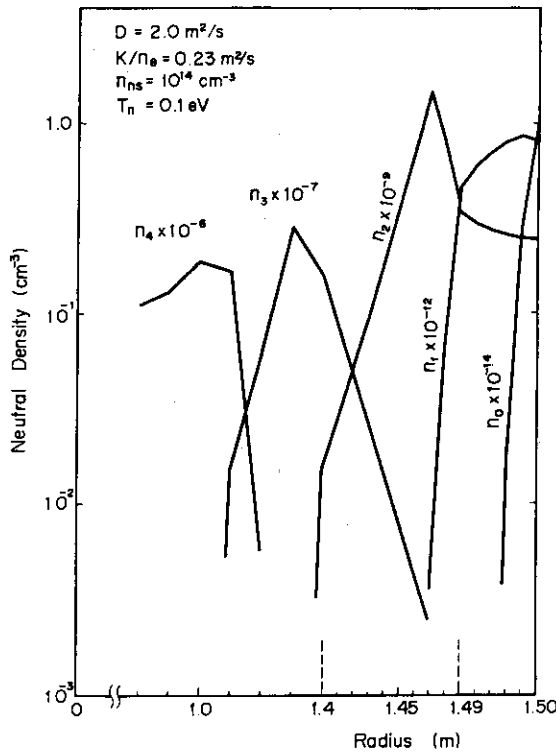


Fig. 2.4.3(b) Radial distributions of neutral density when the plasma distributions are given by (a), where n_0, n_1, n_2, n_3 and n_4 correspond to energies of 0.1 eV, 50 eV, 500 eV, 2 keV and 7 keV respectively

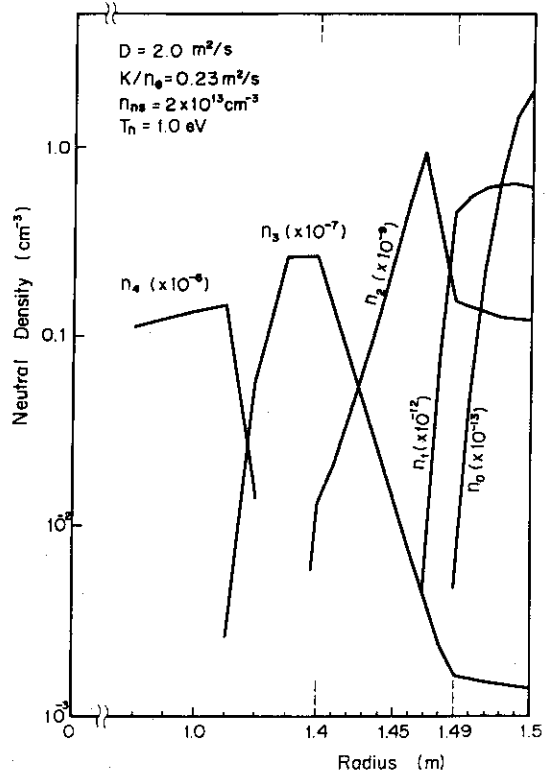


Fig. 2.4.4(b) Radial distributions of neutral density when the plasma distributions are given by (a), where n_0, n_1, n_2, n_3 and n_4 correspond to energies of 1.0 eV, 50 eV, 500 eV, 2 keV and 7 keV respectively

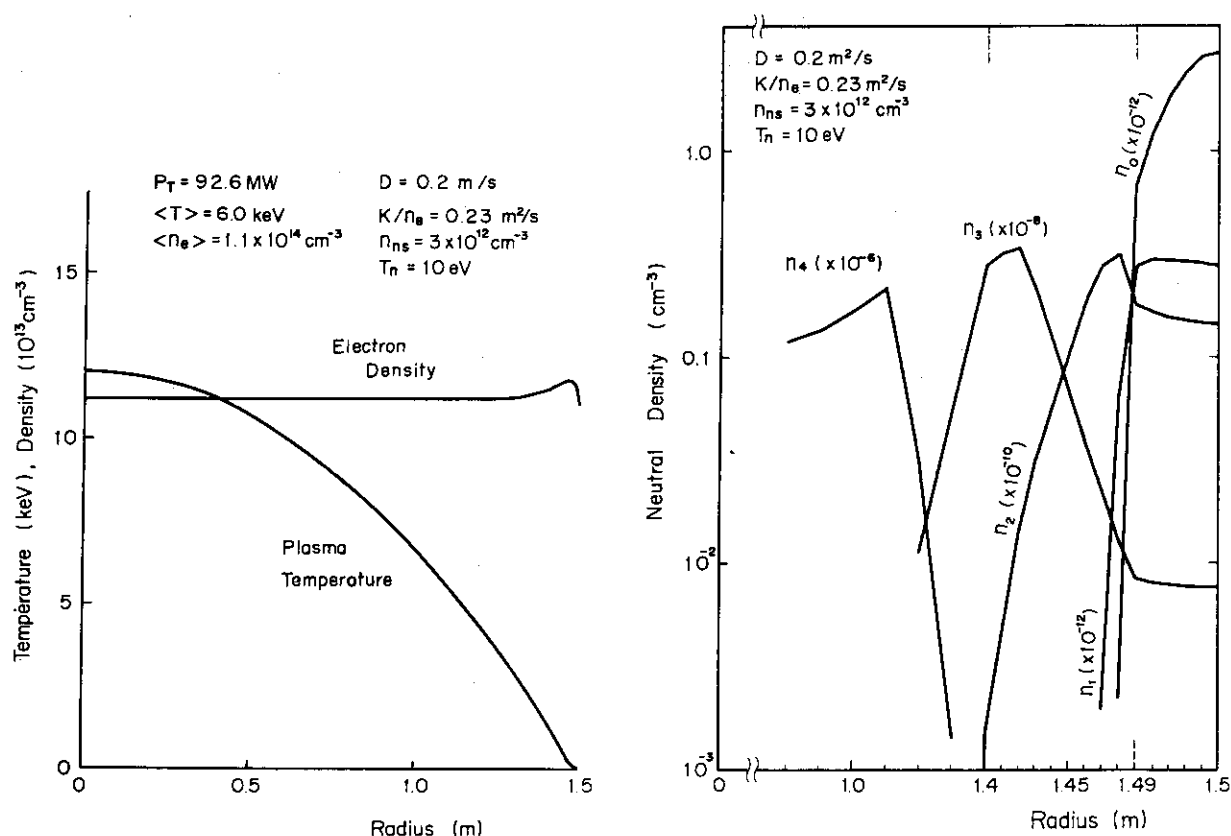


Fig. 2.4.5(a) Radial distributions of plasma temperature and density when $D = 2.0 \text{ m}^2/\text{s}$, $n_{ns} = 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ and $T_n = 10 \text{ eV}$

Fig. 2.4.5(b) Radial distributions of neutral density when the plasma distributions are given by (a), where n_0 , n_1 , n_2 , n_3 and n_4 correspond to energies of 10 eV, 50 eV, 500 eV, 2 keV and 7 keV respectively

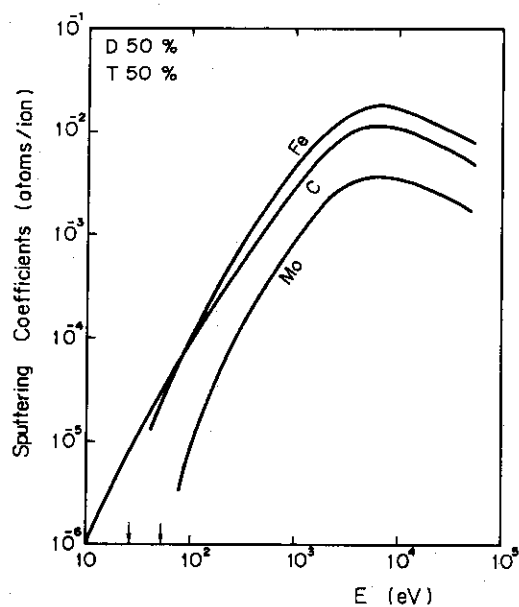


Fig. 2.4.6 Energy dependence of sputtering ratio for the plasma of 50% deuterium and 50% tritium computed by eq. (2.4.21)

2.5 プラズマの起動と停止

トカマク型プラズマの加熱・起動におけるプラズマ動特性に関する検討は、J.F.Etzweiler,⁽⁴¹⁾ J.Rand McNally, Jr.⁽⁴²⁾をはじめ、ANL, GA社, ORNLの各研究所から出されている設計報告書⁽⁴³⁾⁽⁴⁴⁾⁽⁴⁵⁾でも行われている。計算モデルは、一点近似のモデルを用いている。最近になって、ANLの研究所から文献(43)をさらに深めた設計報告書が発表された。⁽⁴⁶⁾ の中では、一次元モデルによる検討も含まれている。また、プラズマの停止に関しては、M.Ohta and H.Yamato⁽⁴⁷⁾によって、重水素のみ挿入する方法を用いた自己点火型炉のプラズマ停止が検討された。

この報告書では、一点近似のモデルを用いて、プラズマの起動および停止パターンを決定するために行った検討結果を記す。なお、この報告書の中のプラズマ起動に関する部分は、K.Maki, H.Yamato and T.Tone⁽⁴⁸⁾によって既に報告された検討結果に基づくものである。

2.5.1 プラズマの計算モデル

プラズマの起動および停止を解析するための計算モデルを記述する諸式を示す。ここで採り挙げるモデルは、空間依存性のない時間依存性を考慮した拡散モデルであり、つぎのような近似および仮定に基づいたものである。

- (1) 入射粒子とプラズマ中の粒子との核融合反応を無視する。
- (2) 入射パワーは、加熱に100%有効に用いられるものとする。
- (3) 融合反応で発生した α 粒子は、熱化されるまでプラズマ内に完全に閉じ込められていて、そのエネルギー(=3.52 MeV)は、field particleに全て与えられるものとする。
- (4) α 粒子を除いたイオンは、すべて同じ温度にあるものとする。
- (5) プラズマ中の粒子はMaxwell分布をしているものとする。

(1) 粒子バランスとエネルギーバランス

D-イオン, T-イオン, α -イオン, 不純物イオンおよび電子をそれぞれ個別に記述する。まず、粒子バランスの式を示す。

D-イオン密度 n_D (10^{20} m^{-3}),

$$\frac{dn_D}{dt} = S_D - n_D n_T \langle \sigma v \rangle - \frac{n_D}{\tau_D}, \quad (2.5.1)$$

T-イオン密度 n_T (10^{20} m^{-3}),

$$\frac{dn_T}{dt} = S_T - n_D n_T \langle \sigma v \rangle - \frac{n_T}{\tau_T}, \quad (2.5.2)$$

不純物イオン密度 n_I (10^{20} m^{-3}),

$$\frac{dn_I}{dt} = S_I - \frac{n_I}{\tau_I} \quad (2.5.3)$$

α -イオン密度 n_α (10^{20} m^{-3}),

$$\frac{dn_\alpha}{dt} = S_\alpha + n_D n_T \langle \sigma v \rangle - \frac{n_\alpha}{\tau_\alpha} \quad (2.5.4)$$

電子密度 n_e (10^{20} m^{-3}),

$$n_e = \sum_{i=D, T, I, \alpha} n_i Z_i \quad (2.5.5)$$

ここで, S_D, S_T : DおよびT燃料挿入率 ($10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$),

S_I : 不純物の混入率 — プラズマと壁表面との相互作用によって生成された不純物のプラズマへの混入率 ($10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$),

S_α : α -イオンの混入率 — 燃料中に含まれている α 粒子が燃料挿入時にプラズマ中に混入する率 ($10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$),

$\tau_D, \tau_T, \tau_I, \tau_\alpha$: D, T, 不純物, α 各イオンの閉じ込め時間 (詳細は, [2]で述べる),

Z_i : D, T, 不純物, α の電荷数

$\langle \sigma v \rangle$: 熱的核融合反応率係数 ($10^{-20} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$)

つぎに, エネルギーバランスの式を示す。ここでは, 電子, イオン, α -粒子の3つに分けて記述する。

電子温度 T_e (keV)

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{d}{dt} (n_e T_e) = & P_\alpha f_\alpha + P_{Ne} + P_{OH} - P_{ei} - P_{Br} \\ & - P_S - P_L - \frac{3}{2} \frac{n_e T_e}{\tau_{Ee}}, \end{aligned} \quad (2.5.6)$$

イオン温度 T_i (keV)

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{d}{dt} \left(T_i \sum_{i \neq \alpha} n_i \right) = & P_\alpha (1 - f_\alpha) + P_{Ni} + P_{ei} \\ & - \frac{3}{2} T_i \sum_{i \neq \alpha} \frac{n_i}{\tau_{Ei}}, \end{aligned} \quad (2.5.7)$$

α -温度 T_α (keV)

$$\frac{d}{dt} (n_\alpha E_\alpha) = E_{\alpha 0} n_D n_T \langle \sigma v \rangle - P_\alpha - \frac{n_\alpha E_\alpha}{\tau_{E\alpha}}, \quad (2.5.8)$$

ここで, P_α : α -加熱パワー ($10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$)

f_α : α -加熱パワーのうち, 電子の加熱に使われる割合,

P_{Ne} : 電子に対する中性粒子入射加熱パワー ($10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$)

P_{Ni} : イオンに対する中性粒子入射加熱パワー ($10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$)

P_{OH} : ジュール加熱パワー ($10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$)

(加熱項については, [3]で述べる)。

P_{ei} : 電子からイオンへの交換エネルギーで、次式で与えられる、

$$P_{ei} = \frac{3}{2} n_e \frac{(T_e - T_i)}{\tau_{eq}} \quad (2.5.9)$$

ここで、 τ_{eq} は電子とイオンのエネルギー緩和時間で次式で与えられる。⁽⁴⁹⁾

$$\frac{1}{\tau_{eq}} = 1.001 \frac{\ln A}{T_e^{3/2}} \sum_{i \neq \alpha} \frac{Z_i^2}{A_i} n_i \quad (2.5.10)$$

ただし、 A_i は i (D, T, 不純物, α) の質量数であり、 $\ln A$ は次式で与えられる。⁽⁵⁰⁾

$$\ln A = 1.609 - 1.15 \log_{10} n_e + 2.30 \log_{10} T_e, \quad (2.5.11)$$

P_{Br} : 制動輻射損失パワー ($10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$)

P_S : シンクロトロン輻射損失パワー ($10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$)

P_L : ライン輻射損失パワー ($10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$), (損失パワーについては、[4]で述べる)。

$\tau_{Ee}, \tau_{Ei}, \tau_{E\alpha}$: 電子, イオン, α 粒子のエネルギー閉じ込め時間,

$E_{\alpha 0}$: 核融合反応によって発生する α 粒子のエネルギー (3.52 MeV)。

[2] プラズマの拡散と閉じ込め時間

粒子閉じ込め時間 τ_i , エネルギー閉じ込め時間 τ_{Ei} と拡散係数との関係は、プラズマ半径を a (m) とすれば、つぎのように表わされる。

$$\tau_i = \frac{a^2}{4D_i} \quad (i = \text{D, T, 不純物 or } \alpha) \quad (2.5.12)$$

および

$$\tau_{Ei} = \frac{a^2}{4K_i} \quad (2.5.13)$$

拡散係数 D_i および K_i は、つぎのように与える。

$$D_i = K_P + \xi_i K_T, \quad (2.5.14)$$

$$K_i = K_{Ni} + \xi_i K_T, \quad (2.5.15)$$

$$\text{ただし, } \xi_i = \begin{cases} 1 & \text{for } i \neq \alpha \\ 0.5 & \text{for } i = \alpha \end{cases}$$

また、電子に対して、

$$K_e = K_P + K_T \quad (2.5.16)$$

ここに、 K_{Ni} , K_P , K_T は、それぞれ新古典拡散⁽⁵¹⁾, 擬古典拡散⁽⁵⁾, 捕獲イオン不安定性による異常拡散⁽³⁾ に従う拡散係数である。

平衡状態におけるプラズマの粒子とエネルギーバランスの計算では、捕獲イオンによる拡散のみを考慮した閉じ込め時間を用いている。⁽¹⁵⁾ 起動モデルとしては、プラズマ温度の低い場合は、新古典拡散または擬古典拡散が支配的で、プラズマ温度の高い場合は、捕獲イオンによる

拡散が支配的であるようなモデルを採る必要がある。この報告書のモデルでは、(2.5.14)～(2.5.16)の拡散係数を用いる。そこで、イオン温度7 keVの平衡時点で、起動に用いた閉じ込め時間と平均計算に用いた閉じ込め時間を継ぐ必要があるので、

$$K_T = K_P + C' K_T$$

として、 C' を求める。 $C' = 1 - K_P/K_T$ だから、 $T_e \sim T_i = 7 \text{ keV}$, $n_e = 1.13 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $\ln A = 2.0$, $Z_{\text{eff}} = 1.6$ として、 K_P/K_T を求めると、 $K_P/K_T \sim 0.62$ 。したがって、 $C' \sim 0.38$ となる。 $C'_T = C' C_T$ とすると、 $C'_T \sim 4.15$ となる。このモデルでは、 C_T の代用として、 $C'_T = 4.15$ を用いるものとする。

〔3〕 加熱パワー

a) ジュール加熱

プラズマ電流 I_P は、つぎの式で与えられる。

$$V = L_P \frac{dI_P}{dt} + R_P I_P \quad (2.5.17)$$

ただし、 V はプラズマ周回電圧で、つぎのように与えられる。 $I_P < I_{P0}$ (I_{P0} : 最大プラズマ電流) のとき、 $V = V_0$ (V_0 は一定) をとり、 $I_P = I_{P0}$ に達したとき、 $I_P = I_{P0}$ とし、(2.5.17)を満足する V をとる。 L_P は、プラズマインダクタンスで、次式で与えられる。

$$L_P = \mu_0 R \left(\ln \frac{8}{e} - 1.75 \right) \text{ (H)} \quad (2.5.18)$$

ただし、 μ_0 は真空の透磁率で $4\pi \times 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$ である。 R_P はプラズマ抵抗で

$$R_P = \eta \frac{2R}{a^2} \quad (2.5.19)$$

と表わされる。ここに、 η は次式で与えられる抵抗率である。(Ref(6)のP. 139)

$$\eta = 1.621 \times 10^{-9} \frac{Z_{\text{eff}} \ln A}{T_e^{3/2}} \text{ (}\Omega \cdot \text{m)} \quad (2.5.20)$$

プラズマの電流密度 j は、つぎのように与えられる。

$$j = \frac{I_P}{\pi a^2} \quad (2.5.21)$$

これを用いて、ジュール加熱パワー P_{OH} を示すと、 $P_{OH} = \eta j^2$ だから、つぎのように表わされる。

$$P_{OH} = 1.012 \times 10^{-1} \frac{j^2 Z_{\text{eff}} \ln A}{T_e^{3/2}} \text{ (} 10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{)} \quad (2.5.22)$$

b) α -加熱パワー

α -加熱パワー P_α は、

$$P_\alpha = \frac{n_\alpha E_\alpha}{\tau_{s\alpha}} \quad (2.5.23)$$

で与えられる。 E_α は α 粒子のエネルギー (keV) で、 $\tau_{s\alpha}$ は、 α -粒子と電子の間のエネル

ギー緩和時間で,

$$\frac{1}{\tau_{sa}} = 10.01 \frac{Z_a^2}{A_a} \frac{n_e}{T_e^{3/2}} \ln A \quad (2.5.24)$$

で与えられる。⁽⁴⁹⁾ α -加熱パワーのうち電子の加熱に使われる割合 f_a は, つぎの式で示される。⁽⁵²⁾

$$f_a = \frac{2}{3} \int_0^{x_a} [(1+r_a)e^{-x} - r_a]^{2/3} dx \quad (2.5.25)$$

$$\text{ただし, } x_a = \ln \left(\frac{r_a + 1}{r_a} \right), \quad (2.5.26)$$

$$r_a = 5.696 \frac{A_a}{n_e} \left(\frac{T_e}{E_a} \right)^{3/2} \sum_{i \neq a} \frac{n_i}{A_i} Z_i^2 \quad (2.5.27)$$

c) 中性粒子入射加熱パワー

中性粒子入射率を S_N ($10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$), 入射粒子のエネルギーを E_N (keV) とし, プラズマ内に入射された中性粒子のエネルギーは, すべてプラズマ加熱に使われるものと仮定すれば, 中性粒子入射加熱パワー P_N ($10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$) は, つぎのように表わされる。

$$P_N = S_N \cdot E_N \quad (2.5.28)$$

そのうち電子の加熱に使われるパワーの割合を f_N とすると, 中性粒子入射による電子の加熱パワー P_{Ne} は,

$$P_{Ne} = f_N \cdot P_N, \quad (2.5.29)$$

イオンの加熱パワー P_{Ni} は,

$$P_{Ni} = (1 - f_N) P_N \quad (2.5.30)$$

と表わされる。ここで, f_N は次式で与えられる。⁽⁵²⁾

$$f_N = \frac{2}{3} \int_0^{x_N} [(1+r_N)e^{-x} - r_N]^{2/3} dx \quad (2.5.31)$$

$$\text{ただし, } x_N = \ln \left(\frac{r_N + 1}{r_N} \right),$$

$$r_N = 5.696 \frac{A_N}{n_e} \left(\frac{T_e}{E_N} \right)^{3/2} \sum_i \frac{n_i}{A_i} Z_i^2 \quad (2.5.32)$$

A_N は 2 または 2.5 とする。

〔4〕 輻射損失パワー

この報告書では、制動輻射損失パワー、シンクロトロン輻射損失パワー、ライン輻射損失パワーの3つについて述べる。

・制動輻射損失

制動輻射損失パワー P_{Br} は、次式で与えられる。(Ref. (6) の P. 147)

$$P_{Br} = 0.2996 Z_{eff} n_e^2 T_e^{1/2} (10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (2.5.33)$$

・シンクロトロン輻射損失

シンクロトロン輻射損失パワー P_s は、次式で与えられる。⁽⁵³⁾

$$P_s = 1.054 \times 10^{-5} \frac{n_e^{1/2}}{a^{1/2}} B_t^{5/2} T_e^{11/4} \left(1 + \frac{T_e}{204} \right) \cdot (1 - r_{wall}) \quad (10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (2.5.34)$$

ここで、 r_{wall} は、シンクロトロン輻射に対する壁の反射率で、約 90% と考えられる。

・ライン輻射損失

ライン輻射損失パワー P_L は、次式で与えられる。⁽⁵⁴⁾⁽⁵⁵⁾

$$P_L = \left(1.16 \times 10^{-2} Z_{e2} + 2.578 \times 10^{-4} \frac{Z_{e3}}{T_e} \right) \frac{n_e^2}{T_e^{1/2}} (10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (2.5.35)$$

ここで、 Z_{e2} 、 Z_{e3} は、次のように定義される。

$$Z_{e2} = \sum_i n_i Z_i^4 / \sum_i n_i Z_i \quad (2.5.36)$$

$$Z_{e3} = \sum_i n_i Z_i^6 / \sum_i n_i Z_i \quad (2.5.37)$$

Z_{eff} は、つぎの式で定義される。

$$Z_{eff} = \sum_i n_i Z_i^2 / \sum_i n_i Z_i \quad (2.5.38)$$

〔5〕 燃料挿入率

D、T 燃料は、プラズマの周囲に配置された中性の D、T から成るガス層（以下ガスブランケット⁽²⁾と記す）に挿入され、ガスブランケットとプラズマとの相互作用によってプラズマ内に挿入されるものとする。このため、外部からのガスブランケットへの D、T 燃料挿入率を変化させても、プラズマ内への燃料挿入率が外部からのものとは直ちには同じにならず、ある時間遅れがある。燃料挿入率を増加させる場合は、プラズマとガスブランケットの相互作用によるリサイクリングの割合が 1 に近いので、計算上は無視できる時間遅れでプラズマへの燃料挿入率が増加するものと考えてよいが、燃料挿入率を減少させる場合は、排気系の容量との関係から、挿入率減少の時間遅れは無視できないと考えられるので、つぎのようなモデルを用いて

考慮する。ある時刻 t_0 までは D, T は一定の燃料挿入率 S_D^0, S_T^0 であったとし、時刻 t_0 でガスブランケットへの燃料挿入率がそれぞれ S_D^1, S_T^1 に変化したとすると、時刻 t_0 から時間 t だけ経た時点のプラズマへの燃料挿入率 S_D, S_T ((2.5.1), (2.5.2) 式中の燃料挿入率) は、次式で与えられるものとする。

$$S_D = (S_D^1 - S_D^0) \left(1 - e^{-\frac{t}{\lambda_D}}\right) + S_D^0 \quad (2.5.39)$$

$$S_T = (S_T^1 - S_T^0) \left(1 - e^{-\frac{t}{\lambda_T}}\right) + S_T^0 \quad (2.5.40)$$

ただし、 λ_D, λ_T は、 D, T のプラズマへの挿入率変化の時定数で、挿入率の変化が半分となる時間 $(\lambda_{1/2})_D, (\lambda_{1/2})_T$ (以下半時定数と呼ぶ) は、時定数で表わすと、

$$(\lambda_{1/2})_{D \text{ or } T} = \lambda_{D \text{ or } T} \ln 2 \quad (2.5.41)$$

と定義される。

2.5.2 ジュール加熱による初期起動

初期加熱として、ジュール加熱を用いる。ジュール加熱の初期条件を Table 2.5.1 に示す。

JAERI-Experimental Fusion Reactor の設計では、初期加熱時間は 10 秒間と設定されている。この時間で、プラズマ電流を初期値から 4 MA まで立ち上げなければならない。ここでは、初期加熱モデルとして、プラズマ電流が 4 MA に達するまでは、プラズマ周回電圧を一定としているので、その電圧を算出する。まず、プラズマのインダクタンス L_p と、レジスタンス R_p を求める。式 (2.5.18) より、インダクタンス L_p は、

$$L_p = 1.257 \times 10^{-6} \times 6.75 \times (\ln 45 \times 8 - 1.75) = 1.556 \times 10^{-6} \text{ (H)}$$

また、 R_p は式 (2.5.19), (2.5.20) より、

$$R_p \approx 1.621 \times 10^{-9} \frac{1.3 \times 16}{T_e^{3/2}} \frac{2 \times 6.75}{1.5^2} \approx 2.0 \times 10^{-7} / T_e^{3/2} \text{ (}\Omega\text{)}$$

ただし、 $\ln A \approx 16$ とした。

ジュール加熱においては、平均として $T_i \sim 0.5 \text{ keV}$, $I_p \sim 2 \text{ MA}$ とすれば、 $R_p I_p \sim 1 \text{ volt}$ となるので、(2.5.17) において、第 2 項を無視すると、 $\frac{dI_p}{dt} \approx V/L_p$ となる。そこで、 $V \approx I_p L_p / t$ だから、 $I_p = 4 \text{ MA}$, $L_p \sim 1.6 \times 10^{-6} \text{ H}$, $t = 10 \text{ s}$ とすると、 $V \sim 6.5 \text{ volt}$ となる。すなわち、ここでは、プラズマ周回電圧を $V = 6.5 \text{ volt}$ としてジュール加熱を検討した。試みに、プラズマ周回電圧をパラメトリックに変化させた場合のプラズマ電流 4 MA までの立ち上げ所要時間の変化を Fig. 2.5.1 に示す。この図から、前記した $Vt \approx I_p L_p$ の関係が近似的に成立していることがわかる。また、プラズマ周回電圧は $V = 6.5 \text{ volt}$ が適当であることもこの図から示される。

この周回電圧を用いて、10 秒間加熱後のイオン温度 T_i および電子密度 n_e と燃料挿入率との関係を Fig. 2.5.2 に示す。10 秒間の加熱後のイオン温度 T_i が 1 keV 以上で、電子密度 n_e が

$4.24 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ** (中性粒子入射加熱の初期値—次項参照) 近傍に達するような燃料挿入率として, $S_D = S_T = 5.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ を用いる。

以上の議論に基づいて計算した結果を図示する。プラズマ電流 I_p の立ち上りを Fig. 2.5.3 に、イオン温度 T_i 、電子温度 T_e と電子密度 n_e の立ち上りを Fig. 2.5.4 に示す。初期加熱の 10 秒後の最終値を Table 2.5.2 に示す。

初期加熱の 10 秒間のパワーバランスを Fig. 2.5.5 に示す。 P_{Br} は制動輻射損失パワー、 P_L はライン輻射損失パワー、 P_D は拡散によって体系から失われるパワー、 P_{TL} はこれらすべての和である全損失パワーを示す。加熱パワーであるジュール加熱パワーは P_{OH} で示し、この量から全損失パワーを引いた正味の加熱パワーを P_{NH} で示す。

2.5.3 中性粒子入射加熱による起動

前節のジュール加熱の最終値をもとにして、中性粒子入射加熱をする。この加熱によって、プラズマを平衡に到達させる。平衡値は、イオン温度 T_i が 7 keV、電子密度 n_e が $1.13 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、平衡維持のための加熱パワーが 27 MW である。中性粒子入射加熱の初期条件は、D と T の密度 $n_D = n_T = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ とし、炭素不純物を約 1% とした場合の電子密度 $n_e = 4.24 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ を初期値とする。また、イオン温度 $T_i = 1 \text{ keV}$ とする。中性粒子入射加熱条件を Table 2.5.3 にまとめる。

加熱モデルとして、燃料挿入率および加熱パワーは加熱の間は一定とし、平衡に達するまでの時間を 10 秒間とする。初めに、燃料挿入率と加熱パワーを決定するための検討をする。

〔1〕 燃料挿入率と加熱パワーの決定

10 秒間の加熱後のイオン温度 T_i と燃料挿入率との関係を加熱パワーをパラメータとして求め Fig. 2.5.6 に示した。なお、初期電子密度 $n_e^0 = 2.12 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合も参考として掲載した。また、10 秒間の加熱における最大電子密度 n_e と燃料挿入率との関係を前と同様に加熱パワーをパラメータとして Fig. 2.5.7 に示した。参考までに、初期電子密度 $n_e^0 = 2.12 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合も掲載した。この 2 つの図から、10 秒間の加熱で平衡値に達することのできる加熱パワー P_I と燃料挿入率 $S_D + S_T$ は、それぞれ、 $P_I = 28 \text{ MW}$ 、 $S_D + S_T = 3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ である。

〔2〕 結果と検討

以上の値を用いて計算した結果を Fig. 2.5.8 に示す。この図には、加熱パワーを 27 MW および 30 MW とした場合のイオン温度の変化も併記した。電子密度の変化は加熱パワー 28 MW の場合のみ記した。また、その場合の必要な加熱パワー（全損失パワー — α 加熱パワー）の変化

** $n = 4.24 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ という値は、 $n_D = n_T = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、炭素不純物を 1% とした場合に相当する電子密度であり、中性粒子入射加熱の初期密度として設定したものである。中性粒子入射加熱によって、プラズマの不安定性が生じない電子密度は、 $\sim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以上であればよい。ここで採用した値は、この条件を満足し、かつジュール加熱によってプラズマ温度を 1 keV まで上昇させた場合に可能な電子密度の上限 $\sim 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以下の値である。

を Required heating power の変化として記した。

加熱パワーを 30MW とすると、7.5 秒の加熱で約 7 keV に達するが、27MW では、7 keV に達するまでには、約 12.5 秒を要する。加熱パワーを 28MW とした場合には、約 10 秒でイオン温度 7 keV が達成できる。この場合の電子温度 T_e はイオン温度よりやや低めで、イオン温度と同じような変化を示す (Fig. 2.5.9.)。

つぎに、その場合の Required heating power の変化を調べるため、パワーバランスの変化を検討する。Fig. 2.5.10 に、Diffusion loss power P_D , Bremsstrahlung loss power P_{Br} , α -heating power P_α と参考までに fusion power P_F を示す。ただし、この P_F には TCT 効果による fusion power は含まれていない。Required heating power が、最初の数秒間で急激に増大しているのは、 P_D と P_{Br} が急激な増大を示しているのに対して、 P_α はそれ程大きくないためと考えられる。 P_D は、

$$P_D = \frac{3}{2} \left(\frac{n_e T_e}{\tau_{Ee}} + T_i \sum_{i=D,T} \frac{n_i}{\tau_{Ei}} \right) \quad (2.5.42)$$

で与えられる。ここでは、 $\tau_{Ee} = \tau_{Ei}$ と仮定して計算したので、

$$P_D = \frac{3}{2} \{ n_e T_e + T_i (n_D + n_T) \} / \tau_E$$

となる。ここで、 $\tau_{Ee} = \tau_{Ei} \equiv \tau_E$ とおいた。 $T_i \simeq T_e$, $n_e \simeq n_D + n_T$ と近似すると、

$$P_D \simeq 3 n_e T_i / \tau_E \quad (2.5.43)$$

となる。最初の数秒間で、 n_e , T_i は急激に増大する。また、Fig. 2.5.11 からわかるように τ_E は、最初の数秒で急激な減少を示すので、 $1/\tau_E$ は、最初の数秒で急激な増加を示す。このことから、 P_D が最初の数秒で急激に増加し、それ以後は、緩やかに増加することがわかる。なお、 $1/\tau_E$ が最初の数秒で急激な増加を示すのは、つぎのように考えられる。2.5.1 節の (2) より

$$\frac{1}{\tau_E} = \frac{4}{a^2} (K_N + K_T)$$

だから、2.2 節の式 (2.2.2), (2.2.10) を用いて、

$$\Delta \left(\frac{1}{\tau_E} \right) = \frac{4}{a^2} \left[K_N \left(\frac{\Delta n_e}{n_e} - \frac{1}{2} \frac{\Delta T_i}{T_i} \right) + K_T \left(\frac{7}{2} \frac{\Delta T_i}{T_i} - \frac{\Delta n_e}{n_e} \right) \right] \quad (2.5.44)$$

となる。最初の数秒間は、イオン温度が低いので (2.5.44) 式の第 1 項が支配的であるため、電子密度 n_e の変化が主要な寄与をする。その後は、第 1 項と第 2 項の寄与が同程度となるので、 n_e の変化の寄与は第 1 項と第 2 項で相殺され、イオン温度の変化の寄与が支配的となる。しかし、この段階ではイオン温度の変化は緩やかになるので、 $1/\tau_E$ の変化も緩やかとなる。

Bremsstrahlung loss power の変化は、(2.5.33) より、

$$\Delta (P_{Br}) = P_{Br} \left(\frac{\Delta Z_{eff}}{Z_{eff}} + 2 \frac{\Delta n_e}{n_e} + \frac{1}{2} \frac{\Delta T_i}{T_i} \right) \quad (2.5.45)$$

で与えられる。不純物の割合と Z_{eff} の変化を図示すると Fig. 2.5.12 となる。不純物は炭素のみで、初期で約 1%，末期で約 2% である。 Z_{eff} は、最初の数秒間は急激な増加をする。また、 n_e 、 T_i も同様なので、 P_{Br} は、最初の数秒間は急激に増大する傾向を示す。その後は、 P_{Br} がほぼ一定となるのは、 n_e がわずかに減少するが、 Z_{eff} 、 T_i は緩やかに増加するために、それらの変化量が相殺するからである。

2.5.4 プラズマの停止

プラズマの停止に要する時間を 20 秒間とし、この間は、一応、ガスブランケットヘトリウムは挿入せず重水素のみ挿入するものとし、加熱パワーも入射しないものとして検討し、その結果によっては、外部加熱パワーの入射が必要であれば、加熱パワーを入射した場合と比較検討する。

プラズマの停止過程を 2 つの過程に分けて取り扱う。前半の 10 秒間では、プラズマ温度を 7 keV から 1 keV までに、電子密度を $1.1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ から $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ までに降下させることによって、核融合反応出力を降下させる。後半の 10 秒間では、さらに、プラズマ温度を 100 eV までに、電子密度を $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ までに降下させることによって、残りのプラズマ熱エネルギーを降下させるものとする。なお、加熱パワーの入射が必要な場合として考えられるのは、前半の 10 秒間であるので、必要性があるかどうかの検討、さらに必要性がある場合の加熱パワーを入射した計算結果に関する検討は、前半の 10 秒間に関する検討の最後で行なう。

(1) 核融合反応出力の降下

核融合反応出力を降下させる過程は、プラズマ温度と電子密度を下げる過程である。この過程では、以下に示す理由から、プラズマ電流も下げる必要がある。

まず、プラズマ特性の観点から考える。プラズマの閉じ込めという点では、この実験炉のプラズマ停止過程における温度領域を考えて、捕獲イオン不安定性による異常拡散と擬古典拡散の両方を考慮する必要がある。プラズマ電流 I_P (MA) は、

$$I_P = 5 \frac{B_t R}{q A^2} = 5 a B_P \quad (2.5.46)$$

ここで、 $A = R/a = 1/\epsilon$ でアスペクト比を示す。擬古典拡散係数は、

$$K_P = C_P \frac{25 a^2 n_e Z_{\text{eff}} \ell n \Lambda}{T_e^{1/2} I_P^2}$$

となり、プラズマ電流の二乗に逆比例する。捕獲イオン不安定性による異常拡散係数は、(2.2.10) からわかるように I_P にはよらない。プラズマの閉じ込め時間 τ は、

$$\tau = \frac{a^2}{4(K_P + K_T)}$$

であるから、プラズマの温度と密度を下げるためには、拡散係数を大きくすればよいが、プラズマ温度を下げると、拡散係数 K_T の方は急激に小さくなる。そこで、プラズマ電流を下げ、 K_P の方を大きくすることによって、これを相殺しさらには拡散係数 ($K_P + K_T$) を大きくすることが望ましい。この点から、プラズマ電流を降下させることが必要である。これを計算例で示す

う。プラズマ電流を 4 MA として一定に保った場合と、4 MA から約 1 MA までほぼ直線的に 10 秒間で降下させた場合について、それぞれのプラズマ停止過程におけるイオン温度と電子密度の変化を Fig. 2.5.13 に示す。このグラフは、重水素の挿入率としては平衡運転時と同じ $1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ とし、ガスブランケットへのトリチウムの挿入は停止過程の開始と同時に中止し、プラズマへの挿入率変化の半時定数 λ_{tr} は 3 秒 ($\lambda = 4.2$ 秒) として計算した結果である。なお、プラズマ電流を 0.7 MA までに低下させた計算例では、プラズマ周回電圧を -4.0 volt とした。この図から、電子密度 n_e は、プラズマ電流を 0.7 MA までに低下させた場合は、10 秒後では、 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ までに低下しているが、プラズマ電流を一定にした場合は、電子密度 n_e は約 $7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ までしか降下しない。また、イオン温度に関しては、プラズマ電流を一定にした場合と、0.7 MA までに降下させた場合とを比較して、6 秒までは両者ともほとんど同じであるが、それ以後は、後者の場合はゆるやかに低下し、10 秒後では 0.5 keV 以下となる。これに対して、前者の場合は、1 keV 程度で一定となってしまう。前者の場合は、ジュール加熱パワーが 10 秒の時点で 4 MW の大きさをもっている（後者の場合は 1 MW 以下）ので、このことがプラズマエネルギーが低下しない原因の一つと考えられる。この点から、プラズマ温度と電子密度の降下に応じて、プラズマ電流を降下させる必要がある。

つぎに、変流器コイルの設計上の問題から考えよう。プラズマ電流を一定にしておくとするば、変流器コイルの電流をさらに大きく変化させていくことによって、磁束変化を維持していかなければならない。その上、プラズマ温度が降下すると、プラズマの抵抗が大きくなるので（式 (2.5.20)）、プラズマにより大きな起電力を与える必要があり、そのために変流器コイルの磁束変化はさらに大きなものとしなければならない。したがって、変流器コイルには、より大なる電流変化を必要とすることになり、このことは、変流器コイルの最大電流をより大きなものとしなければならないことを意味する。これは、設計上望ましいことではない。炉を停止した時点では、プラズマ電流は零とするのであるから、核融合反応出力を降下させる過程においてプラズマ電流を一定に保つ必要はなく、プラズマ温度と電子密度の降下に応じて、プラズマ特性上許される範囲内でプラズマ電流を降下させることが合理的である。以上の点からも、プラズマ温度と電子密度の降下に応じてプラズマ電流を降下させる停止パターンを採る必要がある。

10 秒後のプラズマ電流値をどのように設定するかを考察する。プラズマ電流値を制約するものとして、上記したように、変流器コイル側からの要請としては低い方が望ましいと言える。プラズマの平衡という点から考えると、ポロイダルベータ値からの制約がある。ポロイダルベータ値 β_p は、次式で与えられる。

$$\beta_p = \frac{p}{B_p^2 / 2\mu_0} \quad (2.5.48)$$

p はプラズマ圧力で $p = \sum_i n_i T_i$ ($i = e, D, T$, イオン), ポロイダル磁場 B_p は (2.5.46) より $B_p = 0.2 I_p / a$ だから

$$\beta_p = 2\pi \times 10^{-5} a^2 \frac{\sum_i n_i T_i}{I_p^2} \quad (2.5.49)$$

ただし, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ である。前半の 10 秒間では, イオン温度を 7 keV から 1 keV までに, 電子密度を $1.1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ から $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ までに降下させるので, 10 秒後の時点でのプラズマ圧力 p_{10} は, 平衡運転時のプラズマ圧力 p_0 と比べて,

$$p_{10} \sim \frac{1}{70} p_0$$

である。従って, ポロイダルベータ値 β_p が平衡運転時の値よりも大きくならないためのプラズマ電流の下限は,

$$I_p > \frac{4}{\sqrt{70}} \sim 0.5 \text{ (MA)}$$

である。プラズマ周回電圧を一定にすれば, プラズマ電流はほぼ直線的に降下するが, イオン温度と電子密度は直線的には降下しない。そこで, 停止過程の途中でも, ポロイダルベータ値が平衡運転時の値を越えないために, 10 秒後の時点のプラズマ電流をその下限の 2 倍の値である 1 MA に設定する。ポロイダルベータ値としては, 平衡運転時の値の $1/4$ の値である。このように設定すれば, 停止過程の途中でも, $\sum_i n_i T_i$ の降下の仕方が, 前半 10 秒後の値 $(\sum_i n_i T_i)_{t=10}$ と停止過程開始時点の値 $(\sum_i n_i T_i)_{t=0}$ とを結んだ直線からずれても, その 4 倍までのずれが許されることになる。

停止過程開始後 10 秒の時点で, プラズマ電流を 1 MA に降下させるために必要なプラズマ周回電圧の目安を求めよう。(2.5.18) より,

$$L_p = 1.257 \times 10^{-6} \times 6.75 \times \{ \ln(4.5 \times 8) - 1.75 \} = 15.65 \times 10^{-6} \text{ (H)}$$

(2.5.19), (2.5.20) より

$$R_p = 1.621 \times 10^{-9} \frac{1.6 \times 16}{T_e^{3/2}} \times \frac{2 \times 6.75}{1.5^2} \simeq 2.5 \times 10^{-7} / T_e^{3/2} \text{ (}\Omega\text{)}$$

ただし, $\ln A \simeq 16$, $Z_{\text{eff}} \simeq 1.6$ (C 不純物 2%) とした。前半 10 秒間の停止過程においては, $T_i^{3/2}$ の平均として, $T_i^{3/2} \simeq 4 \text{ keV}$, $I_p \simeq 2.5 \text{ MA}$ とすれば,

$$R_p I_p \simeq \frac{2.5 \times 10^{-7}}{4} \times 2.5 \times 10^6 \simeq 0.16 \text{ (volt)}.$$

また, $\Delta t = 10 \text{ s}$, $\Delta I_p = -3 \text{ MA}$ だから,

$$L_p \frac{\Delta I_p}{\Delta t} \simeq 1.5 \times 10^{-5} \times \frac{-3 \times 10^6}{10} \simeq -4.5 \text{ (volt)}.$$

(2.5.17) より, $V_p \simeq -4.3 \text{ volt}$ となる。 $V_p = -4.3 \text{ volt}$ を目安として, 実際に停止過程 10 秒間のサーベイ計算をした結果から, $V_p = -4.0 \text{ volt}$ を得た。以下の前半の停止過程では, $V_p = -4.0 \text{ volt}$ を用いる。

前半の停止過程の初期値を Table 2.5.4 にまとめておく。この条件のもとで, プラズマ停止過程を考察する。プラズマ停止過程が開始されると同時に, ガスブランケットへのトリチウムの挿入を止め, 重水素の挿入率を減少させた場合, プラズマへのトリチウムと重水素の挿入率

がどれだけの時間遅れを伴うかという点については、現時点では不明である。真空ポンプの容量、プラズマとガスブランケットの相互作用が大きな因子となっているが、時間遅れに関する定量的な評価はここではしない。ここでは、数個の時定数に対して、その違いがプラズマの停止にどのような影響を与えるかを検討する。時定数の違いの影響は、ガスブランケットへの重水素の挿入率をどこまで低下させるかによって当然異なるので、重水素の挿入率と半時定数 $(\lambda_{1/2})_{D \text{ or } T} (= \lambda_{D \text{ or } T} \times \ln 2)$ をパラメトリックに変化させて、それぞれの場合のイオン温度、電子密度、プラズマ電流の変化を調べてみよう。なお、重水素とトリチウムの挿入率減少の時定数は等しいものとして取り扱う。すなわち、 $(\lambda_{1/2})_D = (\lambda_{1/2})_T = \lambda_{1/2}$ とする。半時定数 $\lambda_{1/2}$ として、1秒、3秒、6秒（時定数 λ で、それぞれ、1.4秒、4.3秒、8.7秒）の3種類を設定し、重水素の挿入率として、 $0.0 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ 、 $0.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ 、 $0.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ 、 $1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ を設定する。重水素の挿入率が $0.0 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ は、停止過程が開始されると同時にガスブランケットへの重水素の挿入を停止することであり、 $1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ は、平衡運転時の挿入率と同じ値であるので、停止過程の間も重水素の挿入率は変化しないことに相当する。

1つの半時定数について、重水素の挿入率を上述した4種類に変化させた場合の計算を行い、それぞれの半時定数ごとに図示する。まず、イオン温度の変化に関して、 $\lambda_{1/2} = 1 \text{ s}$ 、 3 s 、 6 s について、それぞれ Fig. 2.5.14、Fig. 2.5.15、Fig. 2.5.16 に示す。同様に電子密度の変化については、それぞれ、Fig. 2.5.17、Fig. 2.5.18、Fig. 2.5.19 に、プラズマ電流の変化については、Fig. 2.5.20、Fig. 2.5.21、Fig. 2.5.22 に示す。

まず、イオン温度について考察する。半時定数 $\lambda_{1/2} = 1 \text{ s}$ の場合は、重水素挿入率の違いによる影響が大きく、ガスブランケットへの重水素の挿入を停止した場合である挿入率 $SD1 = 0.0 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ の場合は、停止過程開始後6秒以降は、 $T_i = 3.3 \text{ keV}$ の値から下がらなくなるが、挿入率 $SD1 = 0.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1} \sim 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ の場合は、10秒後の時点では、1 keV 以下まで降下する。これに対して、半時定数 $\lambda_{1/2} = 3 \text{ s}$ 、 6 s の場合は、重水素挿入率の違いによる影響は小さくなり、挿入率 $SD1 = 0.0 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ から $1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ の全体にわたって、10秒後の時点では1 keV 以下までにイオン温度が下がる。 $\lambda_{1/2} = 6 \text{ s}$ の場合は、3s の場合よりも、挿入率の違いによる影響が小さくなっていることが示されているが、両者の場合は、挿入率の違いによらずに、イオン温度を降下できることがわかる。

つぎに、電子密度について考察しよう。半時定数 $\lambda_{1/2} = 1 \text{ s}$ の場合は、重水素挿入率の違いが、10秒間の停止過程の途中で、電子密度の差として $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度の差を生じるが、10秒後の時点では、挿入率 $SD1 = 0.0 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ の場合を除いて、ほぼ $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度の電子密度にまで降下している。挿入率 $SD1 = 0.0 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ の場合でも、 $0.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度の電子密度となり、とくに低く過ぎるという値ではない。半時定数が3秒、6秒の場合は、重水素挿入率の違いは、10秒間の停止過程の途中でも、電子密度に $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度の違いしか生じない。

プラズマ電流の降下に対するこれらの影響は、Fig. 2.5.20～Fig. 2.5.22を見れば明らかのように、半時定数、重水素挿入率の違いによる影響については、ここで採り挙げた値の範囲内で、とくに大きな相異は生じない。

プラズマの持っている熱エネルギーの降下状態を考察するため、プラズマ温度が最も下から

なかった場合 ($\lambda_{1/2} = 1\text{s}$, $SD1 = 0.0\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$), 最も下がった場合 ($\lambda_{1/2} = 6\text{s}$, $SD1 = 1.5 \times 10^{19}\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$), その中間の場合 ($\lambda_{1/2} = 3\text{s}$, $SD1 = 0.0\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$) について, プラズマの熱エネルギー E_{pth} (MJ) の変化を検討しよう。 E_{pth} は,

$$E_{\text{pth}} = \frac{3}{2} \kappa \sum_i n_i T_i v_p \quad (i = e, D, T, \text{イオン})$$

ここで, κ はエネルギー変換係数で, T を keV で示せば,

$$\kappa = 1.6 \times 10^{-22} \text{ MJ/keV}$$

で与えられる。それぞれの場合のプラズマ熱エネルギー E_{pth} を Fig. 2.5.23 に示す。Fig. 2.5.23 から, 半時定数 $\lambda_{1/2}$ が 3 秒以上の場合は, 10 秒後にはプラズマの熱エネルギーが 1.4 ~ 0.5 MJ 程度に降下することがわかる。

さらに, これらの 3 つの場合の核融合反応出力の降下の状況を考察してみよう。Fig. 2.5.24 に, それぞれの場合の核融合反応出力の変化を示す。いずれの場合も, 10 秒後の時点では, 核融合反応出力が 0.1 MW 以下に降下する。 $\lambda_{1/2} = 0\text{s}$, $SD1 = 0.0\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$ の場合は, 5 秒以降では, 出力の低下が他の場合と比較して 1 桁以上遅い。これは, イオン温度の降下が他の 2 つの場合に比較して遅く, しかも, 6 秒以降はほぼ一定となるためであると考えられる。Fig. 2.5.24 によると, 1 秒後の核融合反応出力が 50 % 以下に降下している。全体として, もっと緩やかに降下させる場合の検討は, この項の最後のところで行なう。

以上から, 半時定数 $\lambda_{1/2}$ が 3 秒以上であれば, 重水素挿入率に影響されずに, イオン温度を 1 keV までに, 電子密度を $1 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ までに 10 秒間で降下させることによって, 核融合反応の停止が可能であると言える。

ここで, 典型的な例の 1 つを採り挙げ, そのパワーバランスを考察しよう。例として, 半時定数は, $\lambda_{1/2} = 3\text{s}$ で, 重水素の挿入率が平衡運転時から変化しない場合 ($SD1 = 1.5 \times 10^{19}\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$) の停止過程の 10 秒間におけるパワーバランスを示そう。輻射損失パワーとして制動輻射損失パワー P_{Br} とライン輻射損失パワー P_{L} , 拡散によって体系から失なわれるパワー P_{D} , これらの総和である全損失パワー P_{TL} , さらに, 加熱パワーとしては, アルファ加熱パワー P_{α} と, ジュール加熱パワー P_{OH} , これらの両者を全損失パワーから差し引いた正味の損失パワー P_{NL} を Fig. 2.5.25 に示す。正味の損失パワー P_{NL} は, プラズマのもつ熱エネルギーの減少率 dE_{pth}/dt を表わす。 $t = 0\text{s}$ では, $P_{\text{NL}} = 27\text{MW}$ であり, この量は平衡運転時の入射加熱パワーそのものである。駆動型の炉では, 外部加熱パワーの入射を停止すれば, 平衡運転時に必要な入射加熱パワーそのものが, 停止過程初期のプラズマ熱エネルギーの減少率となる。したがって駆動型の炉は, 外部加熱パワー入射を停止すれば, 必ずプラズマ熱エネルギーは降下することになる。これに対して, 自己点火型の炉の場合は, 停止過程初期においては全損失パワーが, 内部加熱パワー (主としてアルファ加熱パワー) よりも大きくはないので, 初期においては, プラズマ熱エネルギーを減少させることはできない。このため, 初期においては, 直接にプラズマ熱エネルギーを減少させることはしないで, まず, アルファ加熱パワーを減少させるためにプラズマ温度を降下させる。そのために, 1 つの方法としては, 重水素を平衡運転時よりも大量に挿入することによって, 電子密度を増大させ, プラズマ温度を下げる。この過程

を経ることによって、内部加熱パワーを全損失パワーよりも小さくできるので、プラズマ熱エネルギー変化率 dE_{Pth}/dt を

$$dE_{\text{Pth}}/dt < 0$$

とすることができる。以上の点から、自己点火型の炉と比較して、駆動型の炉の核融合反応の停止は容易であると言える。

Fig. 2.5.24 によれば、プラズマ停止過程開始後の 1 秒間に核融合反応出力が 40MW にまで降下し、2 秒後には 10MW 以下にまで降下する。このような核融合反応出力の降下の様相では、出力の降下が速やかすぎて、第 1 壁やブランケット容器における熱応力が問題となる場合を考慮して、核融合反応出力を緩やかに降下させるための検討をする。まず、プラズマの温度と密度の降下をそれぞれ Fig. 2.5.14 ~ Fig. 2.5.16, Fig. 2.5.17 ~ Fig. 2.5.19 よりは緩やかにしなければならない。このことはプラズマ熱エネルギーの降下を緩やかにしなければならないことを意味する。すなわち、プラズマ熱エネルギー降下率を意味する正味の損失パワー P_{NL} を小さくしなければならない。これまでの計算例では、外部入射加熱パワーを零とした停止過程の計算例であったが、 P_{NL} を小さくするためには、外部入射加熱パワーを必要とすることになる。外部入射加熱パワーとして、10 秒間で 27MW から 0 MW まで直線的に変化させた場合の計算をする。さらに核融合反応出力を緩やかに降下させるためには、プラズマ内の重水素とトリチウムの密度も緩やかに降下させなければならない。これまでの計算では、トリチウムについては、停止過程開始と同時にガスブランケットへの挿入を停止した計算であった。まず、ガスブランケットへトリチウムを挿入する必要があるかどうかを検討する。重水素の挿入率は平衡運転時と同じ値 $SD1 = 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ とし、トリチウムのガスブランケットへの挿入を停止した場合で、プラズマへの挿入率変化の半時定数 $\lambda_{1/2}$ を 6 秒、3 秒、1 秒とした場合をそれぞれケース a, b, c とし、トリチウムのガスブランケットへの挿入を続けた場合で、挿入率として、重水素と同じ値とし、 $SD1 = ST1 = 8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ 、半時定数 $\lambda_{1/2}$ を 6 秒とした場合をケース d とする。以上の a ~ d を Fig. 2.5.26 に示す。なお、この図には、外部加熱パワーを入射しないで停止させた Fig. 2.5.24 の 2 ケース, e, f も載せた。e は、 $SD1 = 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ で $\lambda_{1/2} = 6 \text{ s}$ 、f は、 $SD1 = 0.0 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ で $\lambda_{1/2} = 1 \text{ s}$ であり、両者とも $ST1 = 0.0 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ である。この計算結果から、プラズマ中への燃料挿入率の変化の半時定数 $\lambda_{1/2}$ が 3 秒以上であれば、ガスブランケットへのトリチウム挿入を停止した場合と停止しなかった場合とでほとんど差はないことがわかる。また、外部加熱パワーを入射しなかった場合 (ケース e, f) と比べて、核融合反応出力の降下が緩やかとなり、2 秒後で平衡運転時の 80%, 5 秒後で 30% という降下の様相を示している。ケース a について、イオン温度、重水素とトリチウムおよび電子の各密度の変化を Fig. 2.5.27 に示す。同じくケース a について、パワーバランスを Fig. 2.5.28 に示す。Fig. 2.5.28 に示した物理量は、中性粒子入射加熱パワー P_{NBI} 、アルファ加熱パワー P_{α} 、ジュール加熱パワー P_{OH} 、制動輻射損失パワー P_{Br} 、ライン輻射損失パワー P_{L} 、拡散による損失パワー P_{D} 、これらの損失パワーの総和である全損失パワー P_{TL} 、全損失パワーから加熱パワーを差し引いた正味の損失パワー P_{NL} である。なお、以上の計算においては、プラズマ電流は、これまでの計算と同様に、10 秒間で 4 MA から 1 MA まで降下させ

る。このためプラズマ周回電圧をこれまでの計算例と同様に -4.0 voltとした。以上から、外部加熱パワーを徐々に降下させることによって、ガスブランケットへのトリチウムの挿入なしに、核融合反応出力を緩やかに降下できることがわかる。

〔2〕 残留プラズマ熱エネルギーの降下

前半の10秒間で核融合反応を停止させた。この時点では、プラズマの残留熱エネルギーは約1 MJ (Fig. 2.5.23)であり、イオン温度は1 keV, 電子密度は $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, プラズマ電流は1 MAである。後半の10秒間で、イオン温度を100 eV程度, 電子密度を $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 程度までに降下させ、残りのプラズマ熱エネルギーを降下させる。

まず、プラズマ電流を後半10秒間でどの値まで降下させるかを決定する。プラズマ電流を制約するものとしては、前半の場合と同様で、変流器コイルの設計上からの要請としては、できるだけ低い値の方が望ましい。また、プラズマの平衡という点から考えると、やはり、ポロイダルベータ値が平衡運転時の値よりも大きくならないようにプラズマ電流を設定することが必要である。後半の10秒後の時点におけるプラズマ圧力 p_{20} は、イオン温度を100 eV, 電子密度を $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ とすると、平衡運転時のプラズマ圧力 p_0 と比べて、

$$p_{20} \sim \frac{1}{7000} p_0$$

である。ポロイダルベータ値が平衡運転時の値よりも大きくならないためのプラズマ電流の下限は、

$$I_P > \frac{1}{\sqrt{7000}} \sim 0.05 \text{ (MA)}$$

である。前半と同様の理由から2倍して、0.1 MAと設定する。

停止過程の後半10秒間で、プラズマ電流を1 MAから0.1 MAまで降下させるために必要なプラズマ周回電圧の目安を求めよう。(2.5.18)より、

$$L_P = 1.565 \times 10^{-5} \text{ (H)}$$

また、(2.5.19), (2.5.20)より、プラズマ抵抗 R_P は、 $\ell n A = 1.6$, $Z_{\text{eff}} = 1.6$ として、

$$R_P = 2.5 \times 10^{-7} / T_e^{3/2} \text{ (}\Omega\text{)}$$

であるから、 $T_e^{3/2}$ の平均として、 $T_e^{3/2} \simeq 0.35$, I_P の平均として $I_P \simeq 0.6 \text{ MA}$ とすると、

$$R_P I_P \simeq \frac{2.5 \times 10^{-7}}{0.35} \times 0.6 \times 10^6 \simeq 0.43 \text{ (volt)}$$

また、 $\Delta t = 10 \text{ s}$, $\Delta I_P = -0.9 \text{ MA}$ であるから、

$$L_P \frac{\Delta I_P}{\Delta t} \simeq 1.56 \times 10^{-5} \times \frac{-0.9 \times 10^6}{10} \simeq -1.4 \text{ (volt)}$$

となる。従って、プラズマ周回電圧 V_P は、

$$V_P \simeq -1.0 \text{ (volt)}$$

である。この値を目安として、以下の計算では、 $V_p = -1.0, -0.5$ volt の 2 の場合について計算する。

後半 10 秒間の停止過程の初期値として、イオン温度、電子密度は先に記したように、それぞれ、 $1 \text{ keV}, 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ であるが、前半の停止過程終了時点の重水素挿入率は、 $0.0 \sim 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ のほぼ中間を採って、 $8.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ を後半の初期値 SD0 とする。また、後半の停止過程では、重水素挿入率の変化の時定数の違いによる計算をすることは止めて、半時定数 $\lambda_{1/2} = 3$ 秒として計算する。前半の結果によれば、半時定数が 3 秒以上の計算では、半時定数の違いによるプラズマ停止への影響は、とくに考える必要のないことが示されたので、後半でもそのことが当然予想される。もし、半時定数の違いによる影響が大きければ、 $\lambda_{1/2} = 3 \text{ s}$ とした場合でも、重水素挿入率の違いによる影響が大きく現われるので、半時定数の違う計算を行う必要があるかどうかのチェックができる。以上の点を考慮して、後半 10 秒間の過程の初期値を Table 2.5.5 のように設定する。重水素とトリチウムの密度の値は、前半の停止過程で、 $\lambda_{1/2} = 3 \text{ s}$, $\text{SD1} = 8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ とした場合に前半 10 秒経過した時点における値に近い値とした。また、重水素とトリチウムの挿入率に関しても同様である。

ガスブランケットへの重水素の挿入率 SD1 については、 $8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$, $4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$, $2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ の 3 つの場合を計算する。プラズマ周回電圧を $-0.5, -1.0$ volt とした場合のイオン温度の変化をそれぞれ Fig. 2.5.29, Fig. 2.5.30 に、電子密度の変化をそれぞれ Fig. 2.5.31, Fig. 2.5.32 に、プラズマ電流の変化をそれぞれ Fig. 2.5.33, Fig. 2.5.34 に示す。

まず、イオン温度の変化をみると、プラズマ周回電圧が -0.5 volt の場合 (Fig. 2.5.29) は、重水素挿入率の違いによって、20 秒の時点では約 0.2 keV の拡がりを示すが、 -1.0 volt の場合 (Fig. 2.5.30) は、18 秒の時点で、重水素挿入率の違い 3 つの場合とも 0 keV 近くに降下してしまう。この点については、電子密度の場合も同様で、 $V_p = -1.0$ volt の場合は 18 秒で 0 に近くなる。 $V_p = -0.5$ volt の場合は、重水素の挿入率の違いによる影響は、20 秒の時点で $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 程度の拡がりとなるが、その途中での拡がりイオン温度の場合よりも小さく、 $V_p = -1.0$ volt の場合の途中の時点における拡がりとは大差はない。プラズマ電流の降下の仕方もやはり同様である。 $V_p = -0.5$ volt の場合は、重水素の挿入率の違いによる影響は、20 秒の時点で約 0.2 MA の差を生じるが、どの場合も、プラズマの停止という目標は達成しているものと考えてよい。したがって、この項の初めに記した、半時定数の違いによる影響を改めて検討する必要はなく、半時定数として数秒以上であれば、プラズマの停止には問題となることはない。

ここで、代表的な場合について、プラズマの熱エネルギーの降下を図示しよう。例として、 $V_p = -1.0$ volt, $\text{SD1} = 8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ の場合、 $V_p = -0.5$ volt, $\text{SD1} = 2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ の場合、 $V_p = -0.5$ volt, $\text{SD1} = 8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ の場合について Fig. 2.5.35 に示す。これらの 3 つの場合は、それぞれ、計算した結果の中では、プラズマ熱エネルギーが最も除去された場合と、最も除去されない場合、およびその中間の場合である。最も除去されない場合でも、20 秒の時点では 50 kJ 以下に降下できることが示されている。プラズマの熱エネルギーがこの程度となった時点で、プラズマがリミタ等にあつて消滅したとしても、この熱エネルギーによつ

て、リミタ等が損傷されることはないものと考えられるので、プラズマの停止過程の終了点としては、とくに支障はない。

2.5.5 ま と め

以上の検討結果を簡単にまとめ、最後に問題点と今後の課題を記す。

プラズマ起動の検討結果、ジュール加熱については、初期プラズマ温度 10 eV、初期電子密度 $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ の条件のもとで、プラズマ周回電圧を 6.5 volt、燃料挿入率を重水素とトリチウムの和で $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ として、10 秒間の加熱で、プラズマ電流 4 MA、プラズマ温度 1 keV 以上、電子密度 $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以上を実現できることが示された。また、中性粒子入射加熱については、プラズマ温度 1 keV、電子密度 $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ から出発して、加熱パワー 28 MW、燃料挿入率を重水素とトリチウムの和で $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ として、10 秒間で平衡運転時の値（プラズマ温度 7 keV、電子密度 $1.13 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ）を達成できることが示された。加熱パワー 28 MW は、10 秒間の加熱でプラズマ諸量を平衡運転時の値に持ち上げさせるための最少に近い値と考えられる。

プラズマ停止過程の検討結果、核融合反応出力の降下については、ガスブランケットへの重水素の挿入率は平衡運転時と同じとし、トリチウムの挿入は停止過程開始と同時に停止し、プラズマ周回電圧を -4.0 volt として、プラズマ電流を 4 MA から 1 MA まで降下させ、イオン温度、電子密度を平衡運転時の値からそれぞれ 1 keV、 $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ までに降下させて、核融合反応出力を降下させることができた。この過程で、外部加熱パワーを平衡運転時の値 27 MW から徐々に降下させれば、出力を緩やかに降下できることが示された。また、残留プラズマエネルギーの降下については、プラズマ周回電圧を -1.0 ~ -0.5 volt として、プラズマ電流を 1 MA から 0.1 MA まで降下させ、イオン温度を 100 eV までに、電子密度を $\sim 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ までに降下させて、プラズマ熱エネルギーを 50 kJ 以下に降下できることが示された。

以上の解析に用いた計算モデルは、時間依存性を入れた 1 点近似モデルであり、エネルギーおよび粒子の閉じ込めに関する比例則は、プラズマ温度が数 keV 以下では、新古典拡散または擬古典拡散が、それ以上では捕獲イオン不安定性による異常拡散が支配的であるとして用いた。プラズマ特性諸量を 1 点近似で扱っているが、空間的なプロファイルを考慮した場合にはこのことは、プラズマの閉じ込め、粒子およびエネルギーバランスにおける変更が考えられ、入射加熱パワー、燃料挿入率は修正されることになろう。しかし、この報告書に示した基本的な考え方は変わらない。これらの諸量を把握するには、1 次元モデルによる解析が必要であり、現在、そのための計算コードを開発中であり、第 2 次設計にその結果を反映したい。また、高速の中性粒子、 α 粒子の減速モデルによる中性粒子入射加熱、 α 加熱を取り扱う必要があり、今後、これをモデル化して計算に導入したい。また、不純物のイオン化、再結合、荷電交換は、プラズマ温度の低い起動時におけるパワーバランスに重要な影響を与えるので、これらをモデル化して計算に考慮できるようにしたい。

(真木紘一)

Table 2.5.1 Initial conditions for Joule-heating

Ion temperature (keV)	0.01
Electron density (10^{18}m^{-3})	1.06
Plasma current (MA)	0.0001
Z_{eff}	1.3
Impurity (%)	1.0

Table 2.5.2 Final values after 10 second Joule-heating and plasma parameters

Ion temperature (keV)	1.1
Electron density (10^{19}m^{-3})	4.4
Z_{eff}	1.3
Impurity (%)	1.0
One turn voltage (V)	6.5
Fueling rate ($d=t$) ($10^{20}\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$)	0.05

Table 2.5.3 Initial conditions for neutral beam injection heating

Ion temperature (keV)	1.0
Deuteron density (10^{19}m^{-3})	2.0
Triton density (10^{19}m^{-3})	2.0
Electron density (10^{19}m^{-3})	4.24
Impurity (%)	1.0
Z_{eff}	1.3

Table 2.5.4 Initial conditions for the first 10 second shutdown process

Ion temperature (keV)	7.0
Electron density (10^{20}m^{-3})	1.13
Deuterium density (10^{20}m^{-3})	0.5
Tritium density (10^{20}m^{-3})	0.5
Impurity (%)	2.0
Z_{eff}	1.6
D insertion rate ($10^{19} \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$)	1.5
T insertion rate ($10^{19} \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$)	1.5

Table 2.5.5 Initial conditions for the latter 10 second shutdown process

Ion temperature (keV)	1.0
Electron density (10^{19}m^{-3})	1.12
Deuterium density (10^{19}m^{-3})	0.8
Tritium density (10^{19}m^{-3})	0.2
Impurity (%)	2.0
Z_{eff}	1.6
D insertion rate ($10^{18} \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$)	8.0
T insertion rate ($10^{18} \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$)	2.0

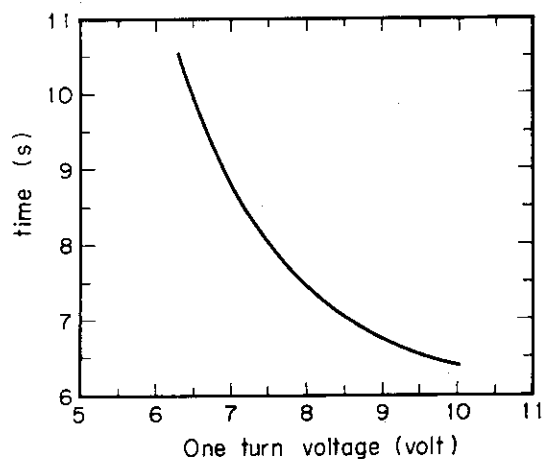


Fig. 2.5.1 The relation between one turn voltage and Joule-heating time to make the plasma current reach full current of 4 MA

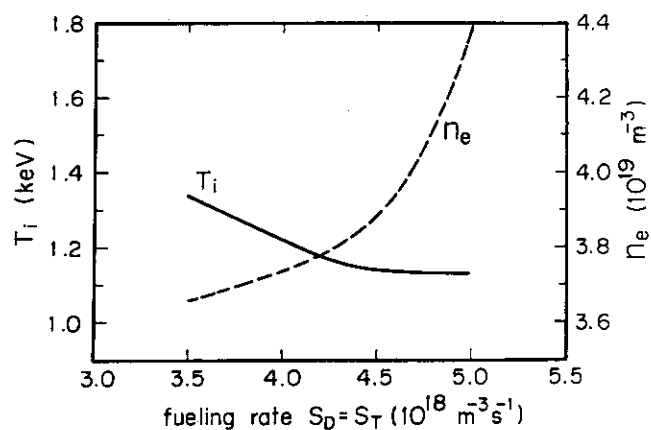


Fig. 2.5.2 Ion temperature and electron density after 10 second heating with various fueling rates

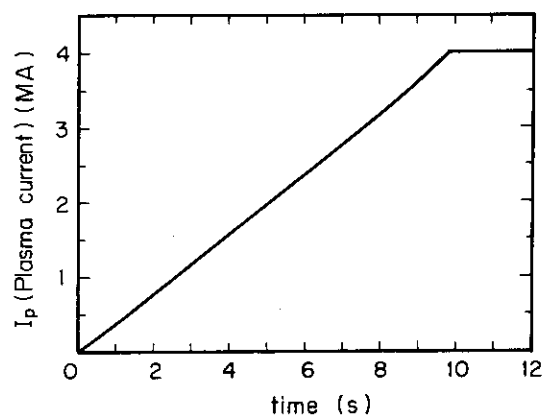


Fig. 2.5.3 Plasma current during Joule-heating

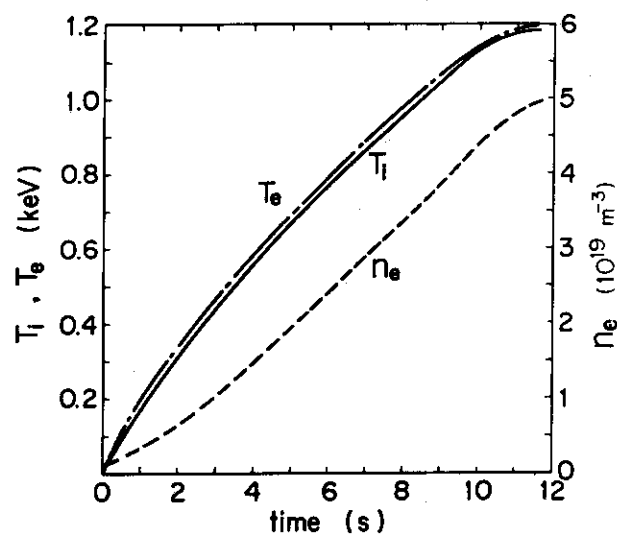


Fig. 2.5.4 Ion temperature T_i , electron temperature T_e and electron density n_e during Joule-heating

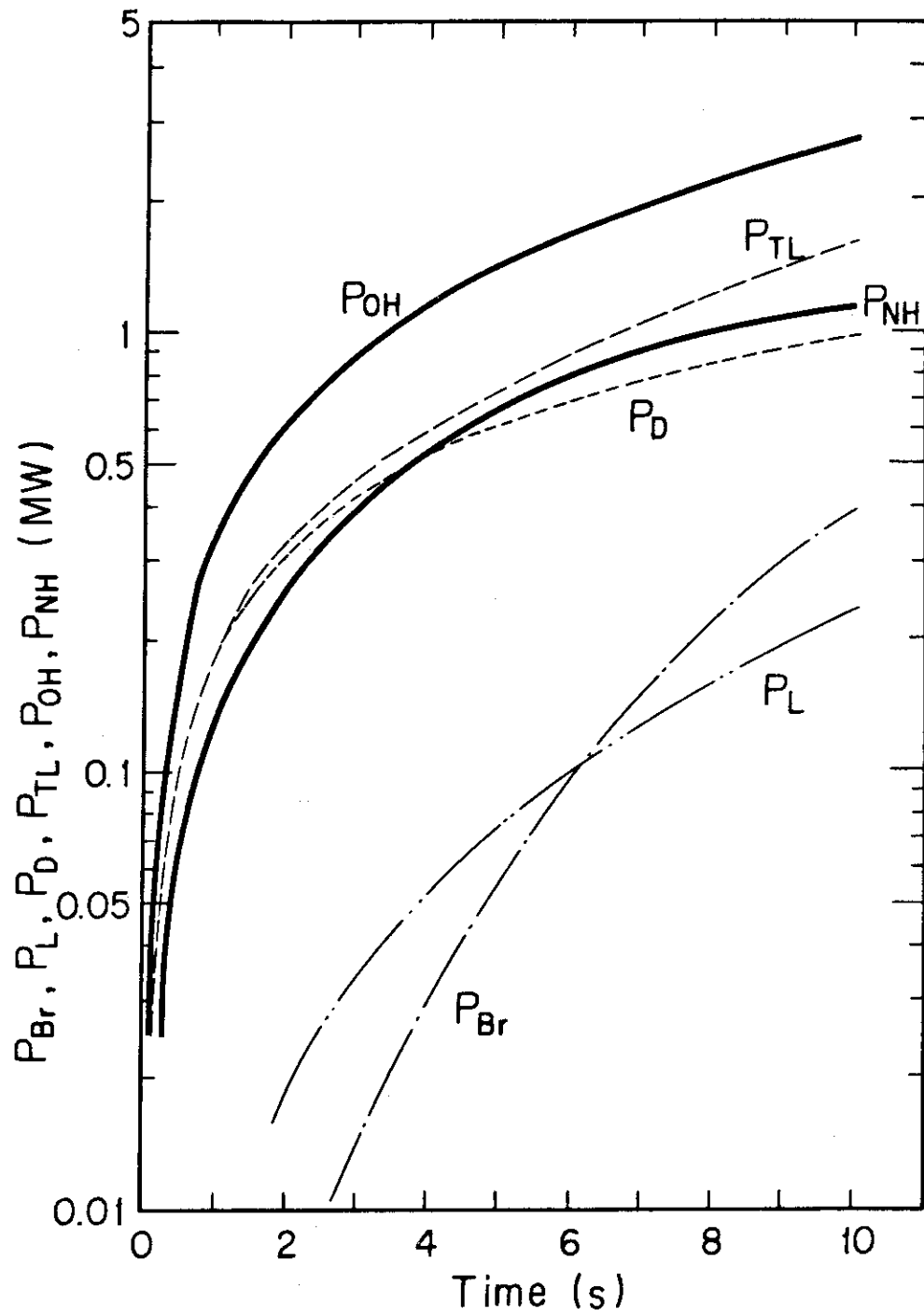


Fig.2.5.5 Changes of plasma loss powers and heating powers.

P_{Br} : Bremsstrahlung loss power P_L : Line radiation loss power
 P_D : Diffusion loss power P_{TL} : Total loss power
 P_{OH} : Joule-heating power P_{NH} : Net heating power ($=P_{OH}-P_{TL}$)

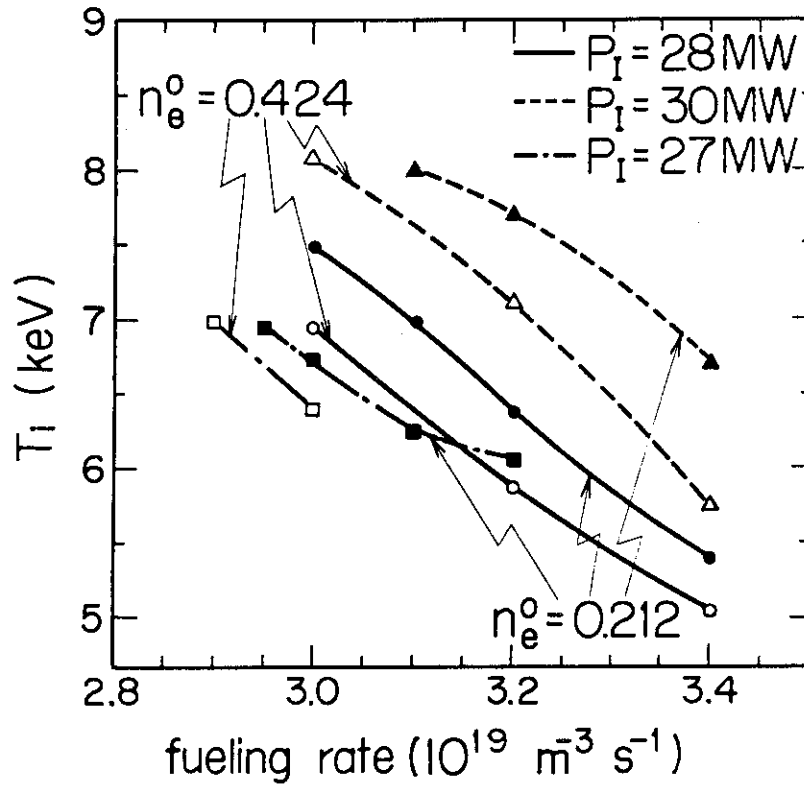


Fig.2.5.6 Relation between ion temperature T_i after 10 second heating and fueling rate of various heating powers P_I and initial electron densities $n_e^0(10^{20}\text{m}^{-3})$.

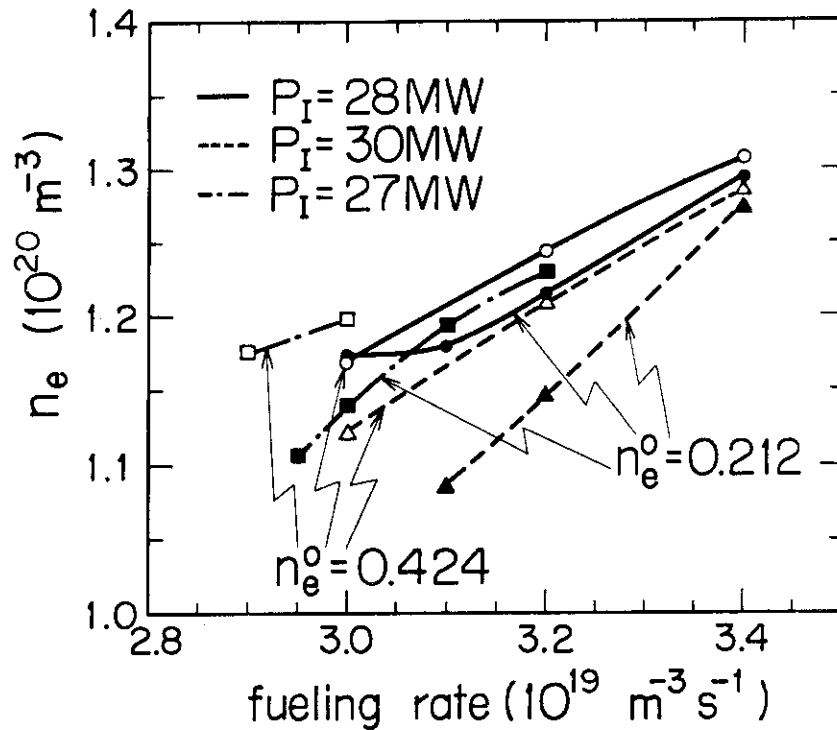


Fig.2.5.7 Relation between maximum electron density in 10 second heating and fueling rate for various heating powers P_I and initial electron densities $n_e^0(10^{20}\text{m}^{-3})$.

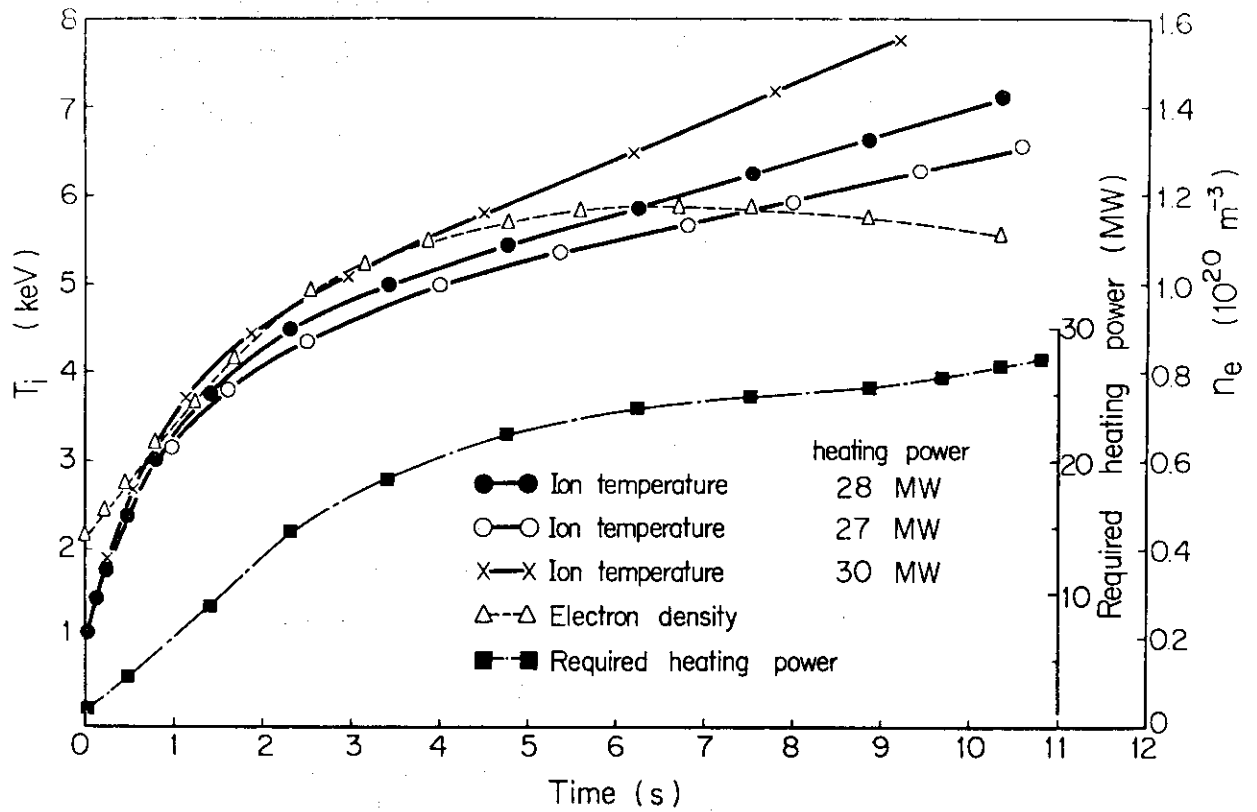


Fig.2.5.8 Changes of ion temperature T_i , electron density n_e and required heating power.

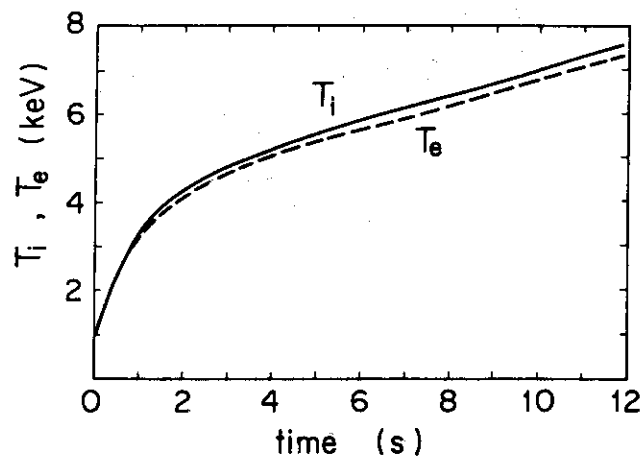


Fig.2.5.9 Changes of ion temperature T_i and electron temperature T_e during neutral beam injection heating.

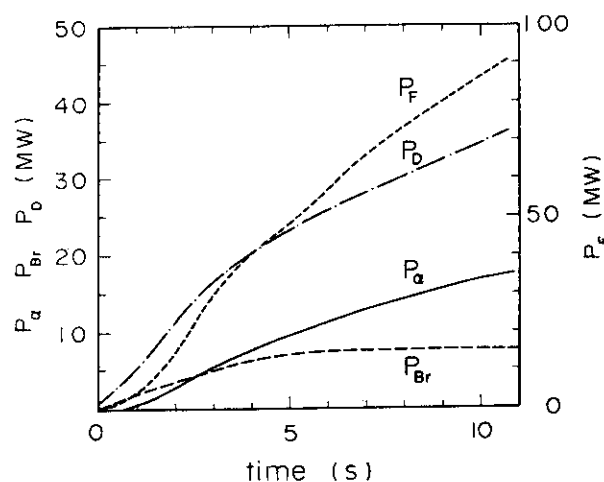


Fig. 2.5.10 Changes of plasma loss powers and α -heating power
 P_α : α -heating power
 P_{Br} : Bremsstrahlung loss power
 P_D : Diffusion loss power
 P_F : Total fusion power

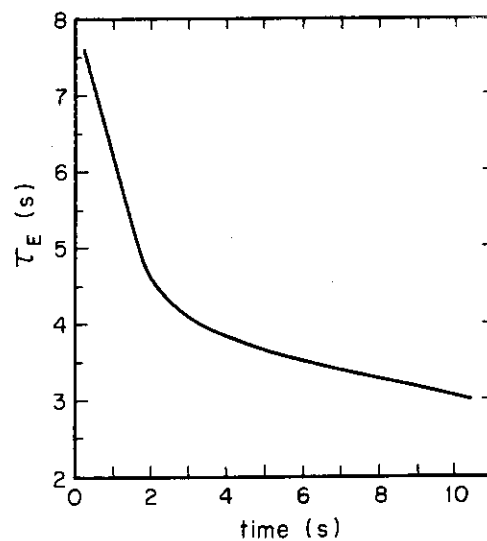


Fig. 2.5.11 Change of energy confinement time

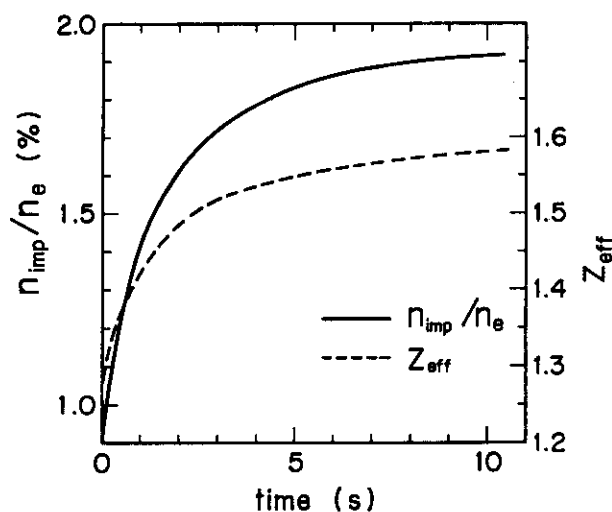


Fig. 2.5.12 Changes of impurity ratio and effective charge

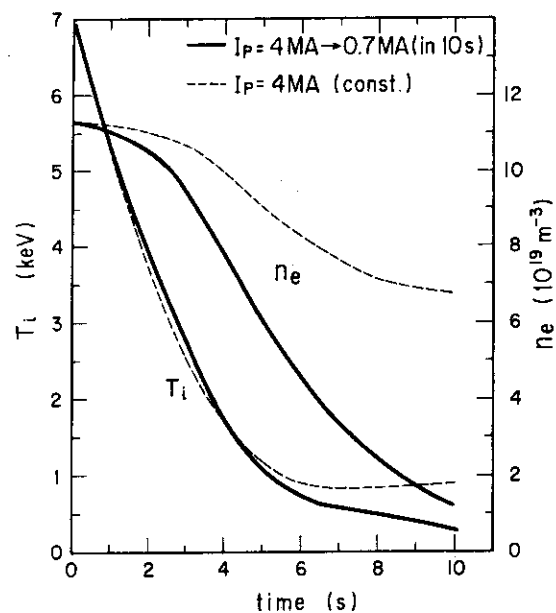


Fig. 2.5.13 Comparison in ion temperature and electron density of the case where plasma current is kept constant with those of the case where plasma current is fallen down 4 MA to 0.7 MA in 10 s

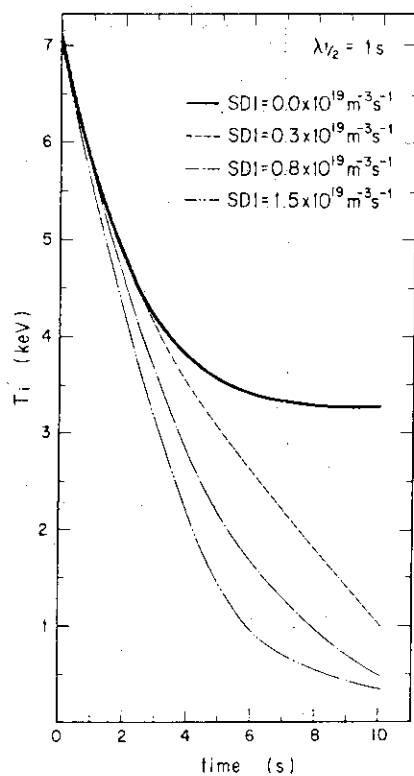


Fig. 2.5.14 Changes of ion temperatures for various deuterium insertion rates in $\lambda_{1/2} = 1$ s

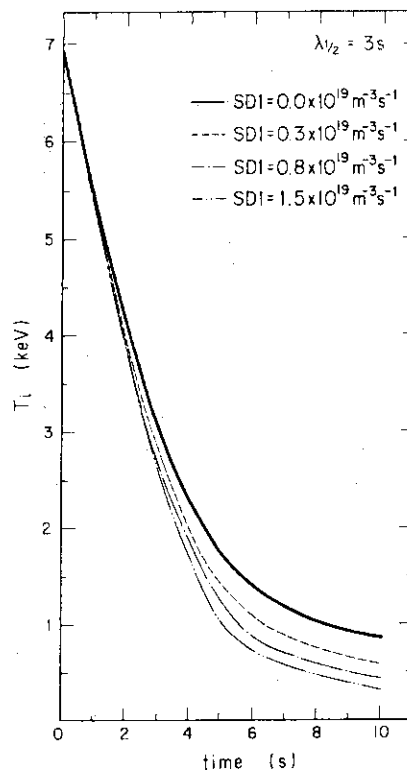


Fig. 2.5.15 Changes of ion temperatures for various deuterium insertion rates in $\lambda_{1/2} = 3$ s

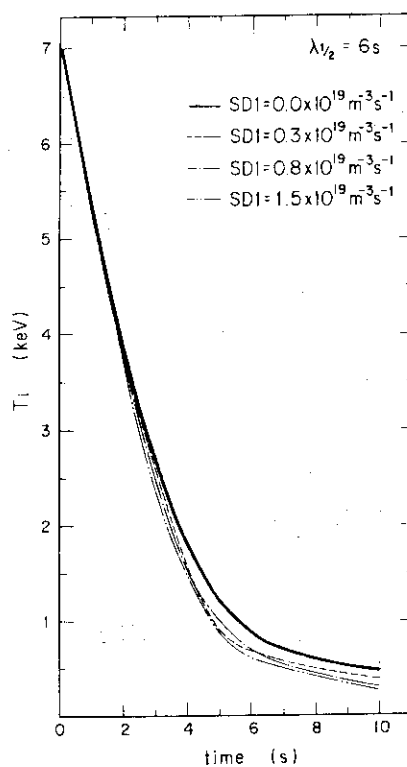


Fig. 2.5.16 Changes of ion temperatures for various deuterium insertion rates in $\lambda_{1/2} = 6$ s

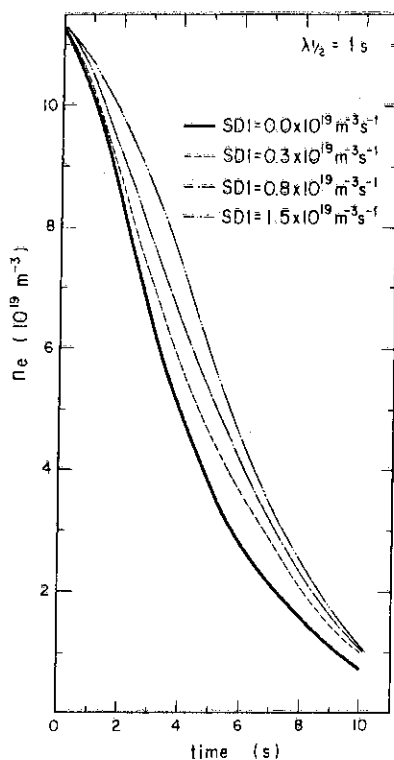


Fig. 2.5.17 Changes of electron densities for various deuterium insertion rates in $\lambda_{1/2} = 1 \text{ s}$

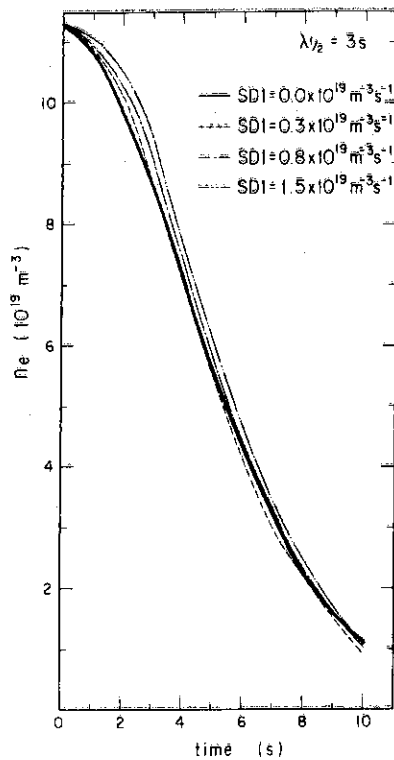


Fig. 2.5.18 Changes of electron densities for various deuterium insertion rates in $\lambda_{1/2} = 3 \text{ s}$

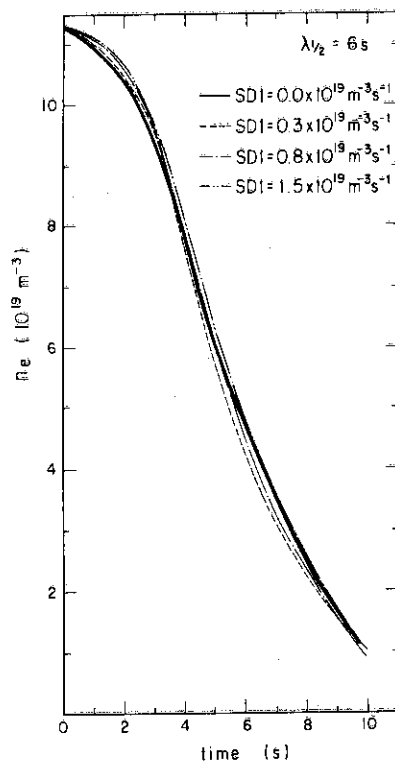


Fig. 2.5.19 Changes of electron densities for various deuterium insertion rates in $\lambda_{1/2} = 6 \text{ s}$

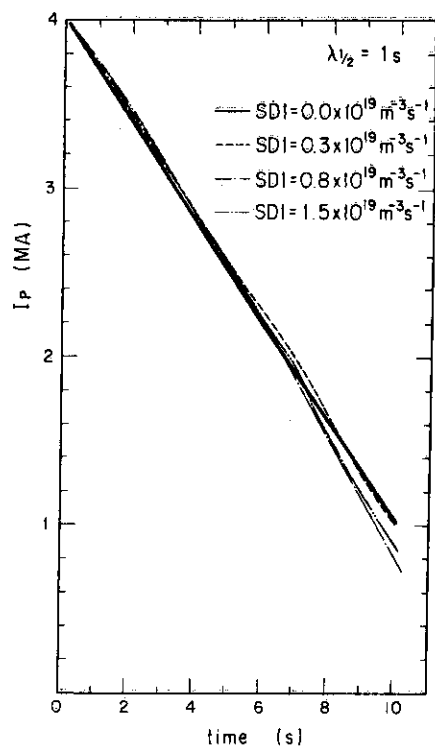


Fig. 2.5.20 Changes of plasma currents for various deuterium insertion rates in $\lambda_{1/2} = 1$ s

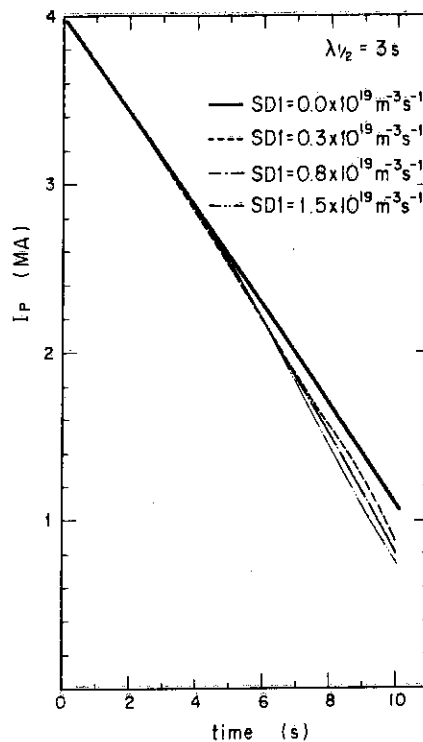


Fig. 2.5.21 Changes of plasma currents for various deuterium insertion rates in $\lambda_{1/2} = 3$ s

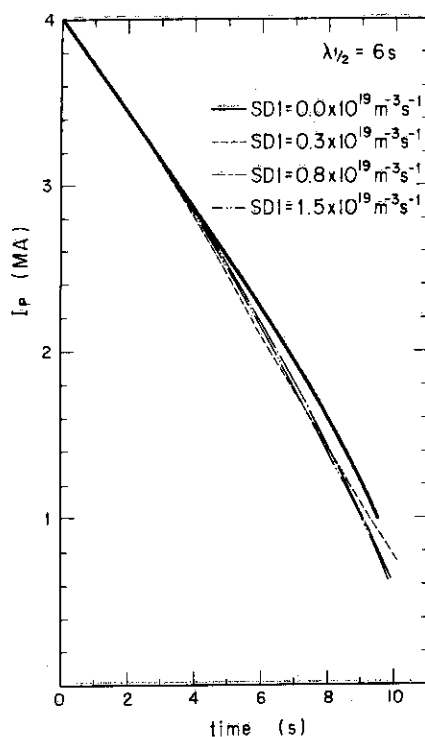


Fig. 2.5.22 Changes of plasma currents for various deuterium insertion rates in $\lambda_{1/2} = 6$ s

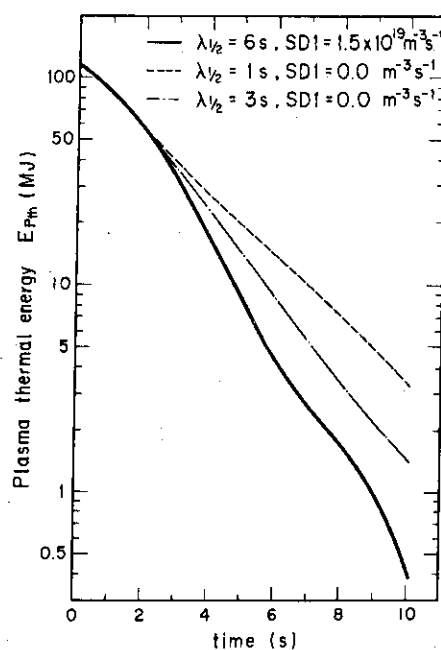


Fig. 2.5.23 Changes of plasma thermal energies in 3 typical cases

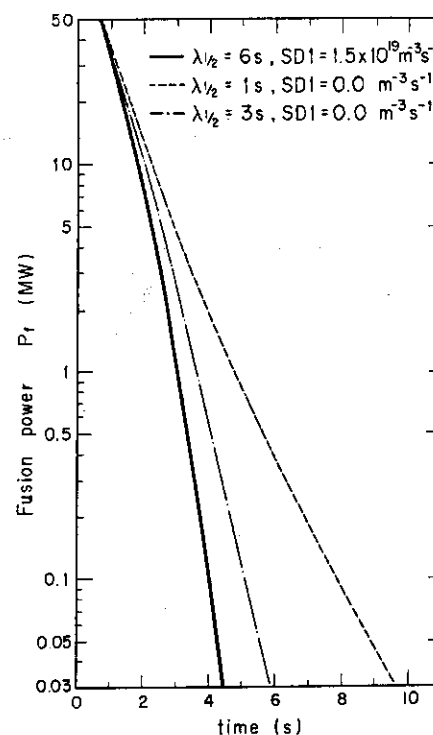


Fig. 2.5.24 Changes of fusion powers in 3 typical cases

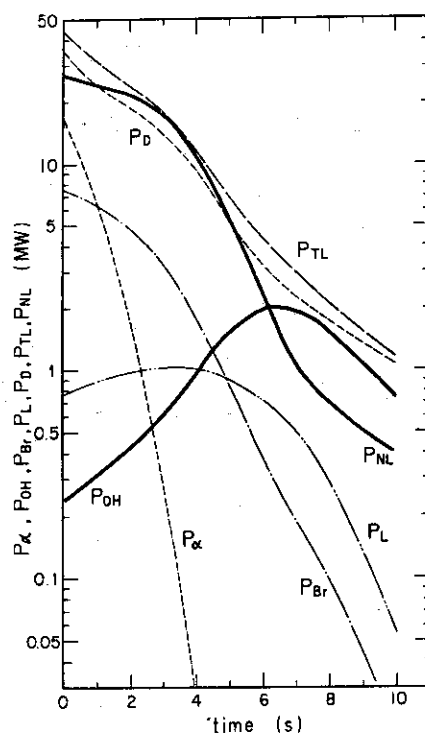


Fig. 2.5.25 Changes of plasma loss powers and heating powers

P_α : α -heating power
 P_{Br} : Bremsstrahlung loss power
 P_D : Diffusion loss power
 P_{NL} : Net loss power ($=P_{TL}-P_\alpha-P_{OH}$)
 P_{OH} : Joule-heating power
 P_L : Line radiation loss power
 P_{TL} : Total loss power

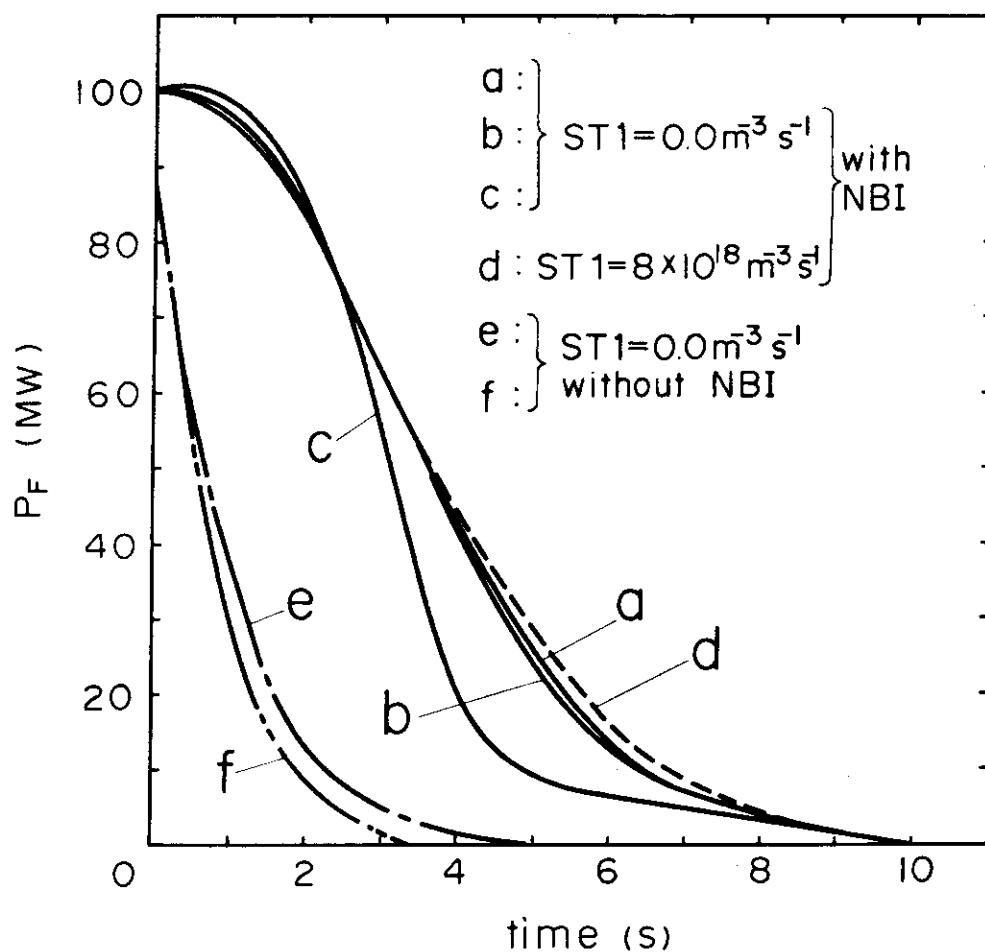


Fig.2.5.26 Comparison in change of fusion power with NBI to that without NBI.

- a : $\lambda_{1/2}=6\text{s}$, $SD1=1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$, $ST1=0.0 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ with NBI
b : $\lambda_{1/2}=3\text{s}$, $SD1=1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$, $ST1=0.0 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ with NBI
c : $\lambda_{1/2}=1\text{s}$, $SD1=1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$, $ST1=0.0 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ with NBI
d : $\lambda_{1/2}=6\text{s}$, $SD1=ST1=8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ with NBI
e : $\lambda_{1/2}=6\text{s}$, $SD1=1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$, $ST1=0.0 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ without NBI
f : $\lambda_{1/2}=1\text{s}$, $SD1=ST1=0.0 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ without NBI

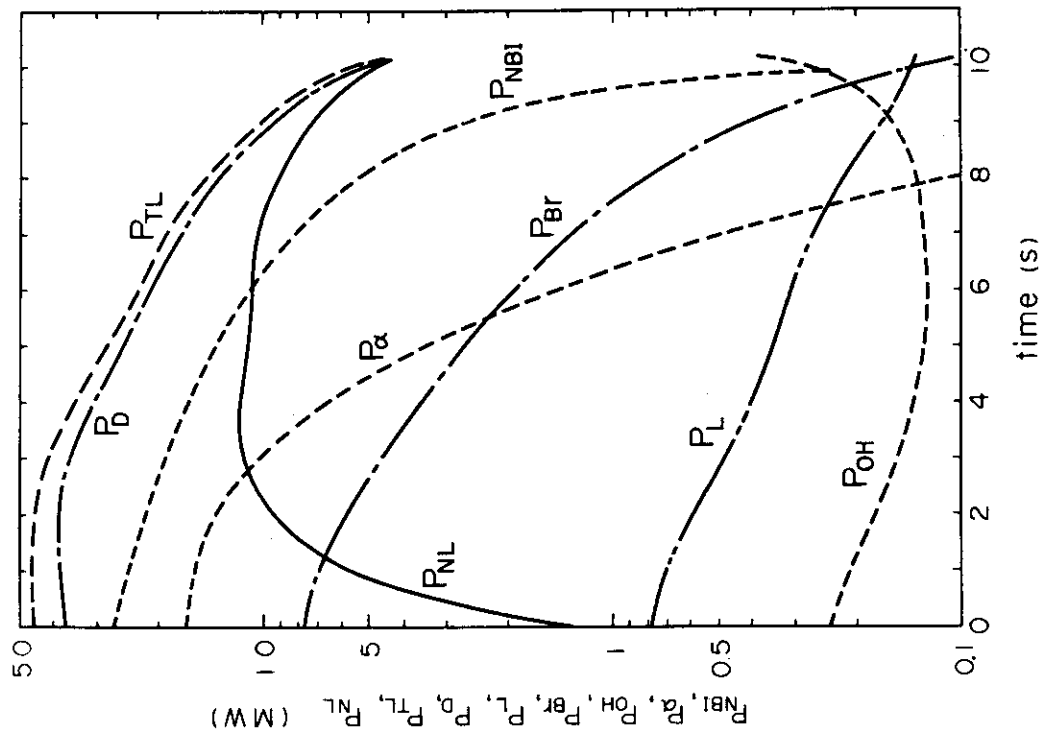


Fig. 2.5.28 Changes of heating powers and loss powers in the case where neutral beam injection heating power is linearly fallen down in 10 seconds

P_{NBI} : Neutral beam heating power P_{α} : α -heating power
 P_{OH} : Joule-heating P_{Br} : Bremsstrahlung loss power
 P_L : Line radiation loss power P_D : diffusion loss power
 P_{TL} : Total loss power P_{NL} : net loss power

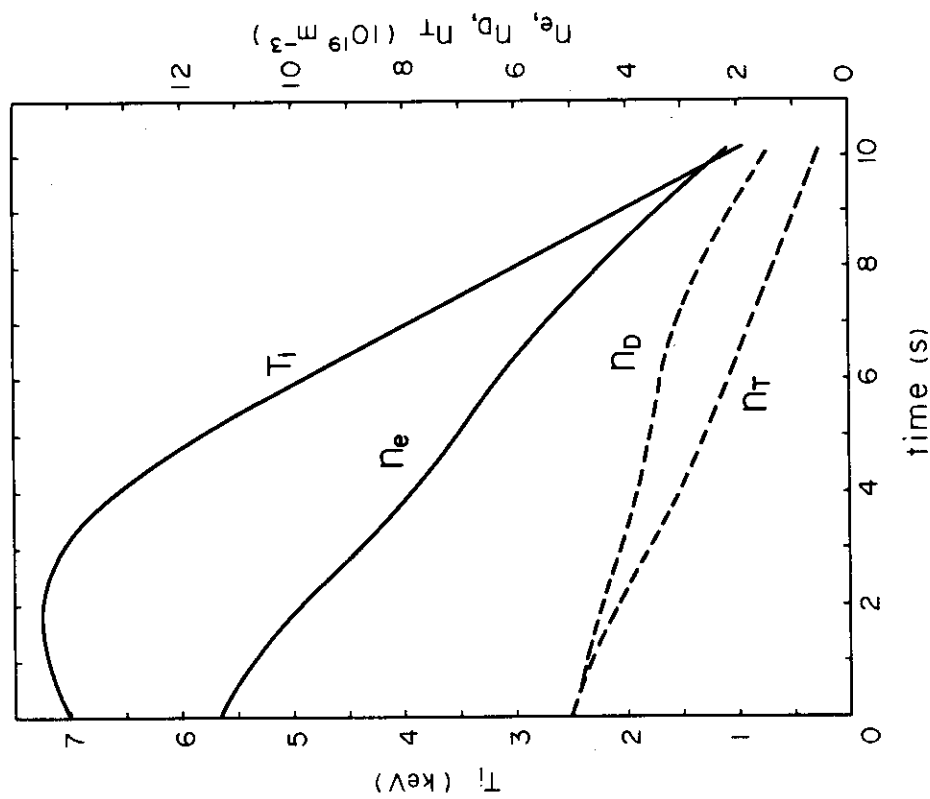


Fig. 2.5.27 Changes of ion temperature, deuterium density, tritium density and electron density in the case where neutral beam injection heating power is linearly fallen down in 10 seconds

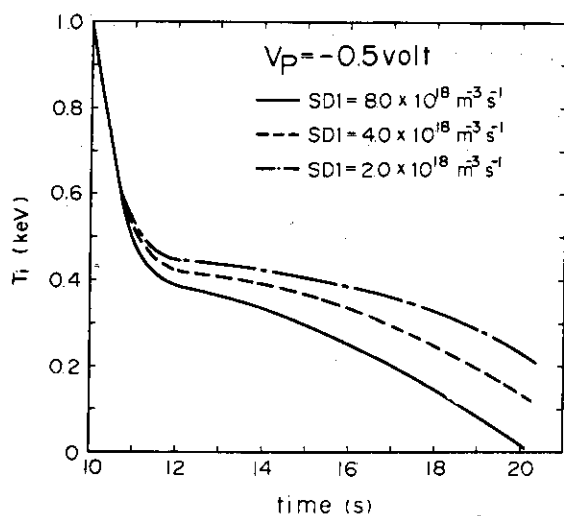


Fig. 2.5.29 Changes of ion temperatures for various deuterium insertion rates in $V_p = -0.5$ volt

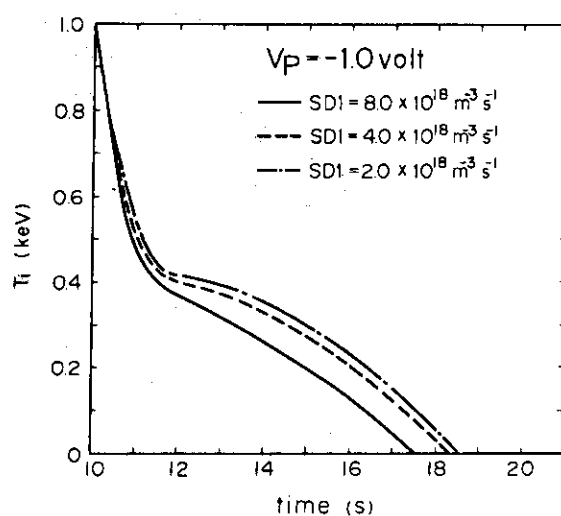


Fig. 2.5.30 Changes of ion temperatures for various deuterium insertion rates in $V_p = -1.0$ volt

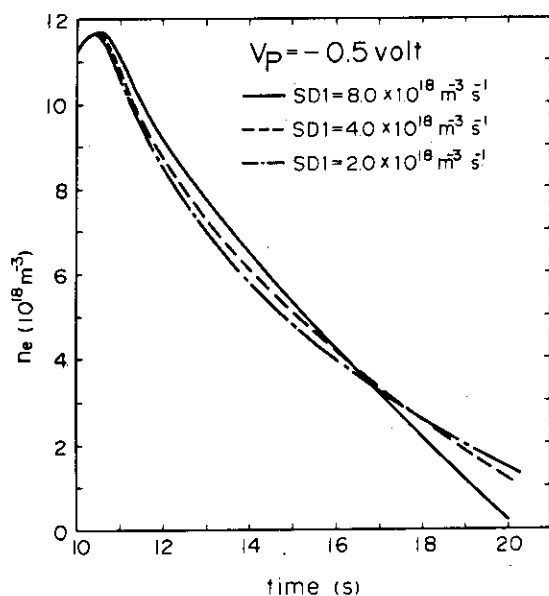


Fig. 2.5.31 Changes of electron densities for various deuterium insertion rates in $V_p = -0.5$ volt

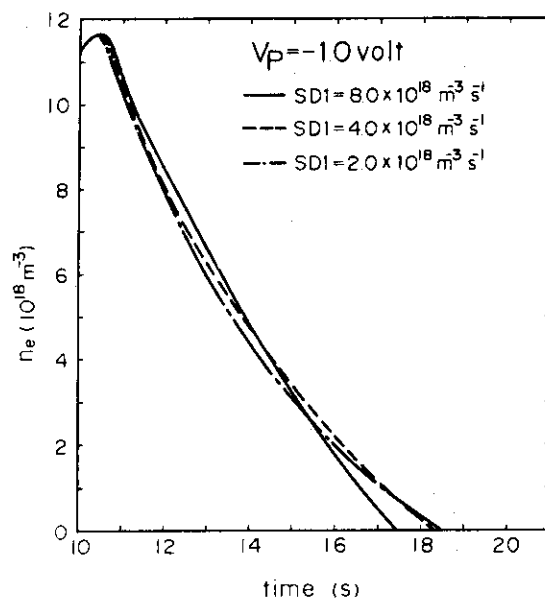


Fig. 2.5.32 Changes of electron densities for various deuterium insertion rates in $V_p = -1.0$ volt

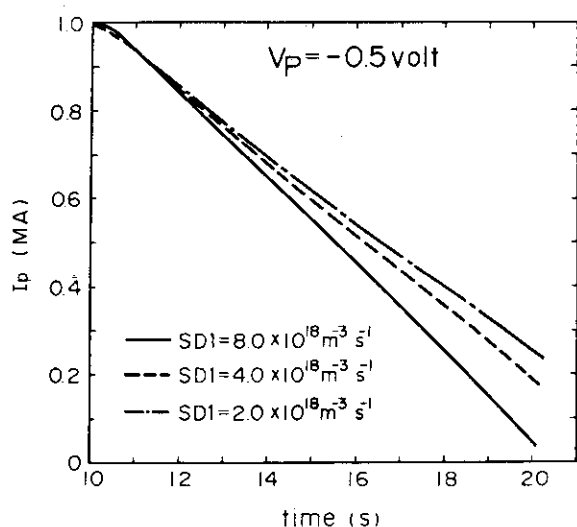


Fig. 2.5.33 Changes of plasma currents for various deuterium insertion rates in $V_p = -0.5$ volt

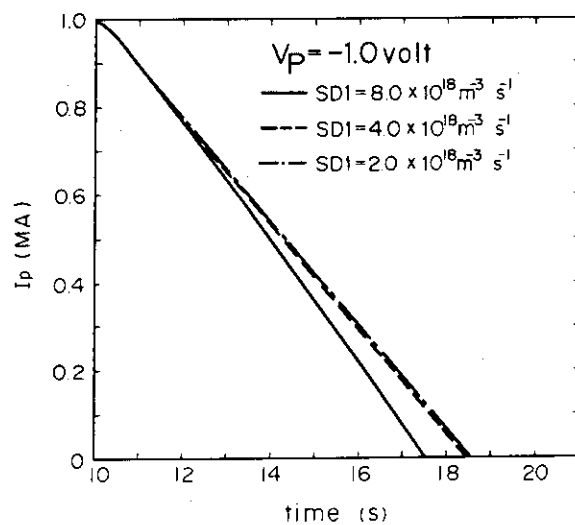


Fig. 2.5.34 Changes of plasma currents for various deuterium insertion rates in $V_p = -1.0$ volt

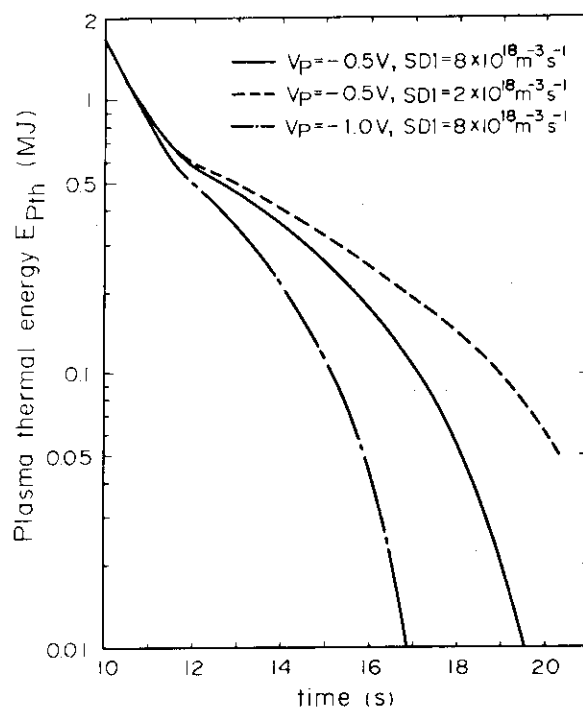


Fig. 2.5.35 Changes of plasma thermal energies in 3 typical cases

2.6 熱的不安定性と出力動特性

一般にプラズマの熱的不安定性と云えばその内容は広範囲に及び現象も物理的に複雑であるが、ここではD-Tを用いた核融合炉においてプラズマ閉込めが比例則で与えられる場合のプラズマのエネルギーバランスの不安定性を意味する。この問題はMills⁽⁵⁶⁾によって検討され、(放射損失は無視)その後Oh ta等⁽⁵⁷⁾によって発展され現在まで数多くの研究者の興味あるテーマとなって来た。その結果よく知られているように、トカマク炉のプラズマ条件は閉込めの比例則にもよるが熱的不安定域にあると予想されている。これまでのこの種の仕事はもっぱら自己点火炉を対象として来た。外部加熱方式、特に我々の実験炉のように燃料供給は殆んど冷粒子に頼り、アルファ加熱の不足分を外部から高エネルギー粒子で補うプラズマ条件に対する検討は十分にされていない。この節では従来の手法を用いて実験炉の熱的不安定性と出力変動及びその制御について検討する。その場合アルファ(3.52 MeV)エネルギーは時間遅れなくプラズマ粒子に与えられるとした(瞬時加熱モデル)。この瞬時加熱モデルは通常的设计条件($n \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T \leq 20 \text{ keV}$)ではかなり良い近似で、不安定性の成長率はFokker-Planckの方程式より減速過程のアルファ粒子の分布関数を求めて得た結果と大きな差がないことが報告されている。⁽⁵⁸⁾

2.6.1 線型化モデル

プラズマの密度と温度の方程式、即ち粒子バランスとエネルギーバランスは次式で与えられる。

$$\frac{dX_i}{dt} = f(X_1, X_2, \dots, X_N) \quad i = 1 \sim N \quad (2.6.1)$$

通常 X_i としてイオン(DとT)密度、アルファ粒子密度、イオン温度と電子温度が取り上げられる(従って $N=4$)。他に不純物密度、アルファ粒子あるいは入射粒子の減速方程式がつけ加えられる場合もある。熱的不安定性は、定常解の回りに摂動を与えた場合にその摂動が時間と共に成長するかあるいは消失するかによって議論する。定常解 X_{i0} は

$$f(X_{10}, X_{20}, \dots, X_{N0}) = 0 \quad (2.6.2)$$

によって与えられる。

(2.6.1)式は非線型方程式であるので、定常解の安定性の議論は定常解の回りで線型化近似で行なり。即ち第1次摂動論を適用し、摂動の非線型項は無視する。第1次摂動を δX_i とすると

$$X_i(t) = X_{i0} + \delta X_i(t) \quad (2.6.3)$$

で表わされる。この式を(2.6.1)式に代入し δX_i の1次の項のみを残すと

$$\frac{d(\delta X_i)}{dt} = \sum_{j=1}^N \left(\frac{\partial f_i}{\partial X_j} \right)_0 \delta X_j \quad (2.6.4)$$

を得る。subscript 0 は定常状態における値を示す。この方程式は δX_i に関しては定数係数の連立1階線型微分方程式であるのでその解は

$$\delta X_i = C_i e^{\gamma t} \quad (2.6.5)$$

で表わされる。従って

$$\sum_{j=1}^N \left[\left(\frac{\partial f_i}{\partial X_j} \right)_0 - \gamma \delta_{ij} \right] C_j = 0$$

が成り立つ $C_1, C_2, \dots, C_N$ が同時に零でないためには、

$$\phi(\gamma) \equiv \det \left| \left(\frac{\partial f_i}{\partial X_j} \right)_0 - \gamma \delta_{ij} \right| = 0 \quad i, j = 1 \sim N \quad (2.6.6)$$

という γ に関して N 次の方程式を得る。成長率 γ は $\phi(\gamma) = 0$ の解として与えられ、正ならば定常解は不安定で負ならば安定と云える。定常解の安定、不安定だけを議論する場合は解を直接求めなくても $\phi(\gamma)$ の係数から γ の正負が判定できる。

ここでは簡単のため、イオンと電子温度が等しいと仮定しアルファ粒子密度は無視して熱的不安定性とその成長率を考察することにする。この場合、粒子とエネルギーバランスは次式で与えられる。

$$\frac{dn_i}{dt} = I_C + I_B - \frac{n_i}{\tau_p} \quad (2.6.7)$$

$$\frac{3}{2} R_2 \frac{dn_i T}{dt} = n_i^2 f(T) - \frac{3}{2} R_2 \frac{n_i T}{\tau_E} + I_B E_B (1 + Q_B \frac{E_\alpha}{E_f}) \quad (2.6.8)$$

但し

$$f(T) = p(1-p) \langle \sigma v \rangle_M E_\alpha - 3.34 \times 10^{-15} Z_{\text{eff}} R_1^2 T_e^{1/2} \quad (2.6.9)$$

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= \frac{n_e}{n_i} = \left(1 + Z \frac{n_I}{n_i} \right) \\ R_2 &= \frac{n_e + n_i + n_I}{n_i} = 2 + (Z + 1) \frac{n_I}{n_i} \end{aligned} \right\} \quad (2.6.10)$$

ここで n_I は不純物の密度であり不純物が2種類以上ある場合は

$$\left. \begin{aligned} n_I &= \sum_j n_I^j \\ Z &= \sum_j Z^j n_I^j / n_I \end{aligned} \right\} \quad (2.6.11)$$

で表わされる。 Z^j は不純物粒子 j の電荷を示す。ここでは、 n_I / n_i は一定とする。(2.6.9)式の第2項は制動放射による損失項を示す。 I_C は低温の中性粒子による燃料供給(我々の場合はガスブランケット方式)で、 I_B は加熱のために入射される高エネルギー中性粒子による寄与を示し、 E_B はその入射エネルギーである。 Q_B は2.3節で述べたTC T効果を与える。 τ_p と τ_E はそれぞれ粒子とエネルギーの閉込め時間である。

2.6.2 熱的不安定領域

(2.6.7)と(2.6.8)式より定常状態のエネルギーバランス式は次式で与えられる。

$$n_i \tau_E = \frac{T}{f_2} \equiv F \quad (2.6.12)$$

あるいは

$$n_i \tau_E = \frac{\xi T}{f_3} \equiv F \quad (2.6.13)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= f / \frac{3}{2} R_2 \\ f_2 &= f_1 + \frac{I_B E_B}{n_i^2} \left(1 + Q_B \frac{E_a}{E_f} \right) / \frac{3}{2} R_2 \\ f_3 &= f_1 - \frac{I_C E_B}{n_i^2} \left(1 + Q_B \frac{E_a}{E_f} \right) / \frac{3}{2} R_2 \\ \xi &= 1 - \frac{1}{R} \frac{E_B}{T} \left(1 + Q_B \frac{E_a}{E_f} \right) / \frac{3}{2} R_2 \\ R &= \tau_p / \tau_E \end{aligned} \right\} \quad (2.6.14)$$

(2.6.12) 及び (2.6.13) 式にはそれぞれ, I_C 及び I_B の効果が閉込め時間を通じて implicitly に入っている。

以上の式で $R_2 = 2$ (不純物なし), $I_C = 0$ および $Q_B = 0$ とすると Ohta 等のモデル⁽⁵⁷⁾ に一致する。

$$\tau_p, \tau_E \propto n_i^{-\ell} T^m \quad (2.6.15)$$

と仮定すると (2.6.6) 式から成長率が負 (複素根の場合は実数部が負) になる条件は

$$1 - F_0 \left(\frac{\partial f_1}{\partial T_0} \right) > m - \frac{1 - \ell + m}{R} \quad (2.6.16)$$

および

$$(1 - \ell) \left[1 - F_0 \left(\frac{\partial f_1}{\partial T} \right)_0 \right] > \frac{2 m F_0 f_{10}}{T_0} \quad (2.6.17)$$

である。subscript 0 は考えている平衡点の値を示す。上式の導出の際 Q_B の密度と温度依存性は無視した。何故ならば, Q_B の密度依存性は小さく⁽¹⁵⁾ (2.3.3 節), 考えている温度域と入射エネルギーの場合 Q_B の温度依存性も $\langle \sigma v \rangle_M$ の温度依存性に較べかなり弱い (Fig. 2.3 8 参照)。従ってこの近似が以下の結果に及ぼす影響は小さい。上式は変形することによって Ohta 等の式と類似の形が得られる。

$$\xi_2 \frac{T_0}{F_0} \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_0 > m - \frac{1 - \ell + m}{R} \quad (2.6.18)$$

$$(1 - \ell) \xi_2 \frac{T_0}{F_0} \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_0 > \frac{2 m F_0 f_{10}}{T_0} \quad (2.6.19)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} \xi_2 &= 1.0 & \text{for } F &= E_d. \quad (2.6.12) \\ \xi_2 &= \xi & \text{for } F &= E_d. \quad (2.6.13) \end{aligned} \right\} \quad (2.6.20)$$

Table 2.6.1 に閉込めの比例則が捕獲イオン則、ボーム拡散（あるいは新ボーム拡散）、古典拡散（あるいは擬古典拡散）および一定値である場合について、上式による安定性判定条件を示す。捕獲イオン則の場合の $f_{10} > 0$ の条件は (2.6.9) と (2.6.14) 式から明らかなように、アルファ加熱が制動放射の損失を上回ることを要求している。これを満す温度点は $Z_{\text{eff}} = 1.0, 2.06, 4.18$ （それぞれ SiC 不純物が 0, 1, 3% に相当）に対し、4.4, 6.0 および 9.7 keV になる。

自己点火で $\tau_p = \tau_E$ の場合の安定領域の臨界温度 T_0 を Table 2.6.2 に示す ($T > T_0$ で安定)。不純物量が T_0 に及ぼす影響はそれ程大きくなく、ボーム型拡散を除けば無視してもよいであろう。この場合 $\xi_2 = 1.0$ である。捕獲イオン則を除けば T_0 を与える式は

$$\frac{T}{F} \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right) = m \quad (2.6.21)$$

である。即ちエネルギーバランスで与えられる F と比例則から与えられる $n\tau$ を温度について図示した場合、両者の接する点が臨界温度を与える。一方興味あるのは、捕獲イオン則の T_0 は閉込め時間が一定の場合と同じになることである。これは閉込め時間が密度に比例するためである。その結果臨界温度を与える式は

$$\frac{T}{F} \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right) = 0 \quad (2.6.22)$$

となる。捕獲イオン則は低い臨界温度によって広い安定領域を与えるように云われるが、⁽⁵⁹⁾⁽⁶⁰⁾これは密度の変動を考慮していないためである（密度の変動を無視すると $m = -3.5$ であるので臨界温度はかなり低くなる）。閉込め時間が一定の場合の (2.6.4) 式の密度の摂動に対する式は

$$\frac{d(\delta n_i)}{dt} = -\frac{1}{\tau_{p0}} \delta n_i \quad (2.6.23)$$

で、捕獲イオン則の場合は

$$\frac{d(\delta n_i)}{dt} = -3.5 \frac{n_{i0}}{T_0} \frac{1}{\tau_{p0}} \delta T \quad (2.6.24)$$

である。他の比例則と異なって両者に共通していることは、密度の変動は密度あるいは温度の摂動のみで決まり、しかもその係数が負であるために負のフィードバック効果をもっていることである。一方 $\tau_p = \tau_E$ なら比例則に関係なく温度の摂動に対する式は次式で与えられる。

$$\frac{3}{2} R_2 n_{i0} \frac{d(\delta T)}{dt} = 2 n_{i0} f(T_0) \delta n_i + \left[n_{i0}^2 \left(\frac{\partial f}{\partial T} \right)_0 - \frac{3}{2} R_2 \frac{n_{i0}}{\tau_{E0}} \right] \delta T \quad (2.6.25)$$

閉込め時間が一定の場合 (2.6.23) 式に示されるように密度の摂動には自己制御作用があり従って温度が安定であるためには (2.6.25) 式の δT の係数が負であればよい。捕獲イオン則の場合、温度の正の摂動は密度の摂動の減少をもたらし温度の摂動が負ならその逆になる

((2.6.24)式)。その結果温度の摂動がもたらす密度の摂動は(2.6.25)式において温度の摂動を抑える。従って(2.6.25)式の δT の係数が負であれば温度の摂動は安定化される。以上の考察から閉込め時間が一定と捕獲イオン則は共に同じ安定化条件を与えることが分かり、それは(2.2.16)式の右辺を零にしたものになる。古典型拡散の場合は密度の摂動の式に温度の摂動が正のフィードバックとして作用するので、(2.6.25)式の δT の係数がある負の値以下であることが要求される。その結果臨界温度が増大する。一方ボーム型拡散の場合は温度の摂動が密度の摂動に対して負のフィードバックによる安定化作用があるので、(2.6.25)式の δT の係数はある正の値以下であればよい。その結果閉込め時間が一定の場合よりも臨界温度は減少する。

I_B あるいは I_C の一方のみが零である場合(即ち上記の自己点火(燃料供給は低エネルギー粒子)か高エネルギー粒子のみによる燃料供給の場合)、臨界温度はプラズマ密度及び燃料供給率には依らない。臨界温度におけるプラズマ密度あるいは必要な燃料供給率は何かを任意に与えれば他は閉込め時間(あるいは F 値)によって決まる。この場合の F の式は $I_C = 0$ あるいは $I_B = 0$ に対応して(2.6.12)あるいは(2.6.13)式を用いる。実際には、 $I_B = 0$ のとき燃料粒子のエネルギーは無視できるので($E_B \sim 0$ とする)(2.6.13)が両用できる。

$I_C = 0$ で $I_B \neq 0$ の場合の臨界温度は入射エネルギー E_B の関数にもなる。その場合 $\tau_p \sim \tau_E$ であると $E_B > \sim 3T$ に対して $\epsilon < 0$ となりその結果 $F < 0$ になり意味のないものになる。従って $I_C = 0$ で $I_B \neq 0$ に対してはOhta等⁽⁵⁷⁾のように $\tau_p \gg \tau_E$ の仮定をしないと(炉心プラズマには当てはまらない)意味のある解が出ない。

一方、本実験炉のように $I_C \neq 0$ かつ $I_B \neq 0$ の場合、現モデルによる臨界温度の定義には何れかの燃料供給率を設定する必要がある。プラズマ密度を一定にすれば I_C か I_B かを、プラズマ密度を自由にすれば I_C/n_i^2 か I_B/n_i^2 の何れかを一定にすることにする。 F の式はそれぞれに応じて(2.6.12)あるいは(2.6.13)式を用いる。只注意すべきことは、実験炉のプラズマ条件($\tau_p = \tau_E$ で I_C は I_B より約1桁大きい)で I_C を一定にすると多くの温度域で $I_B < 0$ となり意味のある解は得られない。理由は粒子損失の殆んどが I_C で供給されているため、 I_C を一定にすると粒子閉込め時間の少しの変動で $I_B < 0$ になるためである。外部加熱量がせいぜい ~ 100 MWである場合には、 $I_C \gg I_B$ であるので I_B で燃料供給を調整するには無理がある。以下では、 $I_C \neq 0$ かつ $I_B \neq 0$ で I_B (あるいは I_B/n_i^2)を一定にした場合の臨界温度について考察する。

Fig. 2.6.1に入射パワーに対応した臨界温度を各比例則に対して示す($Z_{eff} = 2.06$)。図中の P_I は

$$P_I = 1.602 \times 10^{-16} I_B E_B V_p \quad (\text{MW}) \quad (2.6.26)$$

で与えられる。但し V_p はプラズマ体積(m^3)で I_B と E_B の単位はそれぞれ $\text{cm}^{-3}\text{S}^{-1}$ と keV である。またプラズマ密度 $n_i = 1.046 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ である。興味深いことは、ある加熱量の範囲では臨界温度は加熱量の2価関数になることである。さらに加熱量が大きくなってある一定値 T_{00} を越えると、ボーム型及び古典型拡散の場合は全温度域で(計算範囲は 1keV 以上)、捕獲イオン則の場合は 6keV 以上($Z_{eff} = 2.06$ の場合の $f > 0$ ((2.6.9)式)の条件)で安定な

平衡が得られる。 T_{00} はボーム型、捕獲イオン則、古典型の拡散則の順で大きくなる。同図の捕獲イオン則による特性曲線は(2.6.16)式から、擬古典則の場合は(2.6.17)式で与えられる。ボーム型の場合は両式によって決まる。

Table 2.6.3に不純物が安定域に及ぼす影響の1例を示す。自己点火炉の場合と同様に、捕獲イオン則と擬古典則の場合の高温側の臨界温度は不純物によってあまり影響を受けない(但し制動放射損失のみを考慮)。ボーム型の場合は他の比例則に較べると不純物の影響は大きい。低温側の安定領域が不純物の増大があると消えるのは、与えられた入射パワーでは $f > 0$ (捕獲イオン則)あるいは $n\tau > 0$ が満たされなくなるためである。このように不純物量によって低温側の臨界温度は影響を受けるが、Fig. 2.6.1の特性曲線の全体の傾向は一般的に通用する。実験炉のようにプラズマ温度が低いと、自己点火であれば動作温度は安定域からかなり隔たるが、駆動型にすると新たに低温側に安定域が生じ安定域あるいはそれに近い不安定域で動作できる。従って不安定域であっても不安定性の成長率は、後に述べるように自己点火の場合より小さくなり制御がし易くなる。

2.6.3 成長率

バランス式が(2.6.7)と(2.6.8)式で与えられる場合の成長率((2.6.6)式の固有値)を考察する。自己点火の有無に拘わらず成長率はプラズマ密度に依存するので、以下では実験炉と同様に $\beta_p = 2.2$ とする。Fig. 2.6.2(a)はプラズマ温度 $T = 7$ keVにおける成長率を入射パワー P_I に対して示したものである($Z_{eff} = 2.06$)。図中の成長率は、固有値が実根の場合は大きい方を、複素根の場合は実数部の値を示す。以下の図に於いても同様である。曲線上の $\times$ 、 $\circ$ 及び $\square$ の印は我々の用いている比例則の式(2.2節参照)が与える値を示す。もし比例則が楽になれば入射パワーが減りその結果成長率が大きくなる。Fig. 2.6.2(b)に $T = 9$ keV, $Z_{eff} = 4.18$ の場合の例を示す(不純物が増大した場合に温度を上げて出力の回復を図る例——中間報告書参照⁽²⁾)。同じ入射パワーならFig. 2.6.2(a)に較べて成長率は大きくなる。捕獲イオン則の場合に $r = 0$ の点が存在しないのは、 $Z_{eff} = 4.18$ で $f > 0$ ((2.6.9)式)を満たす温度は $T > 9.7$ keVなので入射パワーの大きさに関係なく $T = 9$ keVでの成長率は正になる。

Fig. 2.6.3(a)と(b)に我々が用いた比例則の式から得られた成長率とプラズマ温度との関係を示す。 Z_{eff} はそれぞれ2.06と4.18である。擬古典拡散の場合に成長率が温度と共に増大しているのは、必要な入射パワーが温度と共に減少しているためである(Fig. 2.3.16参照)。Figs. 2.6.4(a)と(b)は不純物量の変化に対する成長率を示している。擬古典則の場合に成長率が Z_{eff} の増大と共に減少するのは、入射パワーが Z_{eff} と共に増大するためである(Fig. 2.3.14参照)。新ボーム型拡散の場合 Z_{eff} が小さい領域で成長率が若干減少する現象がみられる。

2.6.4 フィードバック制御

プラズマ状態がエネルギー平衡値からずれた場合、安定領域なら自己制御で元の状態に戻る

が不安定領域なら望む平衡状態に戻すには何らかの制御が必要である。原理的には色々の制御方法が考えられ、また制御すべきパラメータもプラズマ温度、密度、出力、ベータ値等色々挙げられる。その中で入射パワーと燃料注入の制御が有力な方法と考えられる。ここではこの2つの方法を取り上げ、プラズマ温度を制御対象パラメータにした場合について考える。しかし実験炉で採用しているガスブランケット方式による燃料注入法の場合、注入粒子のプラズマ内での拡散（応答の時間遅れ）、プラズマの表面近傍における荷電交換による燃料粒子のリサイクリング及びプラズマの拡散係数、プラズマ・壁相互作用、排気等の問題が重要になり、これらの現象がモデル化に当ってよく捉えられていないと燃料注入法による制御を明確に云々は出来ない。現在これらの現象も含めたシミュレーションコードを開発中であるので、ここでは(2.6.7)式の I_0 の項で表わされる簡単なモデルを用いることにする。従ってこのモデルはベレット入射も含めた低温の燃料注入法に対する近似的取扱である。

制御のフィードバックモデルは Ohta 等⁽⁵⁷⁾と同様のものを用いる。即ちプラズマ温度の摂動に比例した入射パワーあるいは燃料供給をそれぞれの平衡時の値に加える（あるいは減ずる）ことにする。

$$I_0 = I_{00} + I'_0 \quad (2.6.27)$$

$$I_B = I_{B0} + I'_B \quad (2.6.28)$$

但し

$$I'_0 = \alpha_C n_0 \frac{\delta T(t - \Delta t)}{T_0} \quad (2.6.29)$$

$$I'_B = \alpha_B n_0 \frac{\delta T(t - \Delta t)}{T_0} \quad (2.6.30)$$

ここで subscript 0 は平衡時の値（即ち制御して元に戻したい値）を示し、 α_C と α_B は制御量の大きさを表わす比例係数である。 Δt は制御の時間遅れで、検出時間、制御機器の動作時間及びプラズマ中での制御実効時間等が含まれる。もし $\gamma \Delta t \ll 1$ なら

$$\delta T(t - \Delta t) \sim \delta T(t) (1 - \gamma \Delta t) \quad (2.6.31)$$

となる。この場合(2.6.7)と(2.6.8)式に対する(2.6.6)式は次のようになる。

$$A \gamma^2 + B \gamma + C = 0 \quad (2.6.32)$$

但し

$$A = 1 + \alpha_x \Delta t \left(\frac{T_s}{T_0} - 1 \right) \quad (2.6.33)$$

$$B = \left(\frac{1}{\tau_{p0}} + \frac{1}{\tau_{p1}} \right) \left(1 + \alpha_x \Delta t \frac{T_s}{T_0} \right) - \left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_{E0}} + \alpha_x \frac{T_s}{T_0} \right) \\ - \left(\frac{1}{\tau_{p2}} - \alpha_x \right) + \alpha_x \Delta t \left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_{E0}} \right) \quad (2.6.34)$$

$$C = - \left(\frac{1}{\tau_{p0}} + \frac{1}{\tau_{p1}} \right) \left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_{E0}} + \alpha_x \frac{T_s}{T_0} \right)$$

$$+ \left(\frac{1}{\tau_{p2}} - \alpha_x \right) \left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_{E0}} \right) \quad (2.6.35)$$

$$T_s = E_B (1 + Q_B E_\alpha / E_f) / \frac{3}{2} R_2 \quad (2.6.36)$$

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{2 n_0 f_1}{T_0} - \frac{1}{\tau_{E1}} \quad (2.6.37)$$

$$\frac{1}{\tau_2} = n_0 \frac{\partial f_1}{\partial T} - \frac{1}{\tau_{E2}} \quad (2.6.38)$$

$$\frac{1}{\tau_{p1}} = n_0 \left[\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{\tau_p} \right) \right]_0, \quad \frac{1}{\tau_{p2}} = T_0 \left[\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{\tau_p} \right) \right]_0 \quad (2.6.39)$$

$$\frac{1}{\tau_{E1}} = n_0 \left[\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{\tau_E} \right) \right]_0, \quad \frac{1}{\tau_{E2}} = T_0 \left[\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{\tau_E} \right) \right]_0 \quad (2.6.40)$$

α_x は α_B または α_0 を示す。それぞれ入射パワーあるいは燃料注入による制御に対応する。後者の場合は上式で $T_s = 0$ とすればよい。安定域は $A > 0$, $B > 0$ 及び $C > 0$ あるいは $A < 0$, $B < 0$ および $C < 0$ の場合に得られる。

入射パワーによる制御法の場合の安定域を Figs. 2.6.5 (a)~(c) に、燃料注入法による場合の結果を Figs. 2.6.6 (a)~(c) に示す。但し、 $T = 7 \text{ keV}$, $E_B = 200 \text{ keV}$, $Z_{eff} = 2.06$, $\beta_p = 2.2$ である。捕獲イオン則と(擬)古典則の安定則の安定域は $\alpha_B < 0$ の場合にのみ得られる。即ち温度が上昇すればそれに比例して入射パワーを減少する、あるいはその逆を行えばよい。一方ボーム型拡散の場合は $\alpha_B > 0$ の場合にも安定域が存在する。これはもともと平衡状態が安定域にあるためである。燃料注入法の場合の安定域はボーム型を除けば $\alpha_0 > 0$ である。ボーム型で $\alpha_0 < 0$ が有り得るのはやはり平衡時のプラズマ状態が熱的に安定であるためである。Figs. 2.6.5 と 2.6.6 の安定域は何れも $A > 0$, $B > 0$ 及び $C > 0$ の条件に対するものであるが、 $A < 0$, $B < 0$ 及び $C < 0$ に対する安定域は(擬)古典則の場合にのみ存在する(入射パワーと燃料注入法の両者に対して)。しかしその安定域は時間遅れの大きい処にのみ存在し、また $A > 0$, $B > 0$ 及び $C > 0$ の安定域とは連続していない。このような安定域については、時間遅れが大きい場合の線型モデルの適用性と(2.6.31)式の近似式の妥当性を検討しなければはっきりしたことは云えないが図では除いてある。これらの図に示される安定域は一般的なものではなく平衡時のプラズマ条件によって変わる。我々のプラズマ条件では、燃料注入法も入射パワーによる制御と同程度に可能性がある。

2.6.5 出力動特性

熱的に平衡状態にあるプラズマがある時刻 t_0 において摂動した場合に、出力及びプラズマパラメータの時間的変動を検討する。ここでは温度の摂動による変動をとり上げる。Figs. 2.6.7 (a) と (b) に、 $\Delta T = \pm 1 \text{ keV}$ の初期摂動に対して入射パワーと燃料注入のフィードバック制御がある場合のプラズマ温度の変動特性を示す(新ボームと擬古典則に対しては -1 keV の摂動)。いずれも制御の時間遅れはないとしている。フィードバック量 (α_B , α_0) は Fig.

2.6.5と2.6.6からどの比例則に対しても安定化する代表的な数値を選んでいる。新ボーム則の場合もともと安定域（成長率は負）にあるので安定化はもっとも速い。他方捕獲イオン則の場合は振動解（成長率は虚数）になり制御もそれに合わせた細かい操作が必要になる。後にも示すように捕獲イオン則の場合は他の比例則に較べ制御が容易でないと思われる。

次にモデルをもう少し詳細化した場合の解析例を示す。イオンと電子温度を区別し、アルファ粒子及び融合反応による粒子損失を考慮すると、粒子とエネルギーバランス式は次のようになる。

$$\frac{dn_i}{dt} = I_B + I_C - \frac{n_i}{\tau_p} - \frac{1}{2} n_i^2 \langle \sigma v \rangle_M - 2 I_B f_B \quad (2.6.41)$$

$$\frac{dn_\alpha}{dt} = \frac{1}{4} n_i^2 \langle \sigma v \rangle_M + I_B f_B - \frac{n_\alpha}{\tau_p} \quad (2.6.42)$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{d(n_i T_i)}{dt} = & \left[\frac{1}{4} n_i^2 \langle \sigma v \rangle_M + I_B f_B \right] E_\alpha f_{\alpha i} + I_B f_B f_{Bi} \\ & + \frac{3}{2} C_{ei} n_i n_e \frac{T_e - T_i}{T_e^{3/2}} - \frac{3}{2} \left[\frac{n_i}{\tau_E} + \frac{1}{2} n_i^2 \langle \sigma v \rangle_M - I_B (1 - 2f_B) \right] T_i \end{aligned} \quad (2.6.43)$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{d(n_e T_e)}{dt} = & \left[\frac{1}{4} n_i^2 \langle \sigma v \rangle_M + I_B f_B \right] E_\alpha f_{\alpha e} + I_B f_B f_{Be} \\ & + \frac{3}{2} C_{ie} n_i n_e \frac{T_e - T_i}{T_e^{3/2}} - P_{Br} - P_{Cy} - \frac{3}{2} \frac{n_e}{\tau_E} T_e \end{aligned} \quad (2.6.44)$$

但し、 P_{Br} は制動放射損失で P_{Cy} はシンクロトロン放射損失⁽⁶¹⁾である。

$$P_{Cy} = 74.6 n_e B_t^{5/2} \left[T_e^{11/4} + 0.0049 T_e^{15/4} \right] (1 - \Gamma) / \sqrt{n_i a} \text{ (keV} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{S}^{-1}) \quad (2.6.45)$$

Γ は反射率で 0.9 とした。 a はプラズマ半径 (m) である。 f_B はビーム粒子が減速中に融合反応を起す割合で次式で与えられる。

$$f_B = \frac{1}{2} n_i \int_{E_{th}}^{E_B} \frac{\langle \sigma v \rangle_B}{-\langle \frac{dE}{dt} \rangle} dE \quad (2.6.46)$$

$$= Q_B E_B / E_f \quad (2.6.47)$$

$f_{\alpha i}$, $f_{\alpha e}$, f_{Bi} 及び f_{Be} は、融合反応で生じたアルファ粒子とビーム粒子がそれぞれイオンと電子に与えるエネルギーの割合を示し、次の近似式を用いた。⁽¹⁵⁾⁽⁴⁹⁾

$$U_{xi} = \frac{E_{xc}^{3/2}}{E_x} \int_{E_{th}}^{E_x} \frac{dE}{E_{xc}^{3/2} + E^{3/2}} \quad (2.6.48)$$

$$= \frac{1}{3} \frac{E_{xc}}{E_x} \left[\ell_n \frac{E_{xc} - \sqrt{E E_{xc}} + E}{E_{xc} + 2\sqrt{E E_{xc}} + E} + 2\sqrt{3} \tan^{-1} \frac{2\sqrt{E} - \sqrt{E_{xc}}}{\sqrt{3 E_{xc}}} \right] \frac{E_x}{E_{th}} \quad (2.6.49)$$

$$f_{xe} = \frac{1}{E_x} \int_{E_{th}}^{E_x} \frac{E^{3/2}}{E_{xc} + E^{3/2}} dE \quad (2.6.50)$$

$$= 1 - \frac{E_{th}}{E_x} - U_{xi} \quad (2.6.51)$$

但し subscript の x は α または B を表わす。また

$$E_{th} = \max \left\{ \frac{3}{2} T_i, \frac{3}{2} T_e \right\} \quad (2.6.52)$$

である。ビーム粒子がイオン温度になるまでに field particle に与えるエネルギーは $E_x - \frac{3}{2} T_i$ であるから

$$f_{xi} = 1 - \frac{\frac{3}{2} T_i}{E_x} - f_{xe} \quad (2.6.53)$$

とする。 E_{xc} はイオンと電子による減速率が等しくなるエネルギー点で次式で与えられる。

$$E_{xc} = 14.8 A_x T_e \left[\frac{1}{n_e \ell_n \Lambda_e} \sum_{j=e} \frac{n_j Z_j^2 \ell_n \Lambda_j}{A_j} \right]^{2/3}$$

但し A は水素原子の質量 ($1.673 \times 10^{-27} \text{ kg}$) に対する各粒子の質量の比である。ここで j は, d, t とアルファ (field particle としての) 粒子及び不純物を表わす。電子とイオンの Coulomb 衝突によるエネルギー交換を表わす項の比例定数は

$$C_{ei} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{A_d} + \frac{1}{A_t} \right) \ell_n \Lambda_i \times 10^{-13} \left[\text{keV}^{3/2} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{S}^{-1} \right] \quad (2.6.54)$$

$$C_{ie} = C_{ei} + \sum_k \frac{Z_k^2 \ell_n \Lambda_k}{A_k} \times 10^{-13} \quad (2.6.55)$$

で与えられる。k についての和はアルファと不純物粒子について行なう。

Figs. 2.6.8 (a) と (b) に、イオンと電子温度の初期擾動が共に 0.5 keV の場合の出力変動と必要な入射パワー及び燃料注入量を示す。⁽⁶²⁾ 入射パワーによるフィードバック制御の場合の 2 例における制御の実効的な時間遅れは共に 1 秒である。入射粒子 (200 keV の D) の減速時間が $\sim 150 \text{ ms}$ (Fig. 2.3.6 参照) であり、入射装置のイオン源の切り換えに要する時間はさらに短時間で済むことを考えるとこの値は一応妥当なものと思われる。フィードバック量が小さければ ($\alpha_B = -0.03$) 出力は大きな振巾と長い周期で波打ちながら安定化へ向う。図に示されるような出力の大きな変動は望ましくないであろう。他方フィードバック量が大きいと ($\alpha_B = -0.1$) 入射パワーの細かい制御が必要となるが安定化は速い。しかし、図には示していないがこの場合時間遅れが 2 秒になるとプラズマを安定化出来ない。

燃料注入量による制御の場合、フィードバック量が小さいとやはり出力は大きく波打ちながら安定化される。フィードバック量を大きくすると時間遅れが 1 秒なら安定化は速い。しかし時間遅れが 2 秒になると出力は大きな振巾でしかも非常にゆるやかにもとの平衡値に近づく。ガスブランケットと機械式リミタの組み合わせ方式の場合、燃料粒子のプラズマ中への拡散時間及び排気などの問題を考えると 1 秒程度の時間遅れで制御出来るかどうかは難しい問題かも知れない。この問題はガスブランケット方式のシミュレーションをさらに詰める必要があり今後の

課題である。この問題を別にすれば燃料注入制御法は入射パワー法と同程度に有用と思われる。例えばベレットあるいはクラスター入射法とダイバータ（あるいは磁気リミタ）の組み合わせに対しては望ましいと思われる。

いずれにしても捕獲イオン則の場合は 0.5 keV 程度のプラズマ温度の摂動があると制御に許される実効的な時間遅れは 1 秒 程度と思われる。

以上は全て不純物を SiC とした場合であるが、最後に $2\% \text{ C}$ の設計値に対する結果をいくつか示しておく（定性的には SiC の場合と同じであり定量的に若干異なるだけである）。解析モデルは (2.6.7) と (2.6.8) 式に基づいている。用いた比例則は捕獲イオン則である。Figs. 2.6.9 (a) と (b) にプラズマ温度の初期摂動が $+0.5 \text{ keV}$ 及び $+1.0 \text{ keV}$ で制御がない場合のプラズマ温度、密度、ポロイダルベータ値 β_p 及び出力の時間的変動を示す。どのパラメータも時間と共に振巾が大きくなっていく（成長率は $\gamma = 0.0298 \pm 0.424i$ である）。 $+1.0 \text{ keV}$ の摂動の場合約 15 秒 で出力は 400 MW にも達し（定常値の 4 倍）、 β_p は 30 秒 を過ぎると安定性の限界（アスペクト比）を越える。 $+0.5 \text{ keV}$ の場合も 30 秒 を越すとまもなく β_p の MHD 限界を越す。プラズマ温度と密度の振動の phase がずれているのは、(2.6.24) 式に示されるように温度は密度の変動に対して負のフィードバック効果があるためである。

Figs. 2.6.10 (a) と (b) は上記の $+0.5 \text{ keV}$ の摂動例に入射パワーによるフィードバック制御をかけた場合の結果を示す。成長率は $\alpha_B = -0.03$ の場合 $\gamma = -0.139 \pm 0.483i$ 、 $\alpha_B = -0.1$ の場合 $\gamma = -0.247$ と -7.45 になる。Fig. 2.6.10 (a) の変動の特性は入射パワーの絶対値の違いを除けば SiC の場合 (Fig. 2.6.8 (a)) とほぼ同じである。

（東 稔 達 三）

Table 2.6.1 Stability criteria for various confinement scaling laws

Scaling	(ℓ, m)	Stability criteria
Trapped ion	$(1, -3.5)$	$\xi_2[F]_T > -3.5(1 - \frac{1}{R}), f_{10} > 0$
Bohm	$(0, -1)$	$\xi_2[F]_T > \max\{-1, -2 \frac{F_0 f_{10}}{T_0}\}$
Classical	$(-1, 1/2)$	$\xi_2[F]_T > \max\{\frac{1}{2}(1 - \frac{5}{R}), \frac{1}{2} \frac{F_0 f_{10}}{T_0}\}$
Constant	$(0, 0)$	$\xi_2[F]_T > 0$

$$[F]_T = \frac{T_0}{F_0} \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_0, \quad R = \tau_p / \tau_E$$

Table 2.6.2 Influence of impurity on critical temperatures (keV) for a self-sustaining reactor

Scaling		Trapped ion	Bohm	Classical	Constant
(ℓ, m)		$(1, -3.5)$	$(0, -1)$	$(-1, 1/2)$	$(0, 0)$
Z_{eff}	1.0	27.0	14.6	40.1	27.0
	2.06 ^{a)}	27.0	15.6	40.1	27.0
	4.18 ^{b)}	29.0	19.1	40.1	29.0

a), b) : correspond to cases of 1 and 3% SiC impurities, respectively.

Table 2.6.3 Influence of impurity on the stable region
for a driven reactor (T : keV)

Scaling		Trapped ion	Neo-Bohm	Pseudoclassical
Injection power(MW) ^{a)}		20.2	37.0	16.6
Z_{eff}	1.0	$T > 25.1$ or $4.4 < T < 5.5$	All region	$T > 37.6$ or $T \leq 5.0$
	$2.06^{\text{b)}}$	$T > 25.6$	All region	$T > 37.6$ or $T \leq 5.0$
	$4.18^{\text{c)}}$	$T > 27.5$	$T > 13.8$	$T > 37.6$

a) : Values which satisfy power balances for $Z_{\text{eff}} = 2.06$.

b),c) : Correspond to cases of 1 and 3% SiC impurities, respectively.

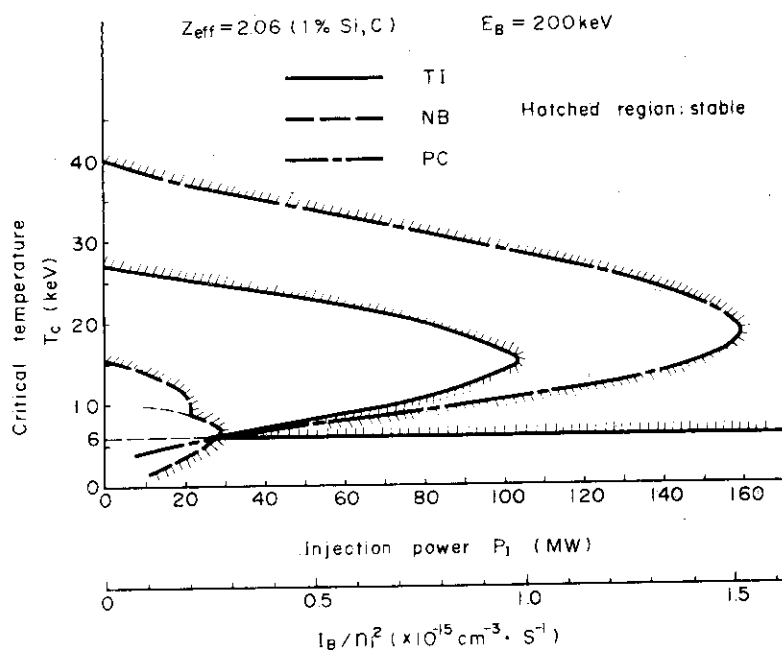


Fig.2.6.1 Critical temperature as a function of injection power for each scaling law (1%SiC impurity)

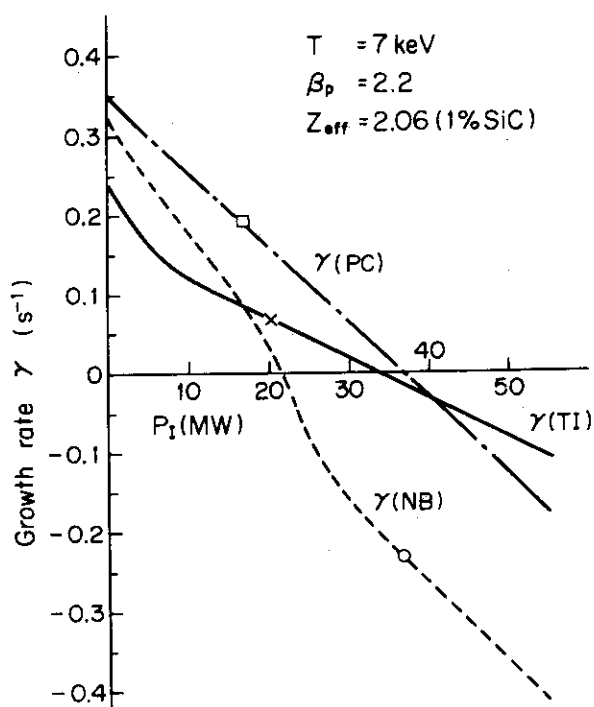


Fig.2.6.2(a) Growth rate as a function of injection power at 7 keV for each scaling law (1% SiC impurity). Points predicted by the scaling laws used are denoted by the marks on the respective curves.

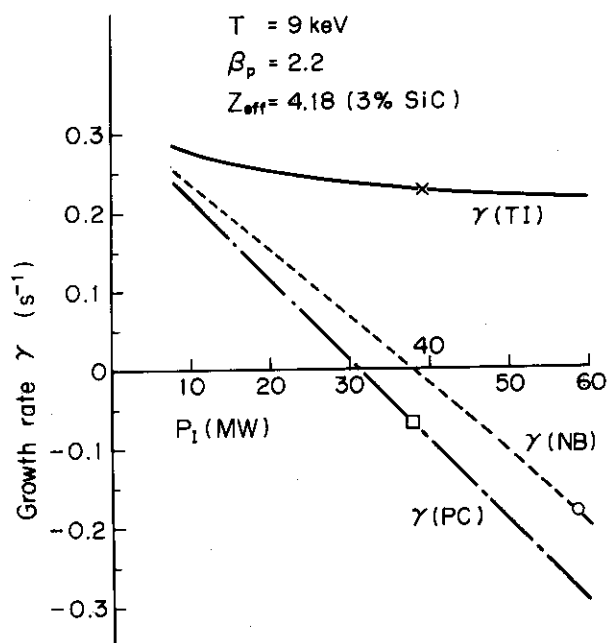


Fig.2.6.2(b) Growth rate as a function of injection power at 9 keV for each scaling law (3% SiC impurity)

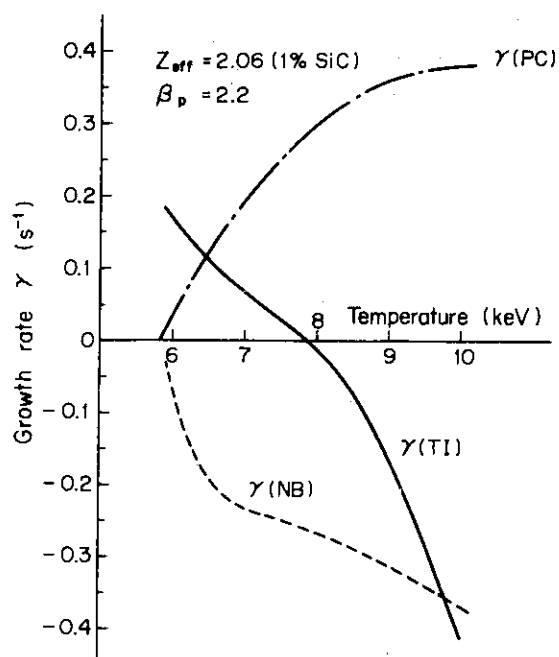


Fig. 2.6.3(a) Growth rate as a function of temperature for 1% SiC impurity

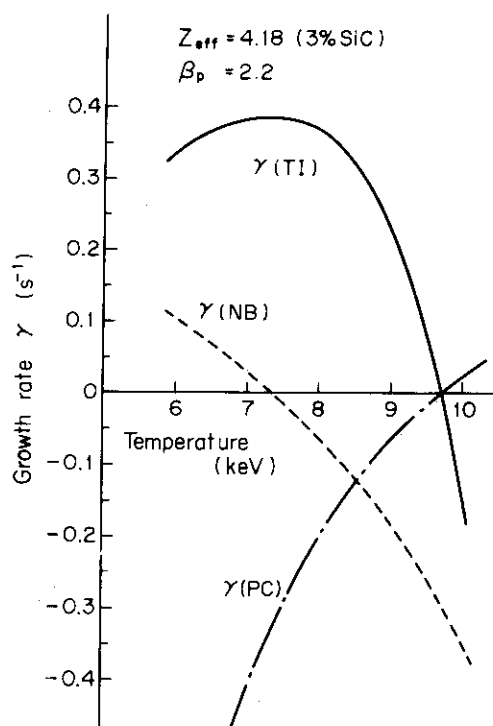


Fig. 2.6.3(b) Growth rate as a function of temperature for 3% SiC impurity

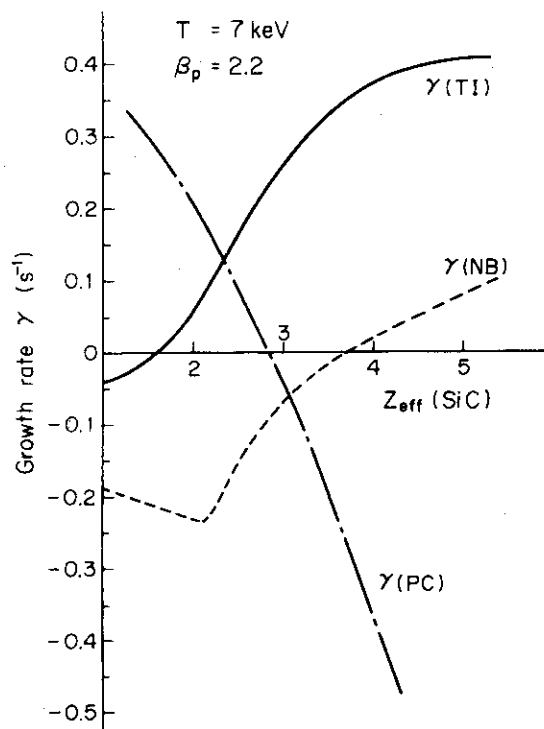


Fig. 2.6.4(a) Growth rate as a function of $Z_{\text{eff}} \text{ (SiC)}$ for $T = 7 \text{ keV}$

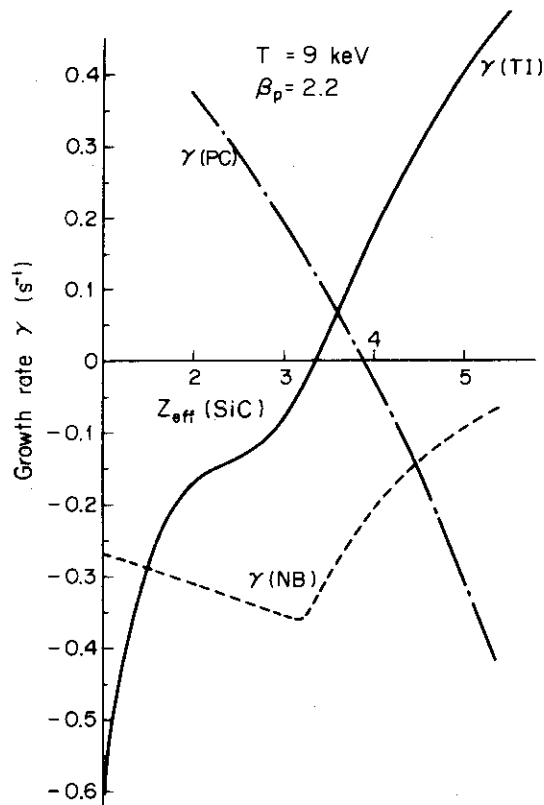


Fig. 2.6.4(b) Growth rate as a function of $Z_{\text{eff}} \text{ (SiC)}$ for $T = 9 \text{ keV}$

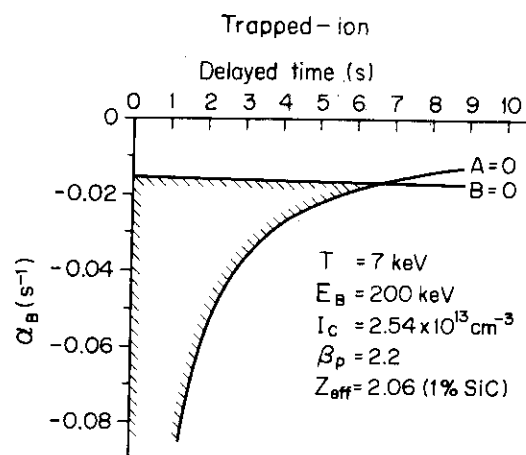


Fig. 2.6.5(a) Stable domain (hatched) for feedback stabilization by injection power (T=7 keV) : trapped-ion instability scaling

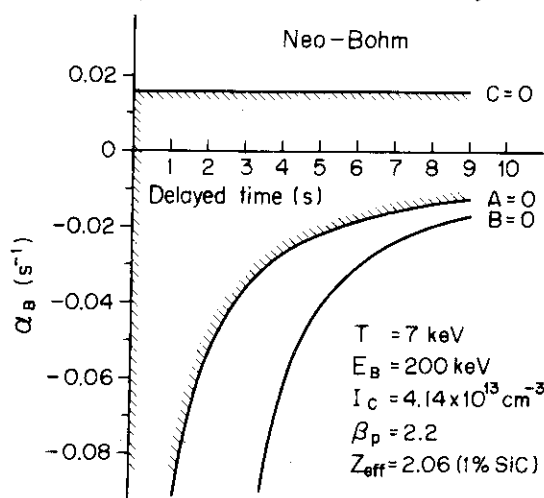


Fig. 2.6.5(b) Stable domain (hatched) for feedback stabilization by injection power (T=7 keV) : neo-Bohm diffusion scaling

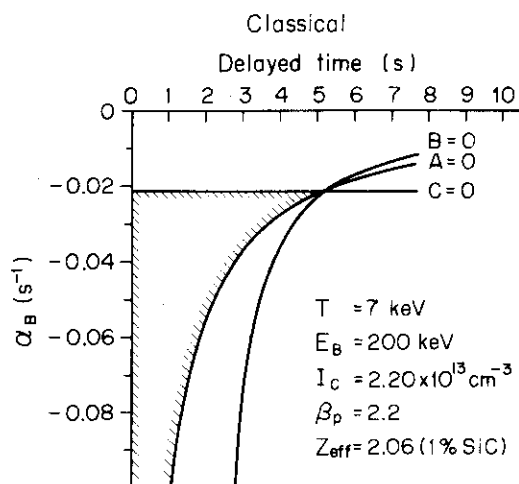


Fig. 2.6.5(c) Stable domain (hatched) for feedback stabilization by injection power (T=7 keV) : pseudoclassical diffusion scaling

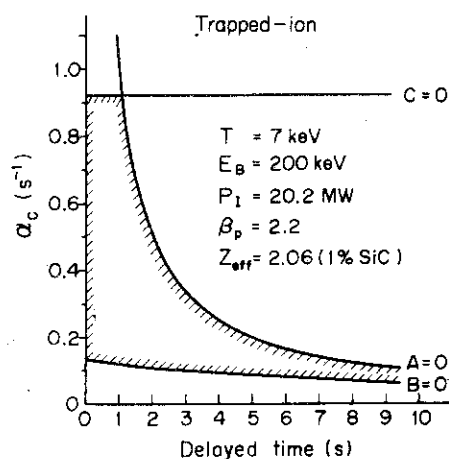


Fig. 2.6.6(a) Stable domain (hatched) for feedback stabilization by fueling ($T=7\text{ keV}$) : trapped-ion instability scaling

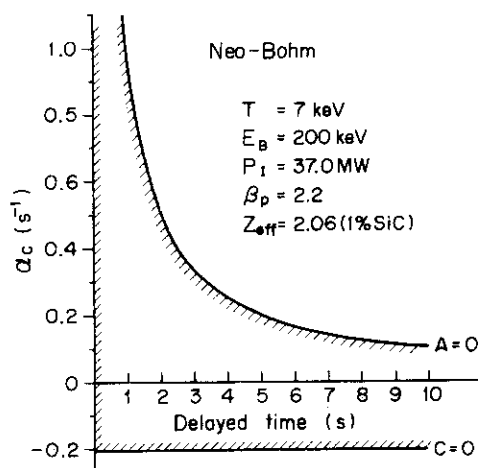


Fig. 2.6.6(b) Stable domain (hatched) for feedback stabilization by fueling ($T=7\text{ keV}$) : neo-Bohm diffusion scaling

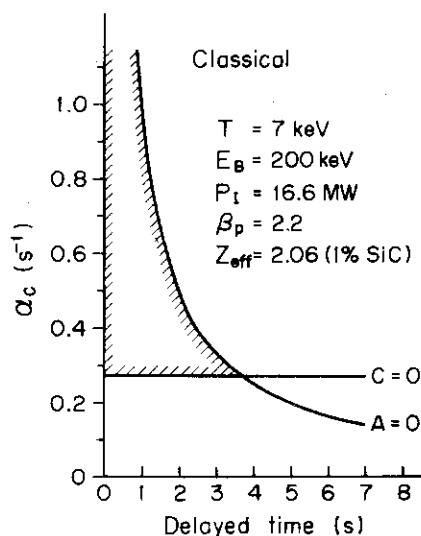


Fig. 2.6.6(c) Stable domain (hatched) for feedback stabilization by fueling ($T=7\text{ keV}$) : pseudoclassical diffusion scaling

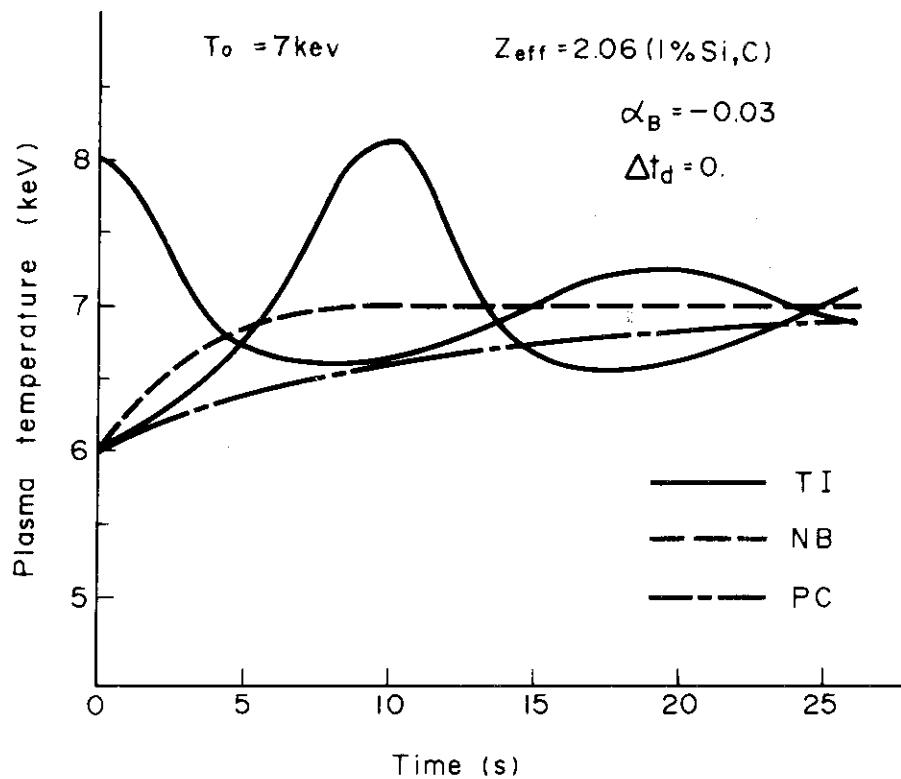


Fig. 2.6.7(a) Temperature transients initiated by $\pm 1.0 \text{ keV}$ temperature perturbations: feedback stabilization without time delay by injection power

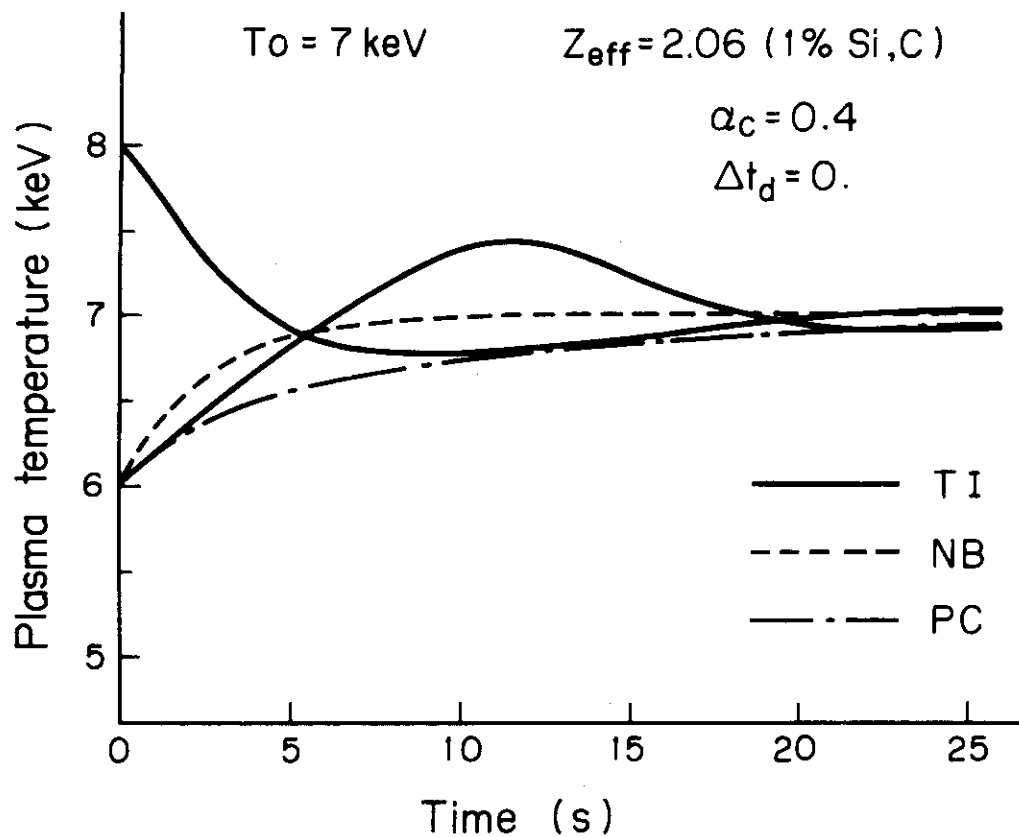


Fig. 2.6.7(b) Temperature transients initiated by $\pm 1.0 \text{ keV}$ temperature perturbations: feedback stabilization without time delay by fueling

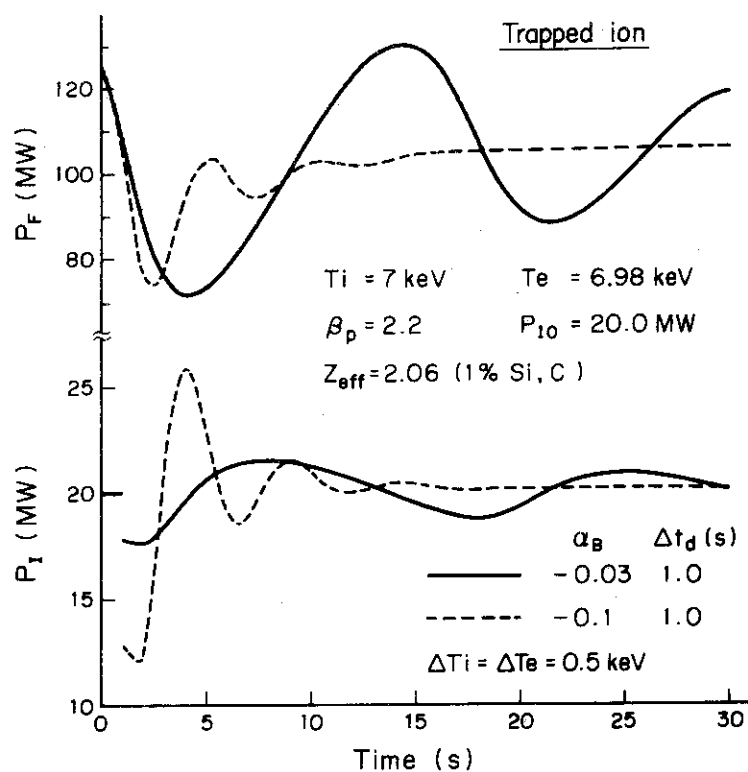


Fig. 2.6.8(a) Fusion power and injection power transients initiated by a 0.5 keV temperature perturbation for feedback stabilization by injection power : trapped-ion instability scaling

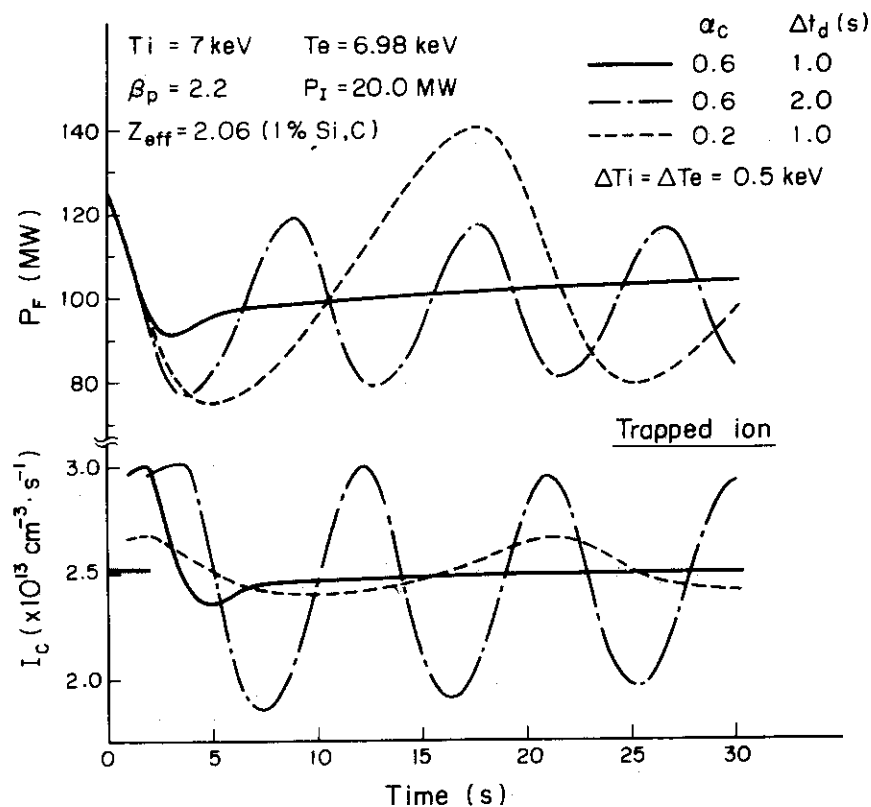


Fig. 2.6.8(b) Fusion power and fueling rate transients initiated by a 0.5 keV temperature perturbation for feedback stabilization by fueling : trapped-ion instability scaling

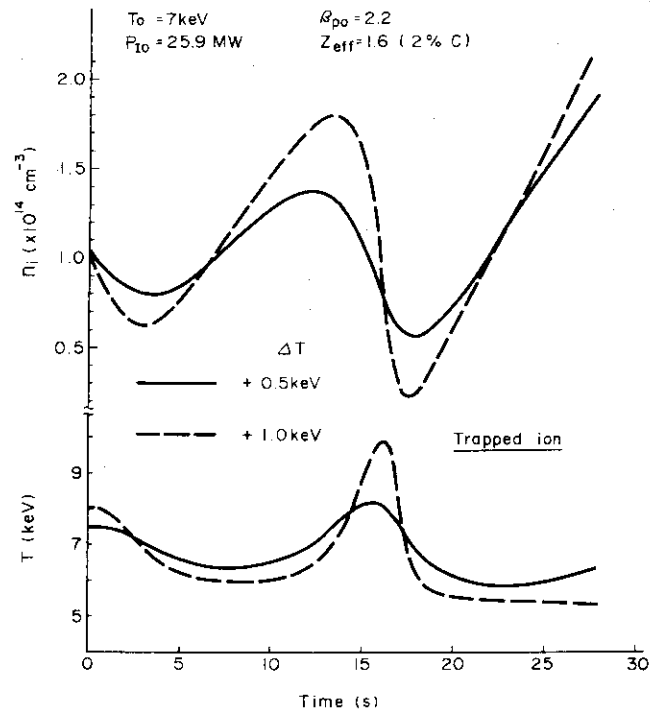


Fig. 2.6.9(a) Temperature and density transients initiated by $+0.5$ and $+1.0 \text{ keV}$ temperature perturbations for no control ($T_0 = 7 \text{ keV}$, 2% C impurity): trapped-ion instability scaling

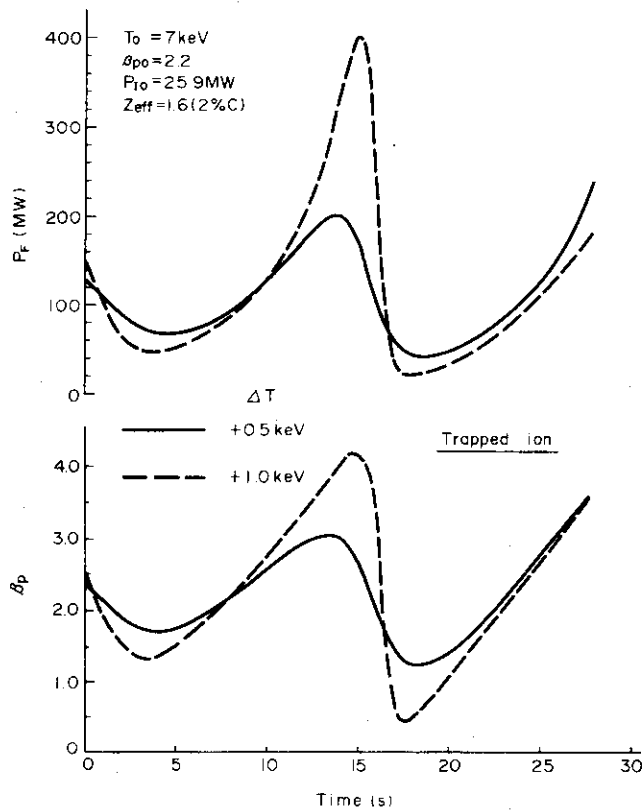


Fig. 2.6.9(b) Fusion power and β_p transients initiated by $+0.5$ and $+1.0 \text{ keV}$ temperature perturbations for no control ($T_0 = 7 \text{ keV}$, 2% C impurity): trapped-ion instability scaling

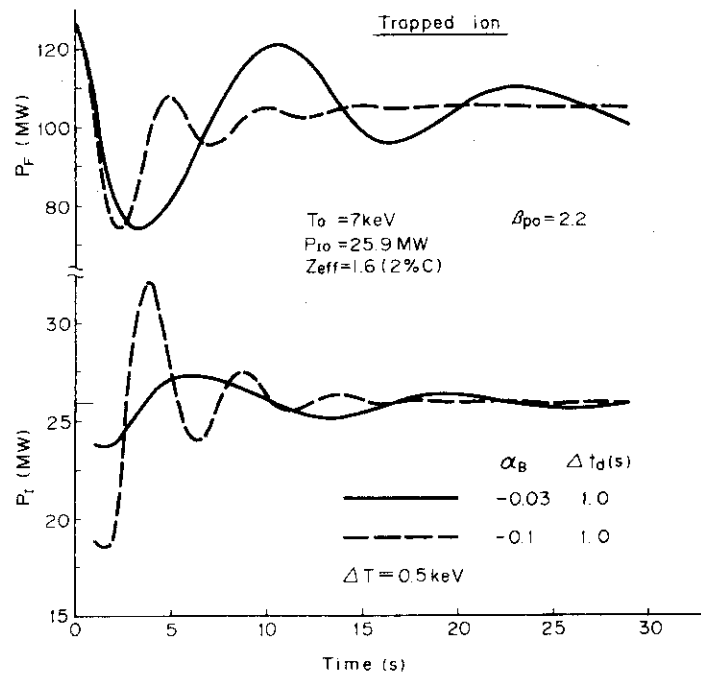


Fig. 2.6.10(a) Fusion power and injection power transients initiated by a 0.5 keV temperature perturbation for feedback stabilization by injection power ($T_0 = 7 \text{ keV}$, 2% C impurity): trapped-ion instability scaling

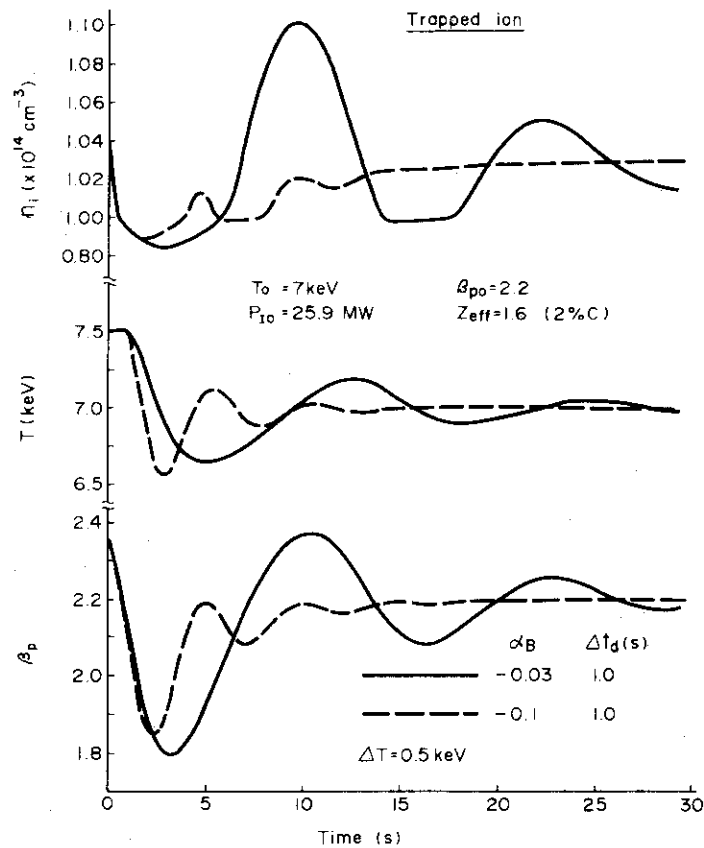


Fig. 2.6.10(b) Temperature, density and β_p transients initiated by a 0.5 keV temperature perturbation for feedback stabilization by injection power ($T_0 = 7 \text{ keV}$, 2% C impurity): trapped-ion instability scaling

2.7 ま と め

この報告書でのパワーバランスの解析は、不純物量、入射パワーと出力の関係を把握してプラズマ条件の運転域 (operating regime) を検討することを目的としている。用いた解析モデルは空間依存性のないものであるが、この目的には特に支障はない。しかし今後は 3.52 MeV のアルファと入射ビーム粒子の空間的な加熱分布を含めた空間解析をする必要がある。またアルファとビーム粒子が減速中にプラズマ外に飛び出すスペクトルも不純物量の算出上重要である。このためには orbit の解析をしなければならない。

燃料補給についてはここで述べた方式を採用した場合のプラズマの振舞いを予測することが困難なことが最も問題であり、解析の方法と並行して実験的な実証が必要とされる。またすでに述べた如く、不純物放射損失の抑制には適切な材料の選定が必要であろう。これが不可能な場合にはこの方式の良さは半減するかも知れないが磁気リミターとの併用も考える必要があるかも知れない。

プラズマの起動・停止の解析に用いた計算モデルでは、プラズマ特性諸量を1点近似で扱っているため、1次元モデルによる解析を進めた段階では数値自体は修正されることになろうが、この報告書で述べた基本的考え方は変わらない。現在、1次元モデルのコードを開発中であり、第2次設計にその結果を反映する予定である。また、中性粒子入射加熱、 α 加熱については高速の中性にその結果を反映する予定である。また、中性粒子入射加熱、 α 加熱については、高速の中性粒子、 α 粒子の減速モデルによる取り扱いをする必要があり、これをモデル化して計算に導入するのは今後の予定である。さらに、不純物のイオン化、再結合、荷電交換は、プラズマ温度の低い起動時におけるパワーバランスに与える影響は大きいので、これらもモデル化して今後の計算に導入することを考えている。

出力制御についても今後空間分布を考慮した解析を必要とする。その結果種々の現象の時定数 (減速、拡散等) の効果が明らかになろう。現在、炉心プラズマの1次元シミュレーションコードの開発の一環としてこの問題を検討しつつある。

今回の設計で全く触れなかったものにプラズマ閉込めの平衡の問題がある。これについては第2次予備設計で検討することになっている。

References

- (1) Dawson, J.M., et al.: Phys. Rev. Lett., 26, 1156 (1971).
- (2) 炉設計研究室 : JAERI-M6670 (1976)
- (3) Kadomtsev, B. B., Pogutse, O. P.: Nuclear Fusion 11, 67 (1971).
- (4) Sinnis, J., et al.: Phys. Rev. Lett., 30, 1214 (1972).
- (5) Yoshikawa, S., Christofilos, N. C.: Proc. 4th Con. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison, 1971, Vol. II, 357 (IAEA, Vienna, 1972)
- (6) Spitzer, L., Jr.: "Physics of Fully Ionized Gases", (1962), P. 149, Interscience Publishers, New York
- (7) Gorbunov, E.R. Mirnov, S.V. Strelkov, V.S.: Nucl. Fusion 10, 43 (1970).
- (8) Yoshikawa, S.: Phys. Rev. Lett., 25, 353 (1970)
- (9) Artsimovich, L. A.: JETP Lett 13, 70 (1971).
- (10) Dean, O. S., ed. WASH-1295 (1974).
- (11) Tamano, T., Hamada, Y., Moeller, C.: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo 1974, Vol. II, p.97, (IAEA, Vienna 1975).
- (12) Ando, K. et. al.: ibid. Vol II, p.103.
- (13) Horton, W. et. al.: ibid. Vol I, p.541.
- (14) Jassby, D. L.; Nucl. Fusion 15, 453 (1975).
- (15) 東稔達三, 大和春海 : JAERI-M6453 (1976).
- (16) Rose, D. J., Clark, M., Jr.: "Plasmas and Controlled Fusion", (1961) MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- (17) Duane, B. H.: BNWL-1685, p.75 (1972).
- (18) Sivukhin, D. V.: "Reviews of Plasma Physics", vol.4, (1966), p.93, Consultants Bureau, New York.
- (19) Towner, H. H.: COO-2218-35, (1975).
- (20) Butler, S. T., Buckingham, M. J.: Phys. Rev., 126, 1 (1962).
- (21) Sweetman, D. R.: Nuclear Fusion, 13, 157 (1973).
- (22) Riviere, A. C.: Nuclear Fusion, 11, 363 (1971).
- (23) McAlees, D. G., Conn, R. W.: Nuclear Fusion, 14, 419 (1974).
- (24) 松田慎三郎, 大和春海 : JAERI-M6222 (1975).
- (25) Freeman, R. L., Jones, E. M.: CLM-R157, (1974).
- (26) Yamato, H. and Ohta, M.: Proceedings of the First Topical Meeting on the Controlled Nuclear Fusion, (San Diego 1974), Vol. II, p.309 (1974).
- (27) Lehnert, B.: Nucl. Fusion, 8, 173, (1968), Third International Symposium on Toroidal Plasma Confinement, C1 - 1, (1973).

- (28) Kapitser, L.: Sov. Phys. JETP, 30, 973, (1970).
- (29) Verboom, G. K. and Rem, J.: Nucl. Fusion, 13, 69, (1973).
- (30) Furth, H. P., Rosenbluth, M. N., Rutherford, P. H. and Stodiek, W.: Phys. Fluids, 13, 3020, (1970).
- (31) Yamato, H., Ohta, M. and Mori, S.: Technology of Controlled Thermo-nuclear Fusion Experiments and Engineering Aspect of Fusion Reactor (Austin, 1972), p.48, (1974).
- (32) Alcator Group, 6th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, (Berchtesgaden, 1976), IAEA-CN35/A5.
- (33) Hinnov, E.: Matt-777, Princeton Plasma Physics Laboratory Report, (1970).
- (34) Glasstone, S. and Lovberg, R. H.; Controlled Thermonuclear Reactions Van Nostrand Co.Ltd., Princeton (1960).
- (35) Horton, W. Jr. and Kammash, T.: Nucl. Fusion, 13, 753 (1973).
- (36) Furth, H. P. and Meade, D. M.: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo, 1974, vol. 1, p.605, IAEA, Vienna (1975).
- (37) Conn, W. R., Khelladi, M. and Tesner, J.: UWFD-136 Univ.Wisconsin Report, (1975).
- (38) Connor, J. W.: Plasma Physics, 15, 765 (1973).
- (39) Stodiek, W.: 5th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Vol.II, Grenoble (1972).
- (40) ORMAK Group : 6th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, (Berchtesgaden, 1976) IAEA-CN-35/A4-1.
- (41) Etzweiler, J. F., et al.: ORNL-TM-4083(June, 1973).
- (42) Rand McNally, J.Jr., et al.: ORNL-TM-4617(June, 1974).
- (43) Stacey, W. M.Jr., et al.: ANL/CTR-75-2 (1975).
- (44) GAC Fusion Eng. Staff : GA-A1 3534 (1975).
- (45) Roberts, M., et al.: ORNL-TM-5042 (1975).
- (46) Stacey, W. M.Jr., et al.: ANL/CTR-76-3
- (47) Ohta, M. and Yamato, H.: JAERI-M 5569 (1974).
- (48) 真木紘一, 大和春海, 東稔達三 : JAERI-M 6876 (1977).
- (49) Stix, T. H.: Plasma Physics 14, 367 (1972).
- (50) Braginskii, S.I.: Reviews of Plasma Physics, Vol. 1, 205 (1965).
- (51) Rosenbluth, M. N., et al.: Phys. Fluids. 15, 116 (1972).
- (52) Rose, D. J.: ORNL-TM-2204 (May, 1968).
- (53) Yang, T. F., et al.: UWFD-49, Nucl. Eng.Dept., Univ. of Wis.(1973).
- (54) Hopkins, G.: GA-A1 2374, Gulf Gen. At. Co.(Oct.1972).
- (55) Post, R. F. J.: Nucl. Energy (Part C, Plasma Physics) 3, 273 (1961).

- 56) Mills, R. G.: LA-4250 (1969).
- 57) Ohta, M., Yamato, H. and Mori, S.: Proc. 4th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison, 1971, Vol.III, 423 (IAEA, Vienna, 1972).
- 58) Saito, H. et al : Proc. 6th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgaden, 1976, Vol.III, 337 (IAEA, Vienna, 1977).
- 59) Conn, R. W. and Kesner, J.: Nuclear Fusion, 15, 775 (1975).
- 60) Gralnick, S. L. and Tenney, F. H.: Proc. 1st Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, San Diego, 1974, Vol. 2, 364 (CONF-740402-P2).
- 61) Rose, D. J.: Nuclear Fusion, 9, 183 (1969).
- 62) Tone, T, Yamato, H. and Maki, K.: Proc. 2nd Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, Richland, 1976, Vol. III, 975 (USERDA, CONF-760935).

3. 炉 構 造 設 計

本章では炉の構成と構造，ブランケット構造設計，ブランケット熱設計，ブランケット容器の応力解析，容器第1壁構造材の中性子損傷について述べる。

3.1 炉の構成と構造

第1章 Fig. 1.1 に炉の全容を示し，Fig. 1.2 にその断面を示している。炉は次のもので構成される。

- ① プラズマ
- ② ブランケット集合体
- ③ 超電導マグネット遮蔽（真空容器を兼ねる）
- ④ 超電導トロイダルマグネット
- ⑤ 超電導ポロイダルマグネット
- ⑥ 中性粒子入射加熱装置
- ⑦ 主真空ポンプ（クライオポンプ）

これらの主要コンポーネントに冷却系，電源系，その他運転に必要なシステムが附属する。③～⑦の各コンポーネントの詳細は別の章に記述されている。また，さらに詳しくは委託設計資料（JAERI-M レポート）を参照されたい。

これら各コンポーネントを予循のないように配置して作成したのが第1章の Fig. 1.1, 1.2 である。Fig. 3.1.1 には炉の平面図を示す。

これらの図ではブランケット，遮蔽の支持構造は示していない，また，炉を分解するための配慮も示していない。今のところ例えばトロイダルマグネットの支持と，遮蔽の支持のとりあいは未解決であるなど全体図で示すほど煮つまっていない。これらについては後で個々に説明を加えている。

3.1.1 基本的配置

円形断面プラズマの周りには Li_2O ブランケットを収容したブランケット構造物の集合体，その外に遮蔽が設けられる。この遮蔽は超電導マグネットの遮蔽と炉の真空壁を兼ねる。その外側に均等配列の16本の超電導のトロイダルコイルとポロイダルコイル（変流器コイルと垂直磁場コイル）が置かれる。炉は8ケの炉モジュールで構成され，故障時にはポロイダルコイルの邪魔になる部分を上下に移動させて2本のトロイダルコイルをつけたまま半径方向に引出される。プラズマ位置ぎめのための機械式リミタは4ケの炉モジュールに一つおきに設けられ，中性粒子入射加熱装置は4ケの炉モジュールにリミタと交互に設けられる。ブランケット集合体には真空排気と中性粒子入射のための孔が設けられる。真空ポンプは炉モジュールに2台ずつ設けられる。これは液体 He 冷却のクライオポンプであり，2時間毎に切替えて常時8

台が働らく、ブランケット冷却配管は遮蔽を貫通して外部回路に接続される。図には示さないが遮蔽冷却水管、中性粒子入射加熱装置冷却水管、等が設けられ、また支持構造、生体遮蔽などのため炉の構造にさらに複雑なものになる。

3.1.2 配置の選定

設計にあたり炉の分解修理が可能であることを第1に考慮した。

(1) この設計ではプラズマは円形で、メカニカルリミタを採用している。従って全てのマグネットは遮蔽の外に置き、且つトロイダルマグネットの外にポロイダルマグネットを置くこととした。これによって炉を分解することが可能となった。トロイダルマグネットは互いに固く支持されるが、分解時には2本1組のついたまま炉モジュールを引出す方式とした(第14章参章)。

(2) 中性粒子入射加熱装置は遮蔽容器(真空容器)にパッキンを介して取りつけることとした。中性粒子はプラズマに直角に打込むようにしているが、加熱特性に特に支障がなければこの方が構造設計上好ましい。なお、放射線がイオン源を直撃することの問題は特に大きいものでなく、イオン源を曲げる必要性はない。

(3) 主真空ポンプは遮蔽容器上部に設けた。これはブランケット冷却管の配置を変更することにより下部に持って来ることできるが、現状ではこれで特に問題を生じていない。なお、クライオパネルに当る放射線を少なくするために迷路を構成した。

(4) この設計で大きなウェイトを占める真空壁については次のような理由で遮蔽の内面に置くこととした。

到達真空度は 10^{-8} Torr 程度にする必要がある。真空容器はプラズマ大周方向の電気抵抗を高くとる必要性のため、通常セラミックグレークあるいは金属ベローズによる接続を要する。プラズマ研究装置ではプラズマからの放熱は僅かであり、またパルス的な運転後充分な冷却時間をとれるので、簡単な構造で済む。また、誘導放射能がないので修理も容易である。核融合炉では定常的な冷却、誘導放射能、放射線損傷などのためにプラズマのすぐそばに真空容器を設置するのは難しい。次に考えられるのが、ブランケット集合体の外側フランジ部分で接合して真空に保つことであるが、上述の電気抵抗を高めることと高真空保持の両者の要求を満たすことが難しい。そこでこの設計では超電導マグネット用遮蔽の内面をステンレス鋼で内張して真空壁とした。高真空容器内にブランケット冷却配管まで収容することとなり、真空のためのガス抜き、リーク防止対策の面で厳重な注意を要求される。真空壁をどこにするかといった問題は炉が故障した場合の分解修理まで含めた設計全体のバランスで決定すべきものであり、今後の重要課題である。

(5) ブランケット冷却用配管は全て曲管による熱応力吸収を考えた。このため配管系が複雑になった。ベローズの使用可能性についても検討する必要がある(とくに分解時の問題と関連して)。また、図では遮蔽外の配管がむき出しになっているが、ここからの放射線ストリーミングを防ぐために遮蔽を置く必要がある。

(6) 主真空ポンプから燃料循環系に行くダクトは中性粒子入射加熱装置が真下にあるため、両横から出すこととした。

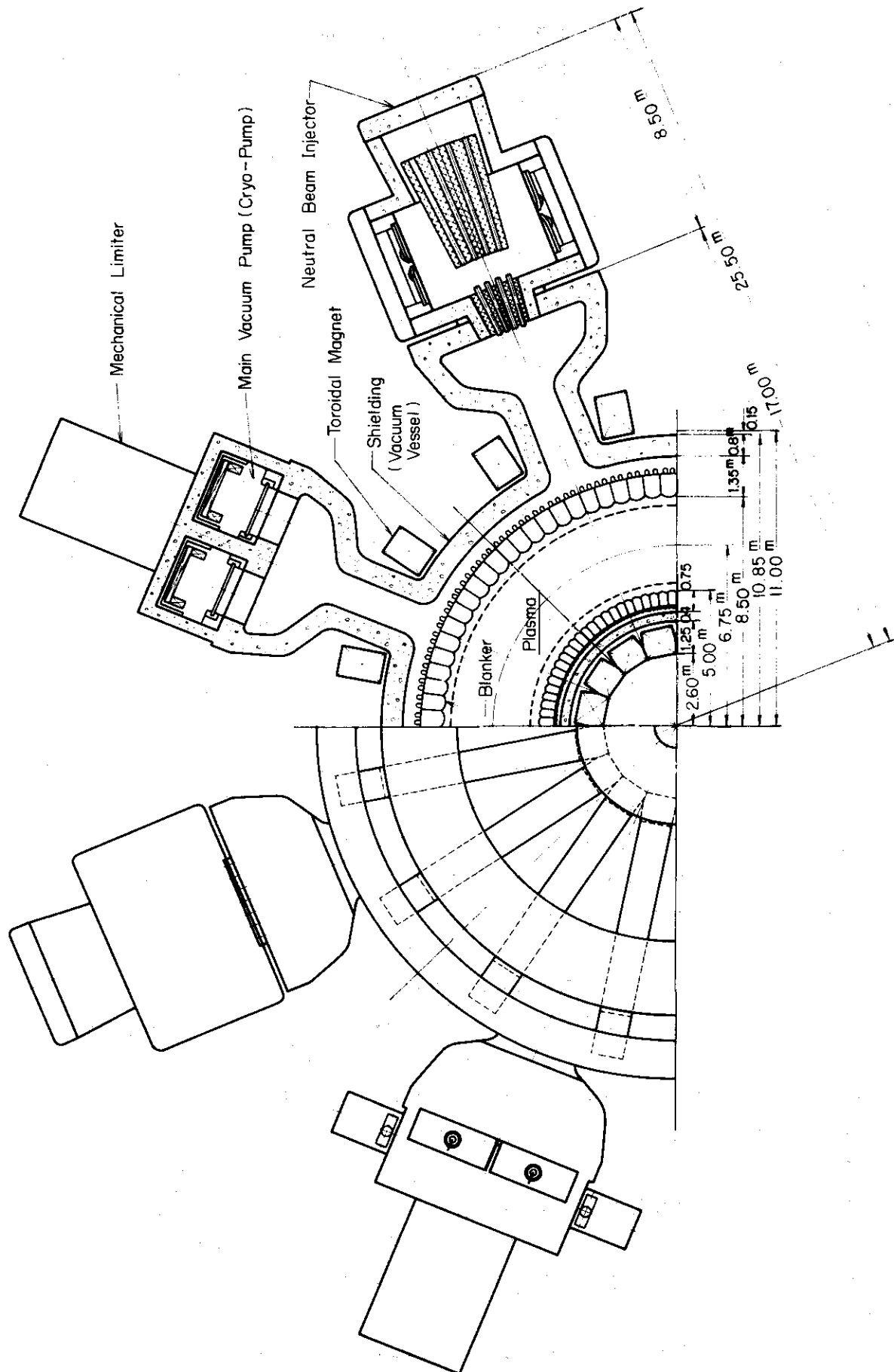


Fig. 3.1.1.1 Plane view of the reactor

3.2 ブランケット構造設計

3.2.1 単位ブランケットの構造

(1) 容器の構造

Fig. 3.2.1 にブランケットの構造概念を示す。Aは遮蔽専用の内側ブランケット（角度にして 90° ，Fig. 1.2斜線部分）でBはトリチウム生産用の外側ブランケット（角度にして 270° ）である。全面的にトリチウム生産用とすると内側部分の厚みが増し、アスペクト比を小さくできず、従って炉全体が大きくなるのでそうしている。

このようなブランケット容器約2300ケでブランケット集合体（炉全体）を構成する。

容器はプラズマ側が球面，一般部断面が角を円形にした4角形の壺であり，二重容器構造としている。内部にはAの場合，ステンレス鋼の四角柱ブロック（冷却流路孔付）が収容される。冷却体は入口ノズルから 300°C で入り，二重壁の間隙を壺先端に向い，壁面を冷却する。先端部では流路がせまくなるので適当に分流して入口プレナムに集まり， 500°C となって出口ノズルから出る。Bの場合も同様であるが入口プレナムの部分にステンレス鋼容器（ピンポン球を点付け溶接で形成したような容器でリチウムと中性子の反応で生ずるヘリウムとトリチウムを放出するための隙間がある）に収容される Li_2O 焼結体を配置する。そのあとに Li_2O の四角柱ベレットをステンレス鋼容器（この容器もヘリウムとトリチウムを放出するための隙間がある）に収容したブロックを配置し，さらに中性子反射体としてのステンレス鋼ブロックを配置する。先端部を球としたのは Li_2O の場合，冷却体流路を設けるのが前述のステンレス鋼ブロックの場合ほど単純ではなく，発熱の多い先端部は充填密度を少し犠牲にして整流を兼ねさせている。

遮蔽専用のものは別として容器の肉厚はトリチウム生産を向上せしめるためにはできるだけ薄くしなくてはならず，また，コーナーもできるだけ角の丸みを少なくする必要があるが，内圧によって発生する応力は大きいのでコーナーの半径を一辺の $1/4$ くらいとったとしても肉厚 10 mm では自立できないことが判明している（詳しくは3.4参照）。従ってブランケットリングの周方向は良いとしてもそれに直角方向にはリブを用いるとか何らかの方法で補強する必要がある。⁽¹⁾これがだめなら，トリチウム生産は多少犠牲にして肉厚さ増すことになる。

(2) 流路の構造

ブランケット容器の冷却のために二重容器構造として 10 気圧の He を流すようにしているが，この間隙は小さすぎると寸法精度が問題になる（圧力損失はそれほど問題でない）のでとりあえず 5 mm として設計を進めている。2枚の板はリブによって接合する。このリブは中性子， γ 線のストリーミングを防ぐために流れ方向に傾斜させている。ドーム部に至るまでの板は発熱が小さいのでほとんど同一温度にでき，固く接合しても問題は生じない。リブを完全に近いほど接合すれば内圧によって生じる外壁の応力をかなり低下させうる（即ち，外壁の肉厚を増加させたと同等の効果が得られる）が，製作上の問題があるならば単にブランケット内部で生じる差圧（外圧）に内壁が耐える程度の接合でもよい。

先端のドーム部は表面に荷電粒子のもたらす大きな入熱があるので内側の壁面との間に大きな温度差を生じる。従ってドームスカート部より先の方は2枚の壁はそれぞれ自由に熱膨張で

きるようにする。

ドームスカート部からドーム先端に至る部分の流路は流れの進行と共にせまくなるので中間部に至るまではリブの角度を変えて流速を一定に保つ（ドームスカート部でリブの傾斜を 60° とし、中間部で 0 とする）。

それより先は冷却の要求量との兼ね合いで適当量ブランケット側にバイパスして過大な圧損を生じないようにする。

3.2.2 ブランケット集合体の構造

Fig. 3.2.2 に炉モジュール1ヶ分のブランケット集合体（ブランケットモジュール）を示す。このようなモジュール8ヶでドーナツ状のブランケット構造物を構成する。

各ブランケット容器には入口、出口配管が接続され、ヘッダーを介して遮蔽（真空容器）外に配管を導く。かなり複雑であり、容器が破損した場合にそれだけ取替えることは困難である。

なお、中性粒子入射孔、排気孔は図では4ヶの壺を常に外しているのみであるが壺が内圧に対して自立できない設計であるのでその力を受けとめうるような剛な構造とする必要があり、中央が円形、周囲が4角形でその間をリブで補強して外圧に耐えるようにする。6角形とすることもできるがその場合は周囲の壺を一部そいだ形となる。この部分の設計も難しい問題を含む。

容器は2枚のリング状フランジの内側切込部に装着（溶接）してリング状のブランケット集合体を構成する。これらを12ヶをフランジ部で接続してブランケットモジュールを形成する。このようにしてブランケット容器にタガをはめる形にする。これによって周方向に固く固定することができ、圧力のバランスをとることも可能と思われる。

リング間ほどの程度精度よく固定できるかにより圧力のバランスがとりうるかどうか決まるが現状ではよくわからない。特に炉の分解再組立てを考えると炉モジュール毎の完全な接続は難しく、ごく少数のボルトで止めるかあるいは全く差し込むだけとするか、いずれにしても難しい問題である。従ってこの方向の内圧に対する自立の可能性については充分検討してみなくてはならない。

Fig. 3.2.3 に側面からみた配管の詳細を示す。これは上下対称で入口各2ヶ、出口各2ヶのヘッダーから各容器に配管が接続される。

Fig. 3.2.4 に上から見た配管の詳細を示す。

3.2.3 配管寸法の選定と圧力損失

(1) 容器からヘッダーまでの配管内径と単位長圧力損失

冷却体流量は炉あたり 143 kg/sec で容器1ヶあたりの平均値は 62 g/s である。

400°C 、 $10 \text{ kg/cm}^2 \text{ a}$ のHeが 50 m/s で流れるとすると管内径は $48 \text{ mm } \phi$ となる。発熱はトーラス内側部分で少いので細い管とし、外側部は太くするなどのことは設計の進んだ段階の問題である。この管に 50 m/s で上記のHeが流れると1mあたり 0.004 kg/cm^2 であり、それほど長いものではないのでこの位で充分と言える。なお、計算には摩擦係数を0.02として用いた。

上記の試算より内径50 mm 程度の配管で充分であることがわかる。

(2) ヘッダー間の配管内径と単位長圧力損失

炉モジュールあたり入口, 出口各16本(上下合計)であり, 1本あたりの平均流量は1.12 kg/sであり, 400°C, 10 kg/cm²a のHeが75 m/sで流れるとすると167 mmφとなる。これでは太すぎて問題があるので100 m/sとすれば145 mmφ, 150 m/s として118 mmφとなる。前者の圧損は1 mあたり0.0048 kg/cm², 後者0.013 kg/cm²である。そこで内径を150 mmφとする。

(3) ブランケット容器, ヘッダー間の配管長

Fig. 3.2.3 に示した配管の長さを下表に示す。表中1~24 は図中の1~24 に対応する。1~12 が入口, 13~24 が出口。

上下対称のため入口54.4 m, 出口48.6 m, 炉モジュール当り12列あるので入口65.3 m, 出口58.3 mとなる。炉全体で9,883 mとなる。

N ₀	長さ(m)	N ₀	長さ(m)	N ₀	長さ(m)	N ₀	長さ(m)
1	3.74	7	1.30	13	3.95	19	1.07
2	2.74	8	1.63	14	3.32	20	0.99
3	1.88	9	2.08	15	2.35	21	1.37
4	1.27	10	2.81	16	1.56	22	1.91
5	0.84	11	3.40	17	0.93	23	2.60
6	1.31	12	4.18	18	0.74	24	3.46
合 計	27.2 m (入口配管)			合 計	24.3 m (出口配管)		

(4) ヘッダー間の配管長

Fig. 3.2.2 から計算して次表に示す。ヘッダー記号A~Dは入口, E~Hは出口, 左から1, 2と数えてN₀をつけ, 各N₀に対する長さを下表に示す。

配管は左右対称であるので入口管全長は267 m, 出口管全長は243 mである。炉全体ではモジュール8ヶであるので合計4,080 mとなる。

N ₀	長さ(m)	N ₀	長さ(m)	N ₀	長さ(m)	N ₀	長さ(m)
A 1	20.5	C 1	15.6	E 1	18.0	G 1	13.7
2	20.0	2	15.0	2	18.9	2	13.8
B 1	17.4	D 1	14.1	F 1	15.5	H 1	12.8
2	17.0	2	13.7	2	15.9	2	12.8
合 計	133.3 m (入口配管)			合 計	121.4 m (出口配管)		

(5) 配管内圧損

A 容器からヘッダーまでの配管

N₀ 12 が最長で, 4.2 m である。曲管部もあるので, これを10 m 相当と考えると内径

50mmのとき約 0.04 kg/cm^2 となる。入口、出口両方で 0.1 kg/cm^2 程度である。なお、外側の容器の方が熱輸送量が大いので全体のバランスをとるには太い配管を用いるべきであるが、スペースも広いのでこれは充分可能である。

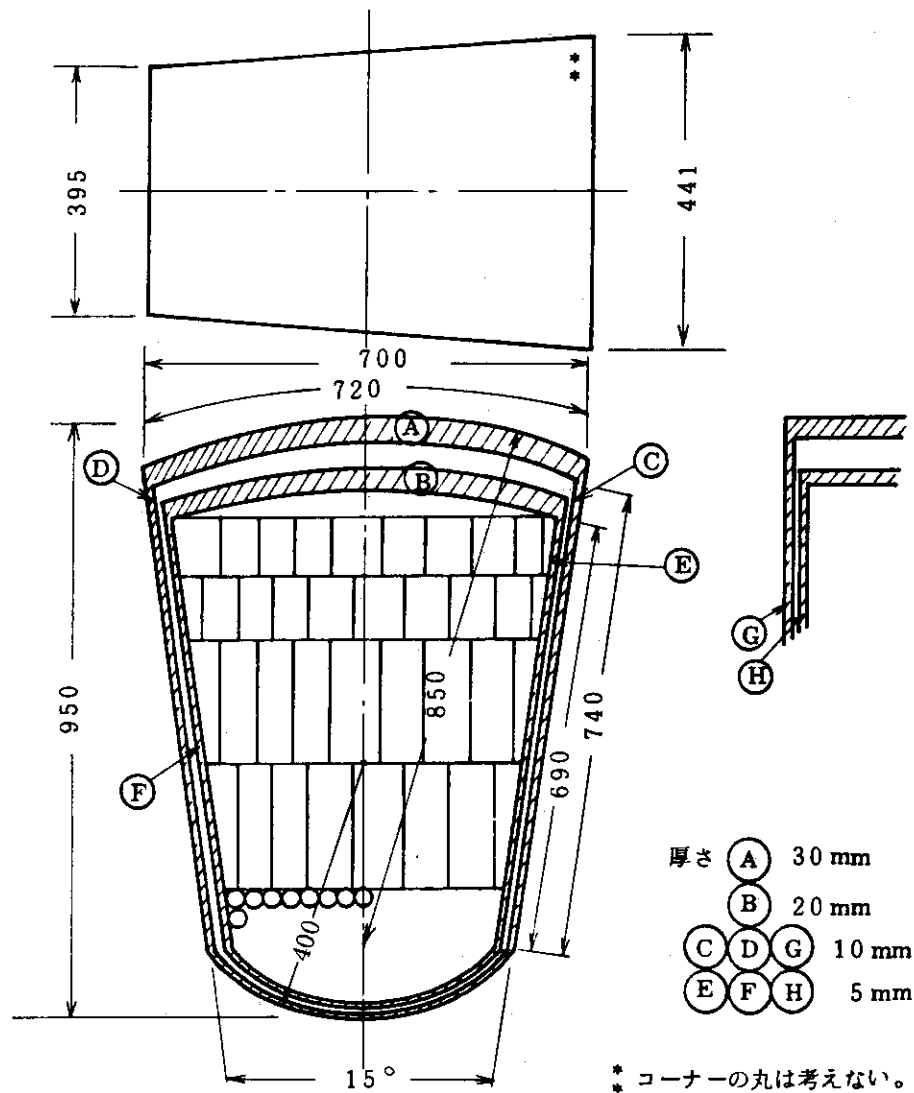
B ヘッダー間の配管

A 1 (入口), E 1 (出口) 合計38.5mであるが、配管の曲りも考えて60mとして求めると内径150mm ϕ のとき約 0.3 kg/cm^2 となる。妥当な値と言える。太くしすぎると配管を収容できない。

3.2.4 ブランケット構造物の重量ならびに表面積

(1) ブランケット容器重量

Fig. 3.2.3 において中央部、配管6, 18の接続された容器の重量を計算し、これが24ヶあるとして1つのリングの目方を求め、炉モジュール、炉全体の重量を概算する。



各部体積 (m^3)

A (1枚)	0.0090	E (1枚)	0.00014
B (1枚)	0.0052	F (1枚)	0.00012
C (1枚)	0.0032	G (2枚, 計)	0.0092
D (1枚)	0.0029	H (2枚, 計)	0.0041
合 計 0.03386 m^3			

重 量

比重量 $8 \text{ ton}/\text{m}^3$ として容器 1 ケあたり 0.27 ton

1 リング 24 ケで 6.5 ton

炉セジュールあたり 78 ton

炉あたり 624 ton

容器フランジ (リング状) 1 枚 0.156 m^3 , 1.25 ton

炉あたり 192 枚 240 ton

炉あたり全重量 (容器+フランジ) 864 ton

(2) 内容物重量

半径 1.9 m から 30 cm の厚さで比重量 $6 \text{ ton}/\text{m}^3$ のものが収容してあるとして求めると 164 m^3 , 980 トンとなる。1,000 トン程度とみておいてよいであろう。

(3) ブランケット集合体総重量

上記のほか、支持構造、配管などがある。また、ブランケット表面からの放熱を防ぐための板を必要とする。さらに、プラズマに面して防護板を考えるとさらに 100~200 トン程度追加することとなる。

(4) 表面積 (概算)

A プラズマに面する壁面 (最も破損し易い部分)

約 600 m^2

B ブランケット容器側面 (間隙の小さい部分)

約 $3,500 \text{ m}^2$

C ブランケット容器外表面 (フランジ含まず)

約 700 m^2

D 配管 (全配管)

約 $4,000 \text{ m}^2$

E その他 (フランジ, 熱絶縁板, 第一壁保護板)

約 $4,000 \text{ m}^2$ (両面)

以上全部合計すると約 $13,000 \text{ m}^2$ となる。このうち内圧のかかっている部分は約 $9,000 \text{ m}^2$ となる。

3.2.5 ブランケット構造物の支持方法

Fig. 3.2.5 に概念的に示す。図では下部のみ示したが上部も同様である。ブランケットモジュールを支持するためにはフランジ部分を延長するか、あるいは支持用フランジを接合し、

これに支持脚（配管の障害にならぬように板状）を設け、これを遮蔽に設けられた座の上に設置する。

この場合、遮蔽に完全に固定するか、または半径方向に移動することで熱膨張を吸収するようになるか選択の余地がある。容器外側の温度は 300°C 一定に保たれるので前者であっても良いと思えるが、今後の検討を要する。

なお、遮蔽の支持はこの図のようにできれば好ましいが Fig. 1.2 などでもわかるようにトロイダルマグネットとのとりあいがあるので今後の課題である。どちらもかなり妥協しなくてはならないがいずれも厳しい条件にある。

3.2.6 ブランケットの故障とその発見方法

(1) ブランケット容器、配管系に許容される破損

ブランケット容器の全表面積は $5,000\text{ m}^2$ 程度であり、これが高真空容器内に收容される。また、この系内の配管表面積も約 $4,000\text{ m}^2$ である。この大きな表面から許容される He の漏洩量は多く見積ったとしても 2 mg/s （標準状態換算で 10 cc/s ）程度のものであり、 0.1 mm のピンホール 1 ケが問題になる（実際にはピンホールよりヘアクラックの方が現実的かもしれないがわかり易く円形孔で考える）。以下にその根拠を示す。なお、参考までにガス冷却炉でよく使われる He インベントリーに対するリークレートで言うならば、この炉の 1 次系の He を 1 ton として 2 mg/s (170 g/day) は 0.017% / day ということになる。真空系内に置かれるブランケット容器、配管系は全溶接構造であり、機械的な継手部分はない。上記の値がどれくらい厳しいことなのか設計の進んだ段階で検討してみる必要がある。とくに放射線損傷を強くうける第一壁（約 600 m^2 ）に対しては厳しいことと思われる。

① プラズマの影響

プラズマで発生する He の量は約 0.24 mg/s （標準状態で 1.3 cc/s ）である。この値を基準に排気系（特にブランケットにあける孔）が設計される。He がプラズマ側に流入するとプラズマ中の He 濃度が高まり、燃料の減少（同一圧力に対し）、不純効果によるエネルギー損失のために出力が低下し、中性粒子入射加熱装置の容量に不足を来して炉は停止する。 2 mg/s は生成量の 10 倍近い値であり、あまく見積ってもこの値を超えて良いとは考えられない。厳しく規定するなら 0.24 mg/s と同程度かもしれない。

② 真空ポンプ容量からの制限

He は排気し難い元素である。この設計では液体 He 冷却のクライオポンプを使用するが、これは He 吸着材の開発にかかっている。もしも吸着容量の大きいものができず高々 2 倍程度（4 時間分吸着可能）にしかできないとすれば 2 mg/s のリークが生じた場合には真空ポンプ全部を一時に使っても 1 時間足らず運転したら炉を停止して全部のポンプの調整をし再起動するようにするしかないであろう。また、プラズマに対しては、リークがブランケットの外側にあっても He 量が増せばポンプの排気速度との関係でブランケット外側の He の分圧が増し、孔から反応生成物である He が出にくくなり、プラズマ内の He の分圧が高まる原因となるので 2 mg/s は限度とみて良いであろう。

③ 2 mg/s を生じる孔寸法の概算

厳密に計算するのは可成り面倒であるので目安を得るための近似計算にとどめる。

$$\Delta P = \frac{\lambda \rho U^2 L}{2g de}$$

$$U = \frac{W}{\rho A_c} = \frac{4W}{\pi \rho de^2}$$

$$\lambda = \frac{64}{Re} = \frac{64\nu}{de U} \quad (\text{層流})$$

$$\Delta P = \frac{128\nu WL}{\pi g de^4}$$

$$de = \left(\frac{128\nu WL}{\pi g \Delta P} \right)^{1/4}$$

ここで

ν : 動粘性係数, 500°C 7.5 kg/cm² a にて 0.79 cm²/s

W : 流量, 2×10^{-3} g/s

L : 壁肉厚, 0.5 cm

ΔP : 圧力損失, 5 kg/cm² = 5,000 g/cm²

2 mg/s の 10 気圧の He が 5mm の肉圧を通過して 5 気圧の圧力降下を生じるとして計算する。

$$de = 9.0 \times 10^{-3} \text{ cm} \approx 0.1 \text{ mm}$$

この時の流速は 7.5 気圧で 690 m/s, Re は 870, また $(\rho v^2/2g)$ は 1.1 kg/cm² である。

(2) 故障発見方法

上述のごとく極く微量洩れても炉は停止する。安全この上ない装置ではあるが、運転できるようにするためには修理しなくてはならない。

考える方式は次のようなものであるか、現実的かどうか今後充分に検討する必要がある。

① 主真空ポンプの He 蓄積量の増加による検出

大まかな範囲を見出すことができよう。但し、プラズマに面する第一壁の部分であればきわ立った差は出てこないであろう。

② 音響による検出

炉を停止して静かな状態としてリーク部分から発生する音を検出して場所を確認する。強い放射線下でスキャンする必要があることと受音部の放射線による損傷など検討を要する。然し位置を検出するには最も有効と思われる。

③ テレビカメラによる検出

音響により概略位置が確認されてからテレビカメラで故障部を確認する。然し、受光部の放射線損傷は厳しいものがあり使えるかどうか疑わしい。ファイバースコープなら見えそうであるが視野がせまい。

④ 特定ガスの検出

炉を停止し、真空系内に特殊ガス*を含んだ気体(Heでも可)を大気圧で充填し、一方He系は少し減圧して弁操作により切かえて冷却体出口部からサンプルして位置(群)を検出する。(*微量でも検出できるものであれば何でもよい)。

この方法は炉を据つけたまま修理する方式に対しては不適當であるがこの炉のようにモジュール毎とりかえる方式には使える可能性がある。

然し、10気圧の差圧で流通し易いHeが2mg/sしか出ない小さな間隙を差圧が高々0.5気圧で流入してくるのを検出することは難しいことのようにも思える。

いずれにしても今のところ決定的な方法はない。分解修理との関連で詳細な検討を要する。

(3) 故障の修理方法

ブランケットの外側であれば主真空ポンプ取付座の近くの遮蔽天井(ゲート弁の直前)にメンテナンスホールを設けておき、ここから遠隔操作の溶接機をそう入して炉を据えつけたままで修理できる。然し、先にも触れたようにテレビカメラが高放射線下で使えるかどうか充分に検討する必要がある(ある程度の γ 遮蔽はできるとしても、それほど広い空間は配管部にはない)。

ブランケット容器側壁ならびに先端部であれば炉の分解はやむを得ないこととなろう(第14章参照)。

然し、僅かの破損のために引出すのは大変であるので放射線損傷を受けた材料の溶接の可能性も検討すべきことかもしれない。

3.2.7 ブランケット周方向電気抵抗の確保

プラズマの電気抵抗は10eV(起動時)で0.2m Ω 、1keVで0.2 $\mu\Omega$ 程度である。この値を求める計算式は2.5節に与えられている。

プラズマ大周方向の構造物(ブランケット、真空容器)は起動時の抵抗の1.0倍(2m Ω)程度以上の電気抵抗とすることが望ましい。この設計のブランケットに対して電気抵抗を高めるための方法は次のように考えられる。

- ① ブランケットモジュール両端面に酸化被膜またはセラミックスコーティングを行い隣のモジュールとの間の電気抵抗を高める。
- ② 各ブランケットモジュールの1ヶ所のブランケットリング(モジュールは12ヶのリングで構成)間に酸化被膜またはセラミックコーティングを施し、あるいは電気絶縁物をはさんで電気絶縁されたボルトで締つける。
- ③ 全てのブランケットリング間に②の方法をとる。

上述の方法で周方向の電気抵抗を高めることができるが、同時に次項3.2.8で述べることを満足する必要があるので①、②は不適當で、③だけが可能性ある方法となる。なお、支持構造、配管にも注意を要する。

3.2.8 プラズマ電流変化によってブランケット容器に生じる電磁力評価

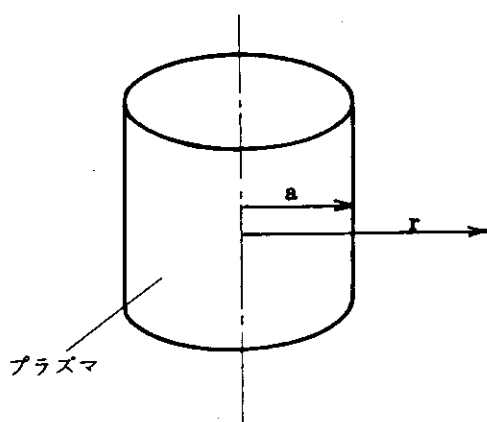
プラズマ電流の変化は炉の起動時、停止時のスケジュール的なものの他に不意に生じる場合

も想定しておかなくてはならない。この設計の場合、起動時に10秒間でプラズマ電流をゼロから4MAまで立ち上げるようになっており、その場合の変化率の最大値はこの設計では立上り時の4MA/sec程度のものである。従ってブランケットは少なくともこの変化率に対して耐えることは当然のこととしてスケジュールにない急激な電流変化に対しても耐えなければならない。この値をどう選ぶかはブランケット構造設計上重要な問題であり、今後電流変化速度の厳密な評価、電流変化の生じる可能性のある現象に対する解析、電流を維持する方法の研究が進められなくてはならない。

ここでは現在の設計に対する電磁力を試算してみることにする。

(1) プラズマ電流によって生じる磁場

無限円柱プラズマとして計算する。



$$B = \mu H$$

$$r < a \quad H = \frac{I r}{2 \pi a^2}$$

$$r \geq a \quad H = \frac{I}{2 \pi r}$$

B : 磁束密度 (Wb/m^2)

μ : 透磁率・・・この場合 $4\pi \times 10^{-7}$

H : 磁場の強さ (A/m)

a : プラズマ半径 (m)

r : プラズマ軸からの距離 (m)

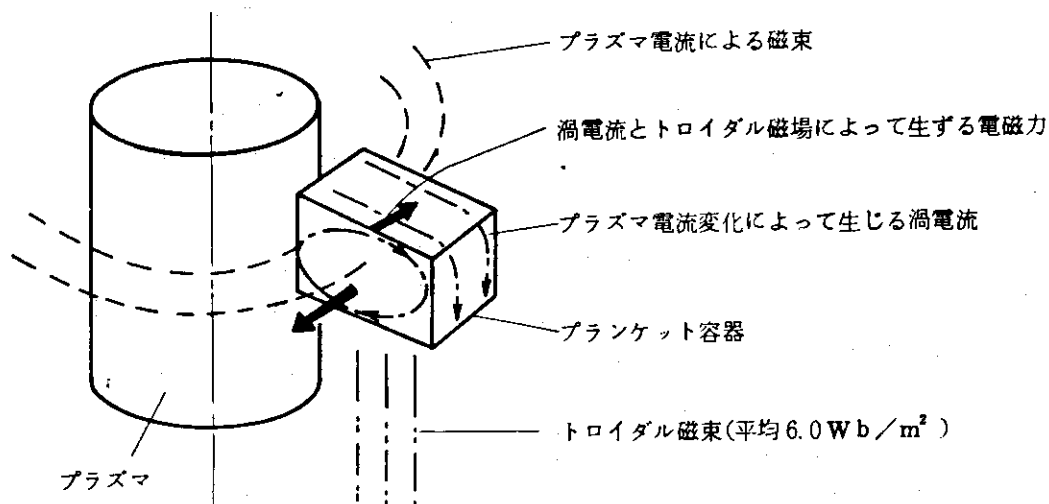
I : プラズマ電流 (A)

$a = 1.5\text{m}$, $I = 4\text{MA}$ として

$r = a$ において $\phi = 0.5333\text{Wb}/\text{m}^2$,

$$B(r) = 0.5333 \frac{a}{r} \quad (r \geq a)$$

(2) 容器に生じる電磁力



SUS 316 の直方体容器につき平均磁束密度に対して試算する。

a 計算条件

- ・トロイダル磁束密度, $B_t = 6 \text{ Wb/m}^2$
- ・電流変化速度, $4 \text{ MA}/0.1 \text{ sec}$ (安全率を見込んで10倍の速さを採用)
- ・SUS 316 500°C の物性値, 電気抵抗, $\sigma = 100 \mu\Omega\text{cm}$
- ・容器肉厚 1 cm
- ・容器外形寸法 $61 \text{ cm} \times 61 \text{ cm} \times 101 \text{ cm}$
- ・プラズマから容器までの距離 29.5 cm

b 電磁力の試算

$$\text{磁束密度平均値 } B_a = \frac{1}{r_2 - r_1} \int_{r_1}^{r_2} B(r) dr = 0.353 \text{ Wb/m}^2$$

$$\text{磁束 } \phi = B_a A = 0.212 \text{ Wb}$$

$$\text{誘起電圧 } E = \frac{d\phi}{dt} = 2.12 \text{ V (最大)}$$

$$\text{渦電流 } I = \frac{E}{R} = 66.3 \text{ A/cm}^2$$

但し, R (1 cm^2 当りの1ターン抵抗) $= 0.032 \Omega$

$$\text{電磁力 } F = B_t I = 400 \text{ N/m} \div 40 \text{ kg/m}$$

壁面 1 cc あたり 0.4 kg , 肉厚 1 cm であるから壁面に内外圧とし作用する力 0.4 kg/cm^2 (最大)

振り力 (長さ 1 m , 巾 60 cm , 厚さ 1 cm) 2.4 トン , $1.4 \text{ トン} \cdot \text{m}$

c 評 価

0.1 sec でプラズマ電流の切れるということが楽観的であるか否か現状では判断できない。上述の計算で内外圧最大 0.4 kg/cm^2 なら大きな問題ではない。振り力は巾 5 mm のくさびで支持するとして 48 kg/cm^2 (0.48 kg/mm^2) でこれもそれほど困難ではない。然し, もしも現在のプラズマ研究装置の如く 10 msec 以下で切れるようなことを考えるなら大きな問題となりうる。壺形容器であれば細長くする (従って数を増す) ことでこれを避けることになる。

なお, 上述の検討ではプラズマ電流分布が一様の状態に変化する場合だけ考えたが, 移動しながら, あるいは電流分布が変化しながら切れる場合も想定した解析を行う必要がある。

3.2.9 リング状ブランケット容器の可能性とその概念

ブランケット容器のプラズマ側表面の熱流束が大きく外側フランジ部との温度差の生じ易い設計であるならば壺形容器以外は考えにくい。然し, この形状は壺の個数が多くなり, 出入口配管の数が多く, スペースもとるという欠点をもつ。従ってもしもプラズマに面する壁面の熱流束を別途冷却 (例えば火力のボイラ管壁のようなもので冷却) できるような設計がとりうるならば必ずしも壺形が最良のものとは言えず, リング状の容器も考慮に値する。この場合には内圧に対して自立できるような補強材を設ける設計が可能となる。

Fig. 3.2.6に概念図⁽¹⁾を示す。Heの流れる細管で壁面を形成し、荷電粒子を受けとめるのでリング状容器に過大な熱応力は発生しない。また、図には示さないがブランケット冷却のための容器とヘッダー間の配管はFig. 3.2.2とはちがい容器全周にわたる必要はない（容器内部に流路を設ける）。ヘッダー間の配管は壺形の半分程度の流量でよいので本数も半分でよい。然し、前置He壁面の設置、その配管系など複雑となる要素もある。

この方式にすることでブランケットの厚さを薄くすることにはならないので作り易さ、丈夫さの面から選択になる。

この設計に対する熱的検討は3.3.2にある。

3.2.10 プラズマに面して設ける第一壁保護板

3.3節で記述するが、ブランケット容器を直接プラズマにさらすと通常運転時の温度変化が激しい。また、プラズマ異常時に破損する恐れがある。そこで第一壁前面に輻射で放熱する形式の保護板を設けることが望ましい。Fig. 3.3.5にその概念を示す。

（迫 淳）

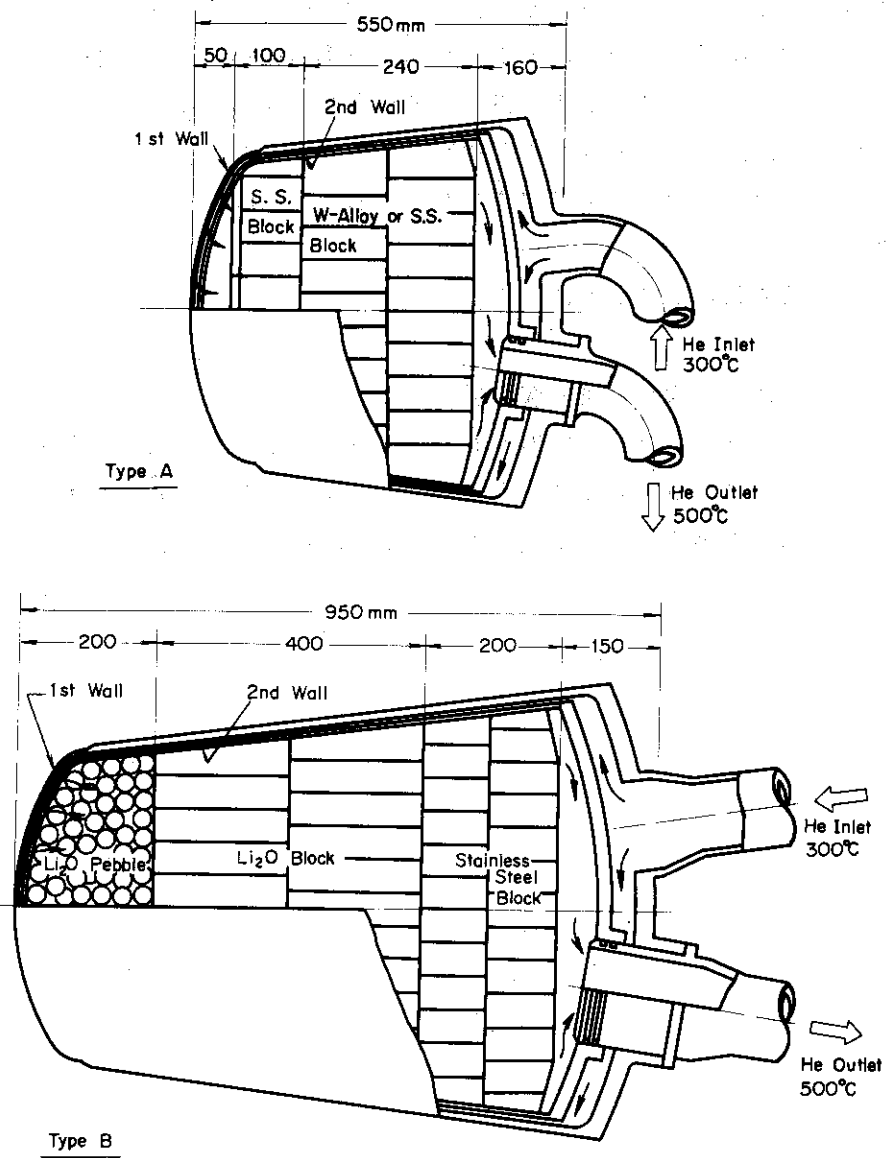


Fig. 3.2.1 Typical blanket cells

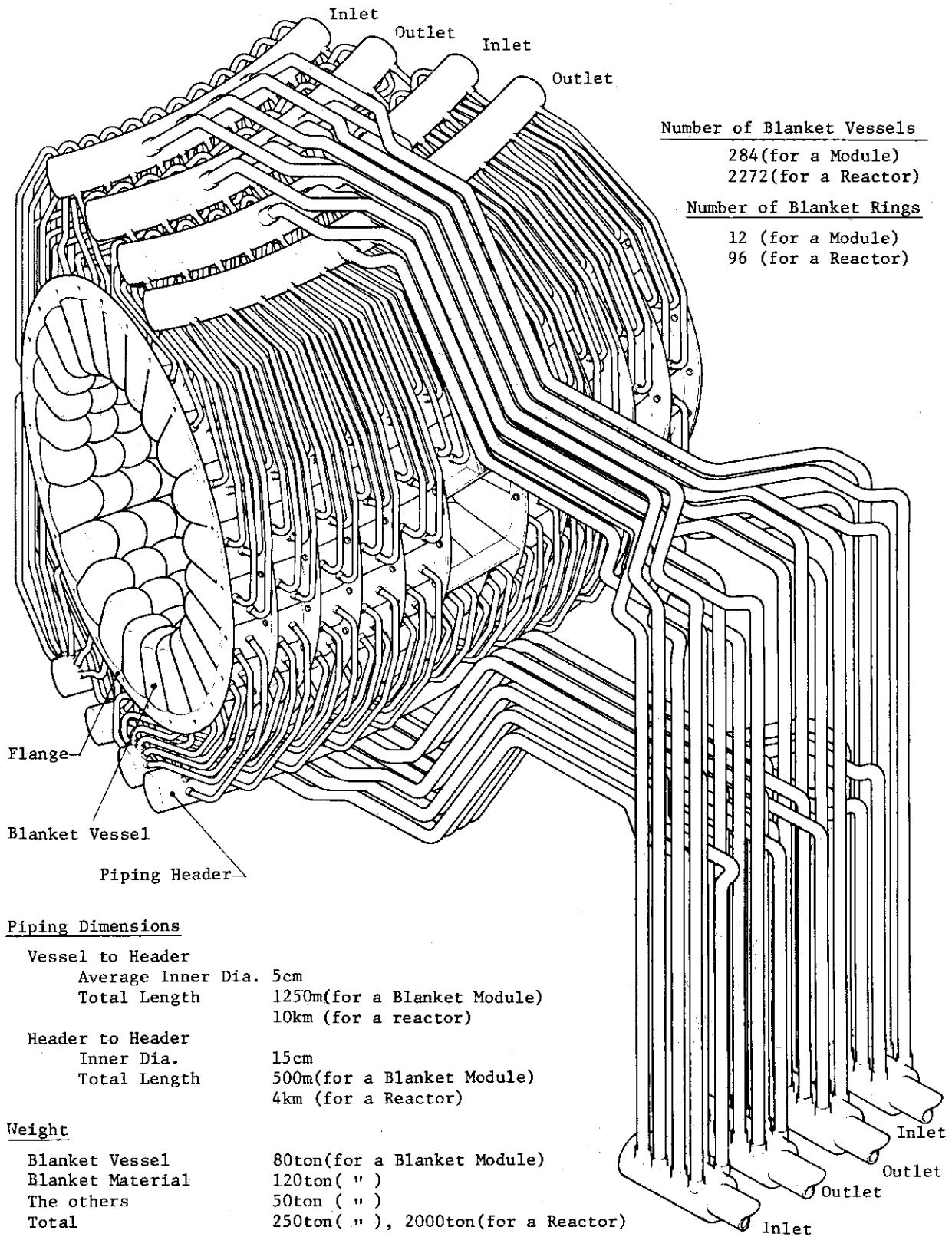


Fig. 3.2.2 Blanket Module

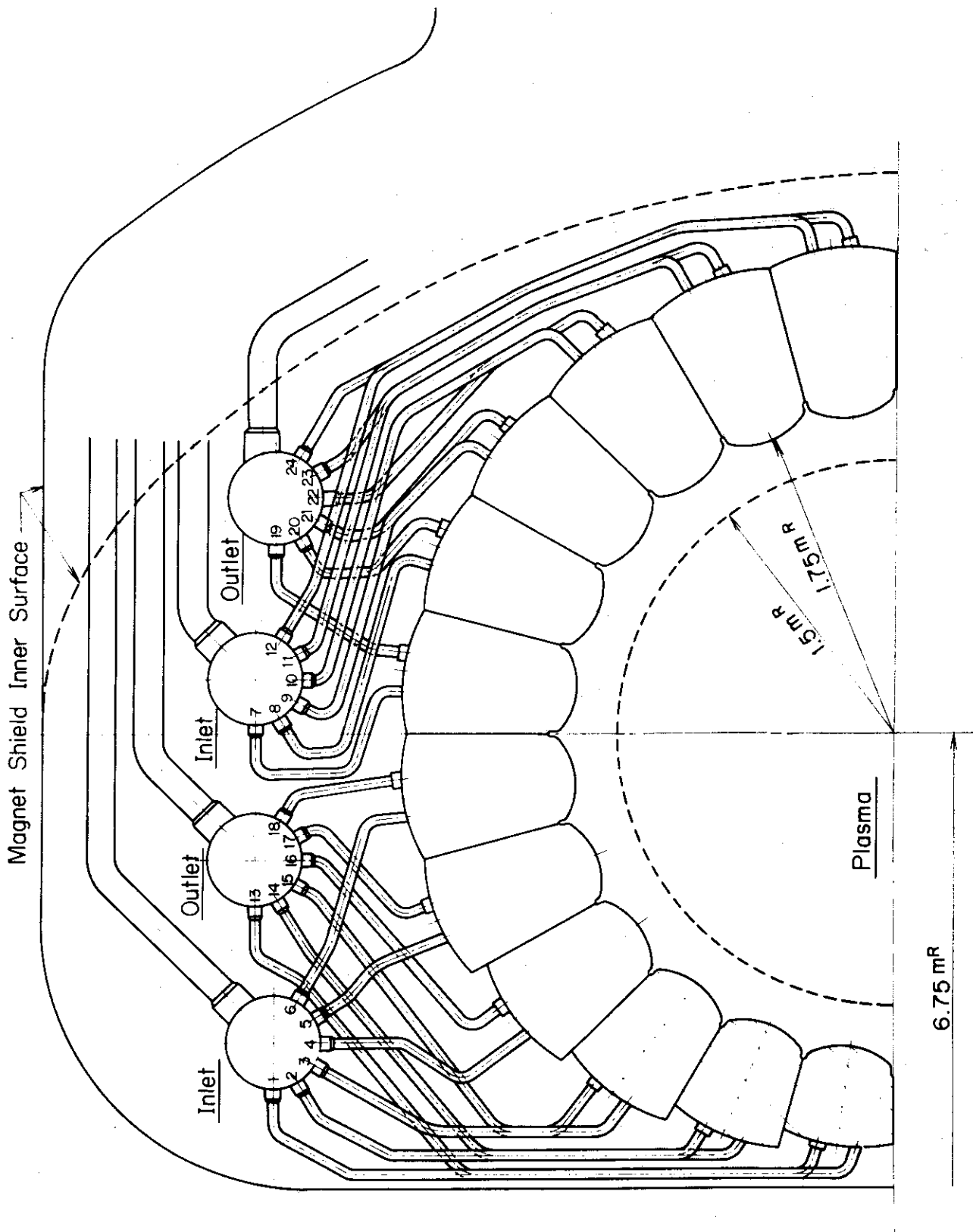


Fig. 3.2.3 Side view of the piping arrangement

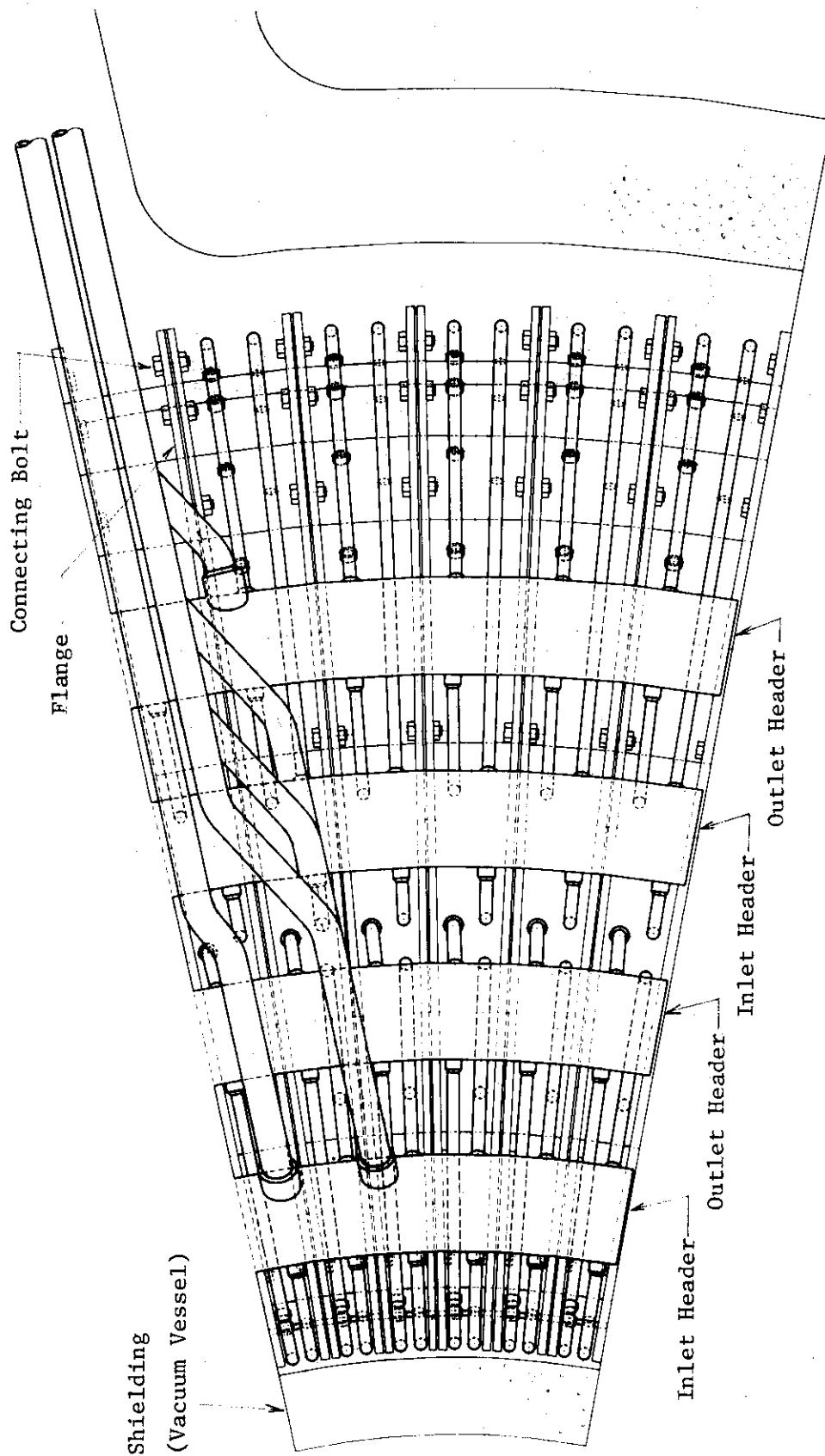


Fig. 3.2.4 Plane view of the blanket module
(Detail of the piping arrangement)

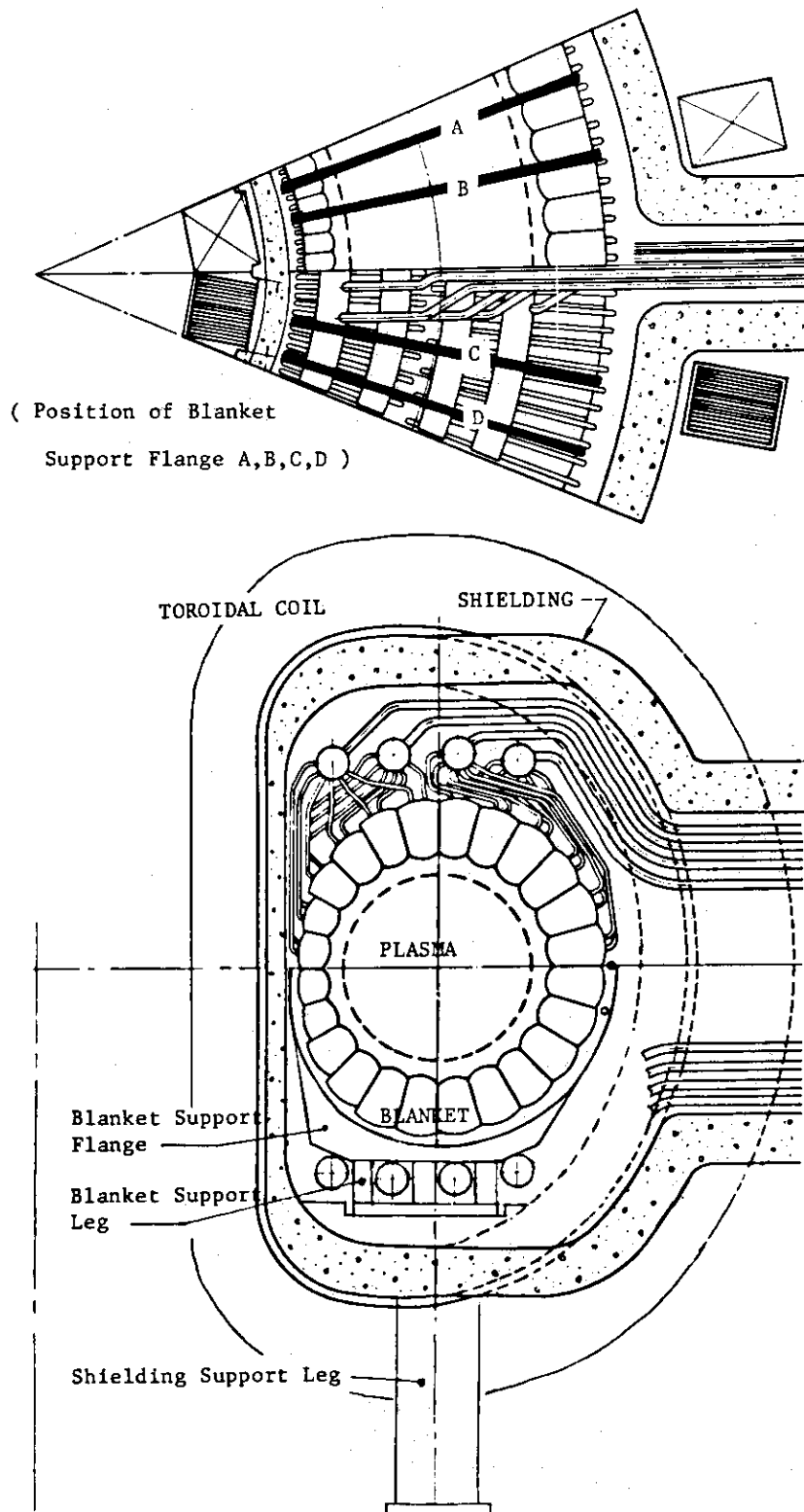


Fig. 3.2.5 Support structures for blanket and shielding

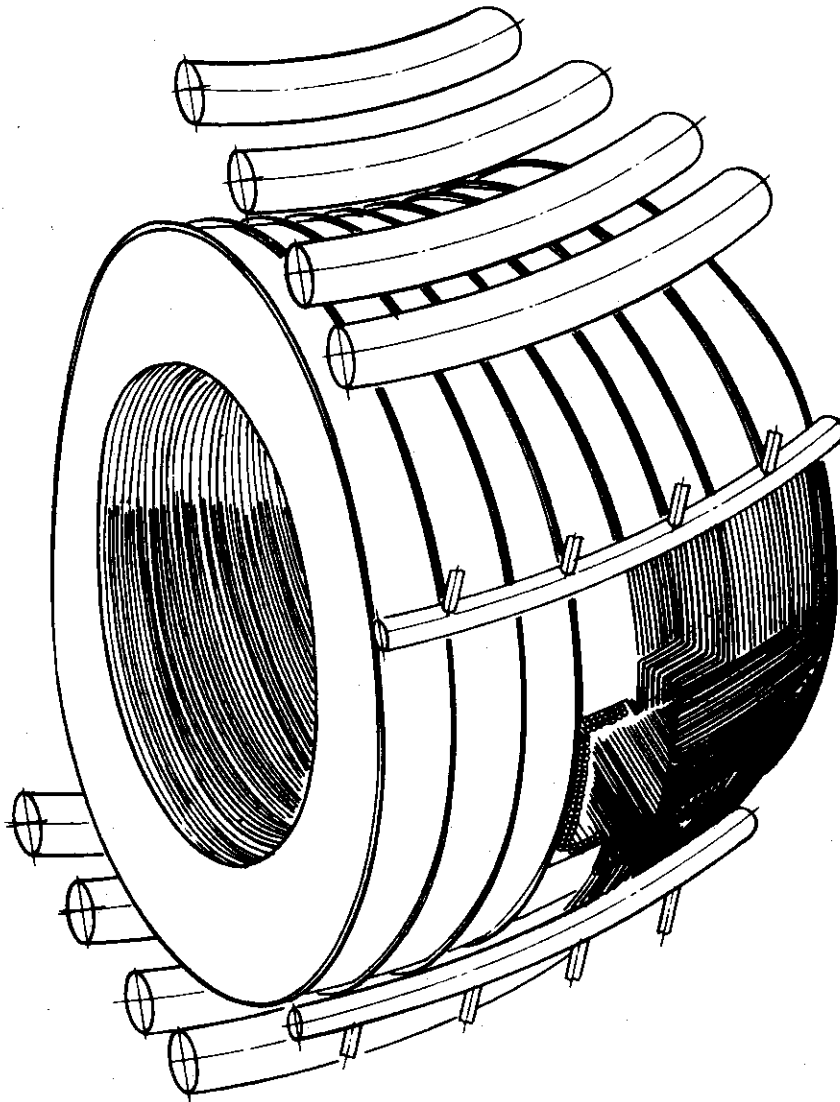


Fig. 3.2.6 A concept of ring shaped blanket assembly
(Alternative design concept)(1)

3.3 ブランケット熱設計

3.3.1 ブランケット容器温度分布(定常)

(1) 発熱量

荷電粒子が原因となる発熱量は融合反応で発生する He 粒子のもつエネルギーと中性粒子入射(30 MW)によるエネルギーの和としてそれが第1壁プラズマ側表面に発生するものとする(リミターについてはここでは考慮しない)。

$$100 \text{ MW} \times 3.5 / 17.6 + 30 \text{ MW} = 50 \text{ MW}$$

第1壁表面積はドーム先端を連ねる面積と仮定すれば

$$2\pi R \cdot 2\pi r (R=6.75 \text{ m}, r=1.75 \text{ m}) = 466.3 \text{ m}^2, R: \text{トーラス半径}, r: \text{第1壁半径}$$

従って熱流束は 0.107 MW/m^2 , 約 11 W/cm^2 となる。

一方中性子に起因する内部発熱は 2 W/cc 程度である (Fig. 5.1.18, 19 参照)。

上述値はノミナル値であり, 出力のピーキングもあり, また運転上のマージンも必要であるが, 今後の問題として残しておき, ここではこのノミナル値に基づいて試算する。

(2) 第1壁ドーム先端部冷却体温度

この炉では 150 MW の熱が冷却体に伝達され, 300°C から 500°C まで温度上昇するように流すものとして設計している。第1壁先端まで流れていく He に伝達される熱量は次のとおりである。

a. 荷電粒子によるもの 50 MW

b. その他に, 中性子等によって第1壁, 第2壁で発生する熱量は 16 MW (これは両壁合計厚さ 1 cm とし, 球面であることを考慮して 2 W/cc の発熱のある壁面容積を 8 m^3 とした値)

即ち, 150 MW 中 66 MW がブランケット領域に入るまでの冷却体に伝達されると考える。

この場合, He がドーム先端までブランケット部に分流しないものとして(全量が先端まで達するものとして)温度を求めると次のようになる。但し, 比熱は一定とする。

$$T = \frac{66}{150} \times 200 + 300 = 388^\circ\text{C}$$

実際にはドーム先端までに分流してブランケット側に入るのでドーム先端では 400°C 程度となろう。

(3) 第1壁内部に生じる温度差

第1壁(5 mm 厚)の SUS316 に生じる温度分布は次のとおりである。

$$t_1 - t = \frac{1}{kJ} \int_0^x (q dx + Qx dx)$$

但し, t_1 : プラズマに面する壁面の温度($^\circ\text{C}$)

t : プラズマ側表面から距離 $x \text{ cm}$ 進んだ位置の温度($^\circ\text{C}$)

k : SUS316 熱伝導率 $0.047 \text{ cal/cm s } ^\circ\text{C}$ (500°C の値)

J : cal/s と watt の換算率, 4.186

q : 表面熱流束 11 W/cm^2

Q : 内部発熱 2 W/cc

壁面に生じる温度差は次式で表され、厚さ 5 mm の場合は次のようになる。

$$\Delta t = \frac{1}{kJ} \left[qx + \frac{Qx^2}{2} \right]_0^{\delta}$$

$$= 28.0 + 1.3 = 29.3^\circ\text{C}$$

Q が小さいので温度分布は直線に近い。

(4) 境膜温度差

① 熱伝達率の計算式

発達した乱流に対する経験式を 1.5 倍したものをを用いる。この 1.5 という値は充分達成可能な値と考える。

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \times 1.5$$

$$h = \frac{Nu k}{de} \quad (\text{cal/cm}^2 \text{ s } ^\circ\text{C})$$

Nu : ヌセルト数

Re : レイノルズ数 $Re = \frac{deU}{\nu}$

Pr : プラントル数

de : 等価直径 (cm)

U : 流速 (cm/s)

ν : 動粘性係数 (cm^2/s)

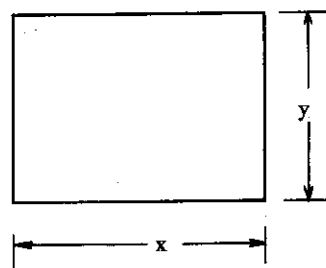
k : 熱伝導率 ($\text{cal/cm s } ^\circ\text{C}$)

② 平均的容器断面と流路

トラス半径 6.75 m の位置にある容器の断面は下図のとおりである。

$$x = 2\pi \times 190/24 = 49.7 \text{ cm}$$

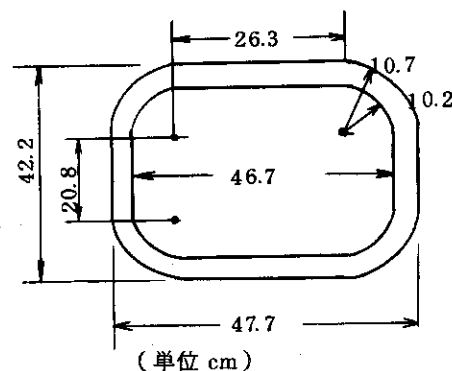
$$y = 2\pi \times 675/96 = 44.2 \text{ cm}$$



外壁肉厚を 1 cm , 流路巾 5 mm , コーナーの半径を $\frac{1}{2}(x+y) = 11.7 \text{ cm}$ とすると流路は次のようになる。

流路断面積 A_c (リブなしの場合)

$$A_c = \pi (10.7^2 - 10.2^2) + 0.5 (20.8 + 26.3) \times 2 = 79.9 \text{ cm}^2$$



3.2.1で述べたように流路はその半分を第1壁と第2壁を接合のためのリブによって埋められ、且つその角度を流れる方向から60度傾斜させることによりさらに半分になる。従って実効的な流路断面積としては 20 cm^2 となる。また、等価直径は約5mmである(板間距離5mm, リブ間隔4mmと6mmの台形を考える。)

③ 流速

150MW に対し、入口 300°C 、出口 500°C の温度となるような設計としているので冷却体全流量 W_0 、平均ブランケット容器流量 W_1 は次のようになる。但し、容器の数は2304ケとした(各モジュールにつき4ケの容器を除いて真空排気口としているがこれを考慮しない)。

$$W_0 = Q/C_p \Delta T = 143.1 \text{ (kg/s)}$$

Q : 炉出力 150 MW

C_p : He の定圧比熱, $1.252 \text{ kcal/kg}^\circ\text{C}$ (400°C)

ΔT : 入口, 出口温度差 200°C

J : kWとkcal/sの換算率 4.186

$$W_1 = W_0 / 2304 = 62.11 \text{ g/s}$$

400°C , 10気圧のHeの比重量は $6.98 \times 10^{-4} \text{ g/cc}$ であり、また、容器あたりの平均流量は 62.11 g/s であるので 400°C におけるHe流速は $4,450 \text{ cm/s}$ である。

④ 境膜温度差の計算

10気圧, 400°C のHeに対する物性値は次のとおりである; $Pr = 0.689$, $\nu = 0.474 \text{ cm}^2/\text{s}$, $k = 0.602 \times 10^{-3} \text{ cal/cm}^2 \text{ s } ^\circ\text{C}$

$d_e = 0.5 \text{ cm}$ であるから

$$Re = \frac{0.5 \times 4450}{0.474} = 4,694$$

$$Nu = 0.023 (4694)^{0.8} 0.689^{0.4} \times 1.5 = 25.7$$

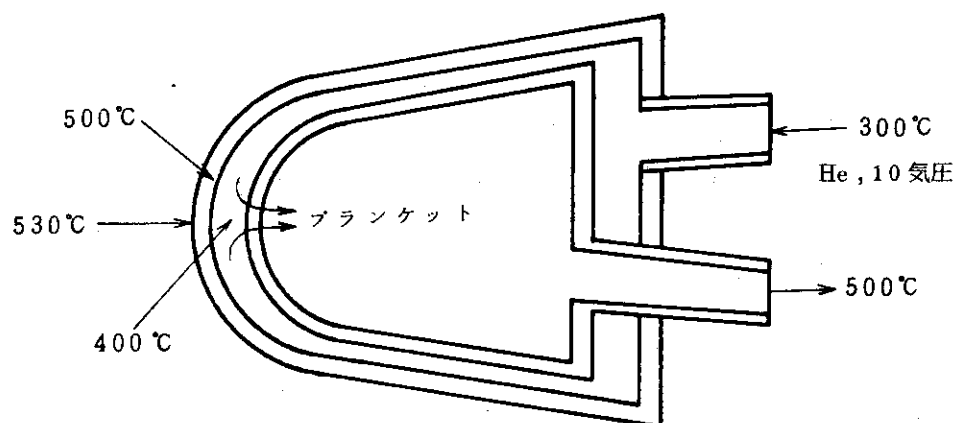
$$h = \frac{0.602 \times 10^{-3} \times 25.7}{0.5} = 0.0310 \text{ cal/cm}^2 \text{ s } ^\circ\text{C}$$

この値がドーム先端まで保たれるとして第1壁温度上昇を求める。第1壁の冷却側熱流束は 12 W/cm^2 であるので 92°C となる。余裕をみて 100°C としておく。

$$\Delta t = \frac{12/4.186}{0.0310} = 92^\circ\text{C} \div 100^\circ\text{C}$$

⑤ 容器各部温度

以上の計算をまとめて温度の概要を示すと下図のようになる(ノミナル値)。



⑥ 圧力損失の計算

等価直径 5 mm の孔を流速 44.5 m/s で流れる 400°C, 10 気圧の He に対する圧力損失は 1 m につき 0.14 kg/cm² であり, 問題ないことがわかる。従ってドーム先端部の冷却を良くしたいならばバイパス流を少くし, 全流量をドーム先端までもっていけばよい。

$$\Delta P = \frac{\lambda \rho U^2 L}{2 g d e}, \quad (\lambda = 0.1 \text{ とする})$$

$$= 141 \text{ g/cm}^2 = 0.14 \text{ kg/cm}^2$$

3.3.2 ブランケット容器温度の時間的变化, その1

(現在の設計に対する計算)

第11章でも述べるが, 流量一定で運転するとプラズマに面する第1壁は急激な温度変化をうける。そこで出力に見合った流量とすることによってできるだけ一定温度で運転することが望ましい。そこで流量制御の効果を調べた。

(1) 流量制御

- ① 流量一定の場合
- ② 流量が出力に完全に比例する場合
- ③ ②において最低流量を5%とした場合

(2) 出力の時間的变化

- ① 立上り時間10秒, ランプ状
- ② 全出力時間300秒, 一定出力
- ③ 立下り時間10秒, ランプ状
- ④ 休止時間100秒, 出力ゼロ
- ⑤ 表面発熱と内部発熱は同じモードで変化する。

周期 420 秒

(3) 熱伝達

- ① どの流量範囲においても定常計算に使用した式が成り立つものとする。全流量における Re 数が 4,700 であり, 5%なら明らかに層流であるので非現実的であるがあえてこ

れが成り立つものとする。

② 定常で採用した如く，発達した乱流に対する経験式を 1.5 倍して用いる。

③ ドームスカート部から先端まで単位流路あたり一定の流量とする（流速は温度によって異なる）。

(4) 出力分布

① 流れ方向に均一分布する。

これは実際と少し異なる。即ち，ドームスカート部よりも先端部の方が出力密度が高い筈であるが，高い側の値で一定値とした。流れ方向の温度分布はスカート部はゆるやかで先端部がきつくなる筈であろうが，この計算では直線的となる。然し，先端ドームの温度変化を見るには充分と考えた。

(5) 計算の方法

“ROKOZO” を用いて計算する。

① 右図の断面の表面から全出力時に 11 W/cm^2 ，内部で 2 W/cc の発熱がある。

この条件で等価直径，流速の値が実物と等価になる。

② 計算のメッシュポイントは 26.5, 26.25, 26.0, 25.875 (冷却体, He) 25.75, 25.5, 25.25 の 7 点とする。

③ 計算時間の間隔は 0.1 秒。

④ 壁内の熱伝導は半径方向のみ。

⑤ 壁面から冷却体への熱伝導率は(3)のとおり。

⑥ 流れの進行方向に 5 cm 置きに繰返し計算を行う。

⑦ 初期温度は全て 300°C とする。

なお上記コードには 10 気圧の He, SUS 316 の物性値が入っており，温度に応じた物性値が与えられるようになっている。

(6) 計算結果

Fig. 3.3.1～3 に結果を示す。流量制御の効果は歴然としている。然し，炉の起動時には急激な温度変化を防ぐ方法はない。

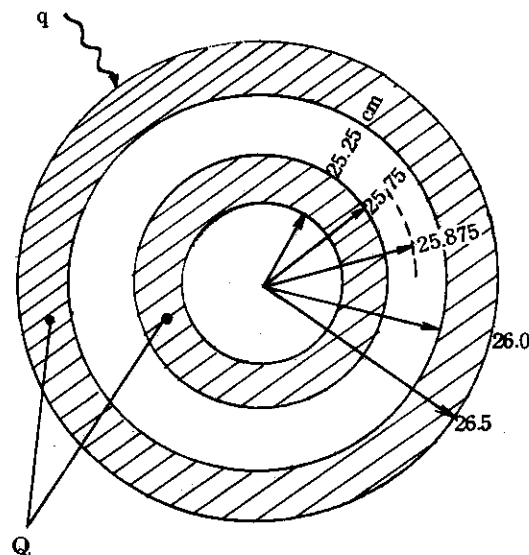
3.3.3 ブランケット容器温度分布の時間的变化，その 2

(運転周期を短縮した場合)

現在の第 1 次予備設計の運転モードはポロイダルマグネットの容量不足のため困難と考えられており，第 2 次予備設計では時間を短縮する計画がある。

そこで次に示す流量と出力の時間変化を与えて試算した。

(1) 流量制御



- ① 流量が出力に完全に比例，但し，最低流量 5 %
 (2) 出力の時間的变化

- ① 立上り時間 10 秒，ランプ状変化
 ② 全出力時間 100 秒，一定出力
 ③ 立下り時間 10 秒，ランプ状変化
 ④ 休止時間 60 秒，出力ゼロ

周期 180 秒

(3) 計算結果

Fig. 3.3.4 に結果を示す。起動時の急激な温度変化は同じとしても炉停止期間ならびに再起動時の温度変化はゆるやかになる。

運転周期を短くしても休止時間を短くできれば負荷率は落ちないし，温度変化の面からは有利とも云える。然し，一方壁面に生じる温度差の生成，消滅回数はそれだけ増加する。

3.3.4 ブランケット容器防護壁の効果，熱流束の平滑化の特性

ブランケット容器第 1 壁をプラズマに面して配置すると 3.3.2 で述べたように運転時に急激な温度変化を受ける。内圧応力がかかり，また，急激な熱応力サイクルが加わることは好ましいことではない。また，3.3.8 で述べるようにもしもプラズマが集中的に放熱した場合には確実に容器は破損するものと考えられる。そこで，冷却配管をもたない，単に輻射伝熱のみで放熱できるような板をプラズマに面して配置することができれば，上記 2 つの問題が一挙に緩和されるものと考えられる¹¹⁾。

ここでは防護壁の温度変化，ブランケット側への熱流束変化を求め，評価する。なお，防護壁としては肉厚 1 cm の T Z M 板を考える。Fig. 3.3.5 に防護壁の概念を示す。

(1) 計算式

$$\frac{dT_1(t)}{dt} = \frac{1}{C_p(T_1) \cdot M} [Q_1(t) - Q_R(t)]$$

$$Q_R(t) = 0.136 \times 10^{-3} \cdot F \left[\left(\frac{T_1 + 273}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2 + 273}{100} \right)^4 \right]$$

(cal/cm²s)

ただし，

$$C_p(T_1) = A + B \cdot T_1 + C \cdot T_1^2$$

$$Q_1(t) = Q_{10} \cdot \frac{t}{t_1} \quad (0 < t \leq t_1)$$

$$= Q_{10} \quad (t_1 < t \leq t_2)$$

$$= Q_{10} \cdot \left(1 - \frac{t - t_2}{t_3 - t_2} \right) \quad (t_2 < t \leq t_3)$$

$$= 0 \quad (t_3 < t \leq t_4)$$

$$= Q_{10} - \frac{t - t_4}{t_5 - t_4} \quad (t_4 < t \leq t_5)$$

$$= Q_{10} \quad (t_5 < t \leq t_6)$$

(2) 計算条件

- ① 防護壁の表面熱流束は全出力時に 11 W/cm^2 ，内部発熱 2 W/cc であり，1点近似であるので 13 W/cm^2 。単位換算して $Q_{10} = 3.106 \text{ cal/cm}^2 \text{ s}$ として与える。
- ② 出力の時間変化は A，B の 2 ケース。A は先の 3.3.2 に対応し，B は 3.3.3 に対応する。

時間条件 (sec)

	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5	t_6
A	1 0	3 1 0	3 2 0	4 2 0	4 3 0	6 0 0
B	1 0	1 1 0	1 2 0	1 8 0	1 9 0	2 9 0

入射条件

前述の Q_1 の式による。

- ③ 防護板の輻射率 (上式の F) は 0.25 と 0.5 の 2 ケース。
- ④ 初期温度は $T_1 = T_2 = 500^\circ\text{C}$ 。 T_2 は一定とする。

(3) 計算結果

0.2 秒の時間分割で計算した結果を Fig. 3.3.6，3.3.7 に示す。

時間変化 A のものは温度出力共に 2 サイクル目に定常値に達している。B の方は 3 サイクル目くらいに安定しそうである。

A の場合，総合輻射率を 0.25 とした場合温度が 1400°C くらいになるが支持構造など，具体的な設計を行って見ないとはっきりとは云えないが TZM の場合に使用可能な範囲であろう。

熱流束の方は 0.25 でも 0.5 でも大差ない。いずれにしても 1 次側の熱流束に比べて大巾に平滑化されている。従ってブランケット容器第 1 壁に与える悪影響は可成り小さくできよう。

上記の計算は，TZM 1 cm として行ったが厚くすればそれだけ時定数が大きくなり熱流束平滑化の効果が大きくなることは容易に想像できるが，これをどの程度とするかは今後の課題である。また，1点近似としたことの誤差は TZM は熱伝導が良いので小さい。

3.3.5 ブランケット容器温度の時間的变化, その3

(防護壁を設けた場合)

3.3.4で述べた防護壁を置いた場合には容器壁面に達する熱流束の変化が平滑化され, 流量制御しなくても極端な温度変化はしない。また, 流量制御するとしてもはるかにラフな制御で足りる。

Fig. 3.3.8, 3.3.9 に流量一定の場合の温度変化の計算結果を示す。

3.3.6 炉停止時の熱除去(運転時のブランケット表面からの熱損失)

核分裂炉とちがい炉停止時の崩壊熱は小さい。一方ブランケット構造物は巨大で大きな放熱面積をもつ。従って炉停止時の冷却はかなり容易なことと考えられる。

以下輻射放熱でどの程度冷却されるか試算してみる。

この計算は同時に運転時のブランケット表面からの熱損失(遮蔽冷却系の熱負荷となる)の評価にもなる。

(1) ブランケット構造, 配管がむき出しの場合

$$Q_R = 5.77 \times 10^{-3} F_{12} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]$$

Q_R : 輻射伝熱量 (kW/m²)

F_{12} : ブランケット容器集合体表面と遮蔽内面間の総合輻射率

T_1 : ブランケット容器集合体表面温度 (°K)

T_2 : 遮蔽内面温度 (°K)

$F_{12} = 0.5, 0.25, 0.125$

$T_1 = 473^\circ\text{K} (200^\circ\text{C}), 573^\circ\text{K} (300^\circ\text{C}), 673^\circ\text{K} (400^\circ\text{C}), 773^\circ\text{K} (500^\circ\text{C})$

$T_2 = 323^\circ\text{K} (50^\circ\text{C})$

として計算すると Q_R (kW/m²) は次のとおりである。

T_1	$F_{12} = 0.5$	0.25	0.125
200°C	1.13	0.57	0.28
300°C	2.80	1.40	0.70
400°C	5.60	2.80	1.40
500°C	9.99	4.99	2.50

ブランケット集合体の表面積を半径 2.7 m のドーナツ状の平滑な面として求めると約 720 m² であり、1.4 kW/cm² は全体で 1 MW に相当する（全出力 100 MW の 1%）。 F_{12} としては実際には配管もあるのでかなり大きいとみるべきで 0.25 くらいとするのが適当であろう。そうすると、運転中 He 入口温度によって強制的に冷却されている場合の放熱は 1 MW 程度となる。500°C の配管もあるので 2 MW 程度であろうか。

炉停止後の崩壊熱は 1% 以下で時間とともにさらに下るので、この炉についていえば 300°C 以上にはならず構造物が溶けてしまうようなことは考えられない。たとえ遮蔽冷却がとまったとしてもブランケット構造物は約 2000 トンもあり、その熱容量が大きく、100°C の温度上昇には 1 MW の出力で 30 時間を要する（全く放熱がないとして）。

SUS316	400°C の比熱	130 kcal/ton°C
2000 トンで		1088 MJ/°C
1°C 上昇につき	18 分、	100°C で 30.2 時間

(2) ブランケット構造物、配管に熱遮蔽を施す場合

運転時の輻射放熱を小さくするために熱遮蔽板を 1 枚入れたとすると F_{12} が $\frac{1}{4}$ になったことに近い。即ち、 $F_{12} = 0.125$ の場合に相当する。この場合でも 1 MW の発熱があったとして高々 400°C にしかならない。

この熱遮蔽板を何枚も入れることは高真空下にある装置として不適切であろうからせいぜい 1 枚、もし加えるとすれば、高温配管にスリーブをかぶせる程度であろう。いずれにしても崩壊熱が大きな問題とはならず、従って緊急冷却系など不必要と思われる。

上述のことはブランケット容器が真空中に置かれる場合の話であり、事故時あるいは炉分解時に大気などが周辺にあるとすれば冷却は 1 段と促進されるのでさらにこの問題の重要度は低いものとなる。

3.3.7 前置冷却管群の可能性の検討（He 冷却管の温度分布の計算と評価）

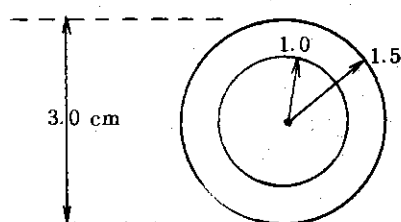
先に 3.2.9 にリング状ブランケット容器の可能性を述べた。この設計の成否は前置冷却管群の成否に依存する。Fig. 3.2.6 では冷却管としてブランケットモジュール 1 体構造のものを示したが故障したときに修理できるようにするためには真空排気孔（兼、中性粒子入射孔）から出し入れできる程度の大きさのユニットをうまくヘッダーに接続する方法を考えなくてはならない。

そのような問題は別にして、ここでは円管の片側にプラズマからの放熱、管の内には内部発熱があり、これを 50 気圧の He で冷却する場合の問題を考えてみることにする。

(1) 管寸法ならびに流量の設定

管寸法の設定はいろんな観点があって仲々難しいが、ここではとりあえず、内径を 2 cm ϕ 、肉厚を 2.5 mm、5 mm の 2 ケースについて試算してみることとした。また、材質として SUS316 と TZM を考えた。

流量は平均温度 400°C として肉厚 5 mm の場合に長さ 10 m で 200°C の温度上昇をする値を選んだ。



単位長、巾 3 cm の熱入力

$$q(\text{表面}) = 11 \text{ W/cm}^2 \times 3 \text{ cm} = 33 \text{ W/cm}$$

$$Q(\text{内部}) = 2 \text{ W/cc} \times 3.927 \text{ cc/cm} \\ = 7.85 \text{ W/cm}$$

$$Q_T(\text{Total}) = 40.85 \text{ W/cm}$$

$$\text{流量 } W = \frac{Q_T L}{C_p \Delta T} = 39.0 \text{ g/s}$$

$$\text{体積流量 } V = W/\rho = 11.2 \times 10^3 \text{ cc/s}$$

$$\text{流速 } U = V/A_c = 35.5 \text{ m/s}$$

但し, $L = 10 \text{ m}$, 400°C 50 気圧 He, $C_p = 1.252 \text{ cal/g}^\circ\text{C}$

$$\rho = 3.49 \times 10^{-3} \text{ g/cc}$$

$$\text{圧力損失 } \Delta P = \frac{\lambda \rho U^2 L}{2 g d_e} = 0.22 \text{ kg/cm}^2$$

$$\text{内圧応力 } \sigma_p = \frac{PD}{2 t_1} = 2.25 \text{ kg/mm}^2$$

$$= \frac{PD}{2 t_2} = 1.25 \text{ kg/mm}^2$$

$$t_1 = 0.25 \text{ cm}, t_2 = 0.5 \text{ cm}$$

$$\text{熱伝達率 } Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} = 158$$

$$h = \frac{k Nu}{d_e} = 0.0475 \text{ cal/cm}^2^\circ\text{C}$$

$$\text{平均境界膜温度差 } \Delta t_1 = \frac{Q_T}{k A_h} = 32.7^\circ\text{C}$$

$$\Delta t_2 (\text{薄肉のとき}) = 24.8^\circ\text{C}$$

(2) 2次元温度計算の方法

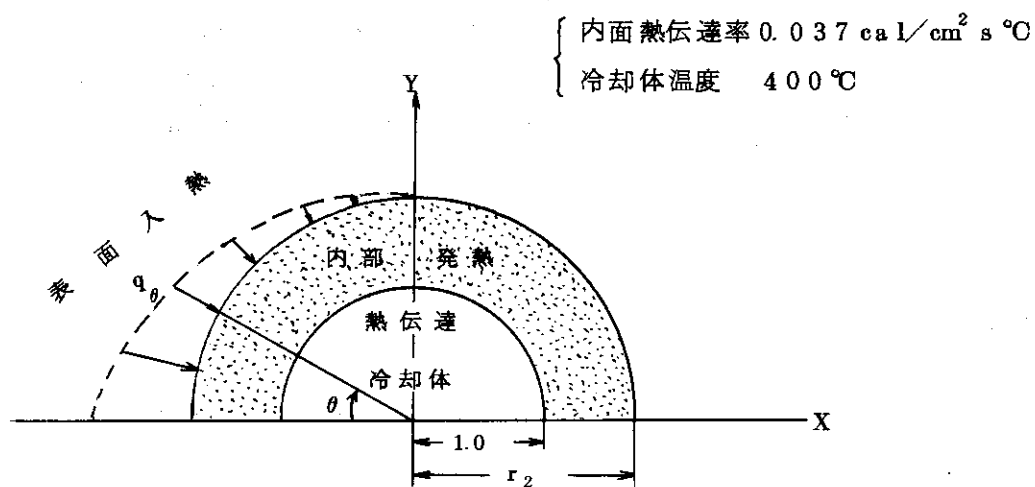
① 計算範囲 (全4ケース)

	r_2 (cm)	単位入熱 (cal/cm ² sec)	内部発熱 (cal/cm ³ sec)	材 質
1	1.25	2.628 (11W/cm ²)	0.478 (2W/cc)	SUS316
2				TZM
3	1.5	2.628	0.478	SUS316
4				TZM

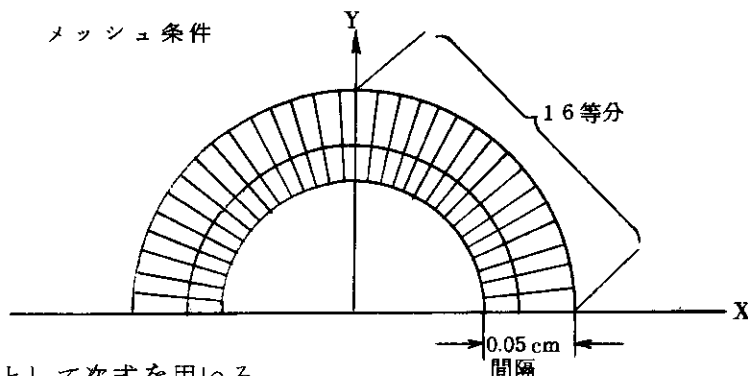
(注) 表面入熱密度 q_θ (cal/cm²·sec)

$$q_\theta = Q_o \cdot \cos \theta \quad (Q_o : \text{単位入熱}, \theta : \text{次図に示す。})$$

② 計算モデル



メッシュ条件



熱伝導率として次式を用いる。

$$\text{SUS316} \quad k = 0.0304 + 3.33 \times 10^{-5} T (^\circ\text{C}), (\text{cal/cm s } ^\circ\text{C})$$

$$\text{TZM} \quad k = 0.34 - 9.09 \times 10^{-5} T (^\circ\text{C})$$

(3) 計算結果と評価

Fig. 3.3.10, 11に計算結果を示す。熱伝達率の値を少し低くしてしまったが、温度分布には大差ないであろう。0.037 cal/cm² s °Cという値は流速にして73%であるから2.6 m/sの値に相当する。

この結果でわかるようにSUSの場合には大きな温度差を生じる。温度差をリストアップすると次表のようになる。

	外面最高	内面最高	外面最低	内面最低	最高, 最低温度差
SUS (肉厚 2.5mm)	471°C	457°C	404°C	404°C	67°C
SUS (5.0)	472	449	414	412	60
TZM (2.5)	438	436	412	412	26
TZM (5.0)	443	431	418	418	12

この結果からわかるように T Z M を使うなら温度差は小さく、また熱膨張率も小さいので問題なさそうである。然し、S U S を使う場合は温度差が大きく何らかの対策が必要である。

- ① 現状では T Z M は使えないであろうから S U S あるいは同属材料 (Ni 合金など) の中に適当なものがないか調べてみる必要がある。温度差を小さくするには熱伝導率の良いことが必要である。また、熱膨張が小さいことも熱応力の面から重要である。
- ② 上記以外の金属として銅などが使えるなら有望かもしれない。
- ③ S U S でも水冷とし、沸騰冷却とすれば温度差を小さくできる。然し、できるだけ He としたい。
- ④ S U S で He 冷却でも例えば管内にリボンを入れて流れを回転させて温度を均一化する方法も熱伝達研究の応用としては考えられる。
- ⑤ 管を細くすれば温度差は小さくなる。然し、今の場合でも第 1 壁前面に 460 m^2 にわたって配列すると細い方 (肉の薄い方) で 18 km の管長となる。もっとも管と管の間隔は少しあいてもよいとすれば 12 km くらいであろうか。

以上大まかな評価にとどめたが、装置が二重化することの欠点をカバーして余りある利点があるならば、管群を容器前面に配列することは有望である。

3.3.8 プラズマ異常時の問題

プラズマの異常が炉構造に及ぼすものとして次の 2 つの現象がある。

- ① プラズマ電流変動による電磁力の発生。
- ② プラズマの保有するエネルギーの壁面への集中的放出。

まず①については 3.2.8 で少し触れた。この問題はプラズマ電流がどのような形で切れるかにかかっており、場合によっては構造設計に重要な変更を要求することにもなる。

②についてはその放熱メカニズムは未だ定常状態での予測も正確にはわかっていない。プラズマが突然こわれてエネルギーがどこかに集中すればその部分は損傷をうける。もしもリミタだけが集中的にエネルギーを受けるのならよいとしてもブランケット容器が直接受けるのは避けなくてはならない。3.3.4 にこのことに触れた。

実験炉プラズマの保有するエネルギーは約 200 MJ であるが、それがどのような時間中でどれだけ集中するかが明らかにされる必要がある。

以下ステンレス鋼と T Z M の板にプラズマの保有するエネルギーが放出されたとしてその温度変化を調べてみる。

(1) 放出エネルギーの集中度と熱量

この試算には 2 MJ/m^2 を用いる。

この値は第 1 壁表面積 466.3 m^2 で 200 MJ を割った値 0.43 MW/m^2 の約 5 倍にあたる。この程度のことは起るにちがいないと考えて採用した。

(2) 放出時間

これもよくわかっていない事であるが、ステップ状で 0.1 秒 と 0.5 秒 の 2 ケース考えてみることにした。

(3) 計算方法 (1次元)

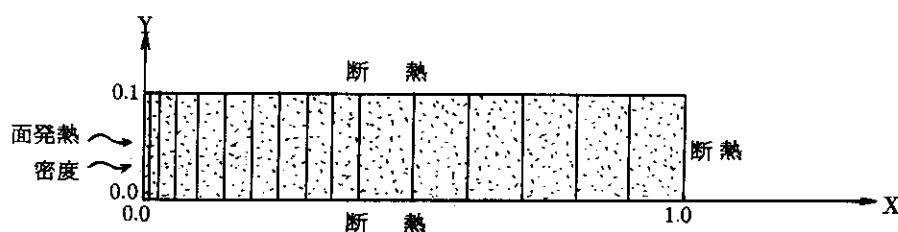
① 計算条件

	パルス巾 (sec)	入熱量 (cal/cm ²)	材質 (初期温度)
1	0.1	47.78 (200W/cm ²)	SUS316 (500℃)
2	0.5		
3	0.1	47.78	TZM (1200℃)
4	0.5		
5	0.1	47.78	TZM (500℃)
6	0.5		

面発熱密度 q (cal/cm²·sec)

$$q = \frac{Q}{\Delta t} \quad (Q: \text{入熱差}, \Delta t: \text{パルス巾})$$

② モデル



③ 物性値 (文献⑭で引用しているデータにフィットする関数式)

	SUS 316	TZM
熱伝導率 (cal/cm·s·℃)	$0.0304 + 3.33 \times 10^{-5} \times T$	$0.34 - 9.09 \times 10^{-5} \times T$
比熱 (cal/g℃)	$0.1825 - 1.426 \times 10^{-4} \times T$ $+ 1.353 \times 10^{-7} \times T^2$	$0.0699 - 1.460 \times 10^{-5} \times T$ $+ 1.668 \times 10^{-8} \times T^2$
密度 (g/cc)	7.75	10.0

(T: 温度℃)

(4) 計算結果

Fig. 3.3.12 ~ 14 に結果を示す。

ブランケット容器に直接この程度の熱が入ると充分破損の原因になるものと思われる。これはパルス巾が0.1でも0.5でも似たようなものである (Fig. 3.3.12 参照)。肉厚を10 mmで計算したのは、5 mm の場合については0→5 mm の範囲で充分判断できるし、また、5 mm

の肉厚の第1壁前面に肉厚5 mm 相当の防護のための加工を施した場合には5→10 mm の範囲を見れば判断できる。

T Z Mの計算は前述の防護板を想定したもので、単なる板であるのでこの程度の温度には充分耐えるであろうし、まだかなり余裕がある。また、1200°C で運転しているときにいきなりこのような放熱があったとしてブランケット側への熱流束変化は殆んどないこともこれでわかる。

これらの図から入熱量およびパルス巾が変わった場合の温度変化の様子はかなり広範囲に予想できる。

3.3.9 ブランケット物質の冷却

ブランケット熱設計の主要な問題は容器の温度均一化にあり、中に収容されたブランケット物質の冷却はそれほど大きな問題とは考えられない。然し、今後この方面のことについても詳しく検討していく予定である。

(迫 淳)

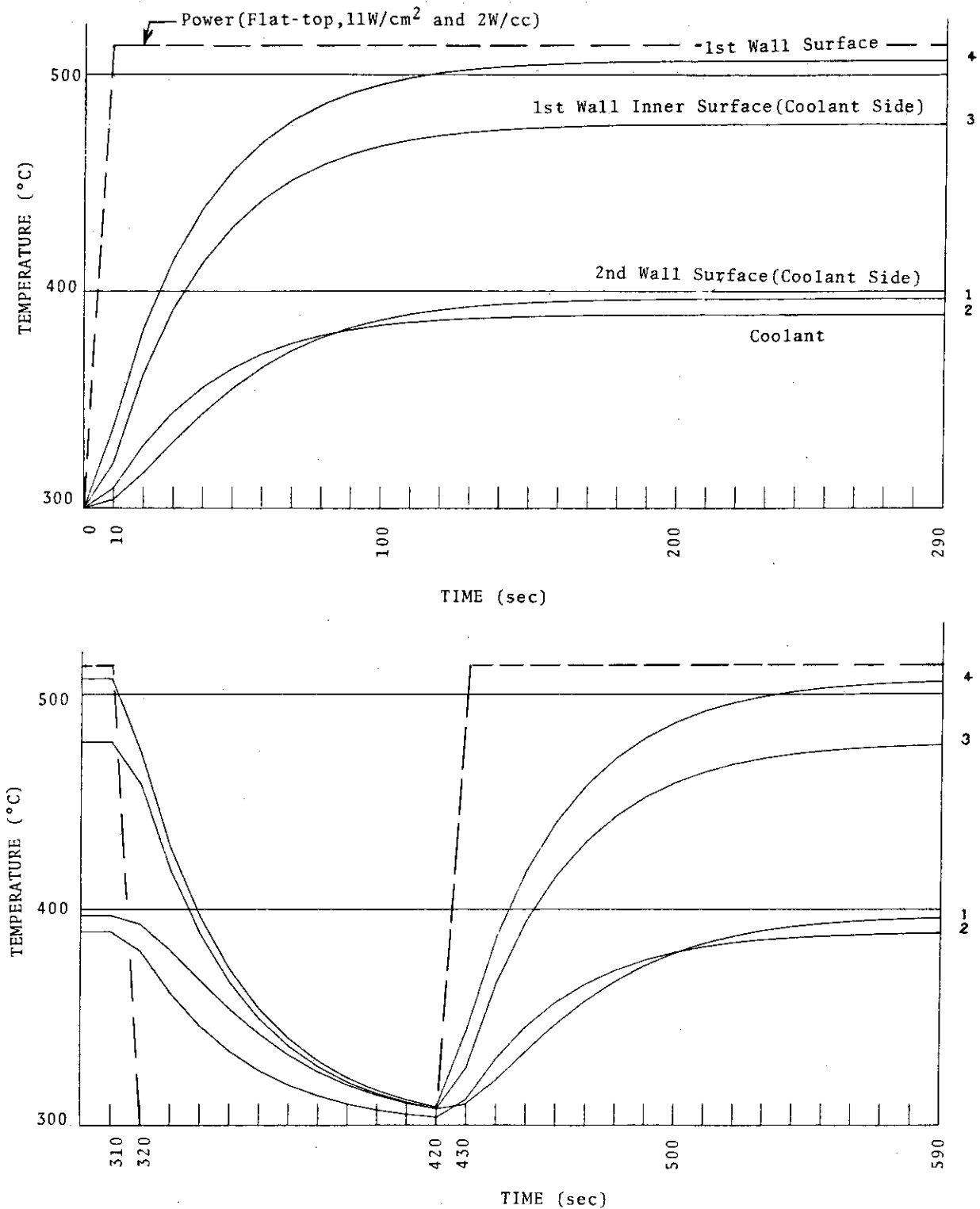


Fig. 3.3.1 Temperature change during normal operation,
Case 1: No flow control.

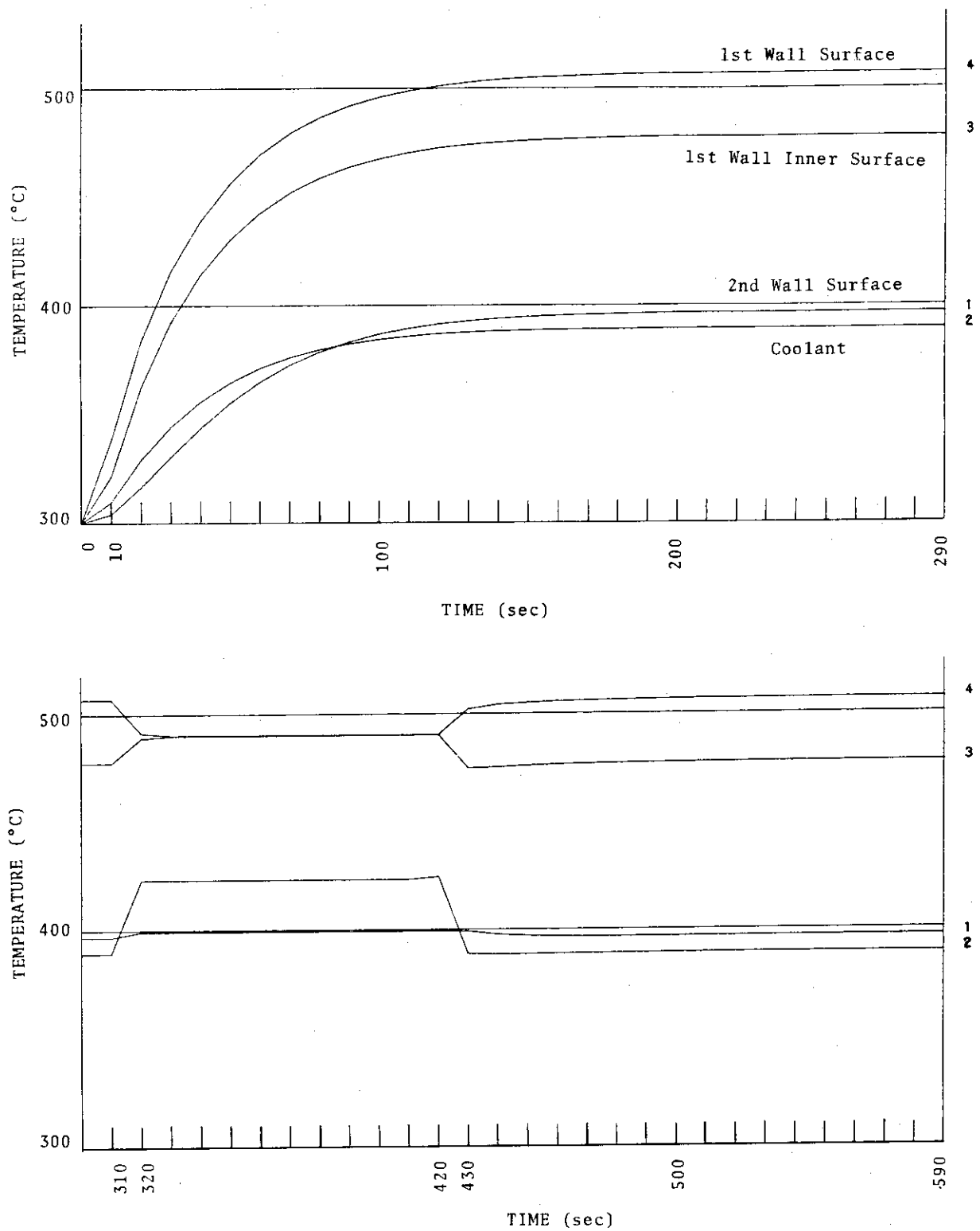


Fig. 3.3.2 Temperature change during normal operation,
Case 2: Flow rate/power ratio is constant.

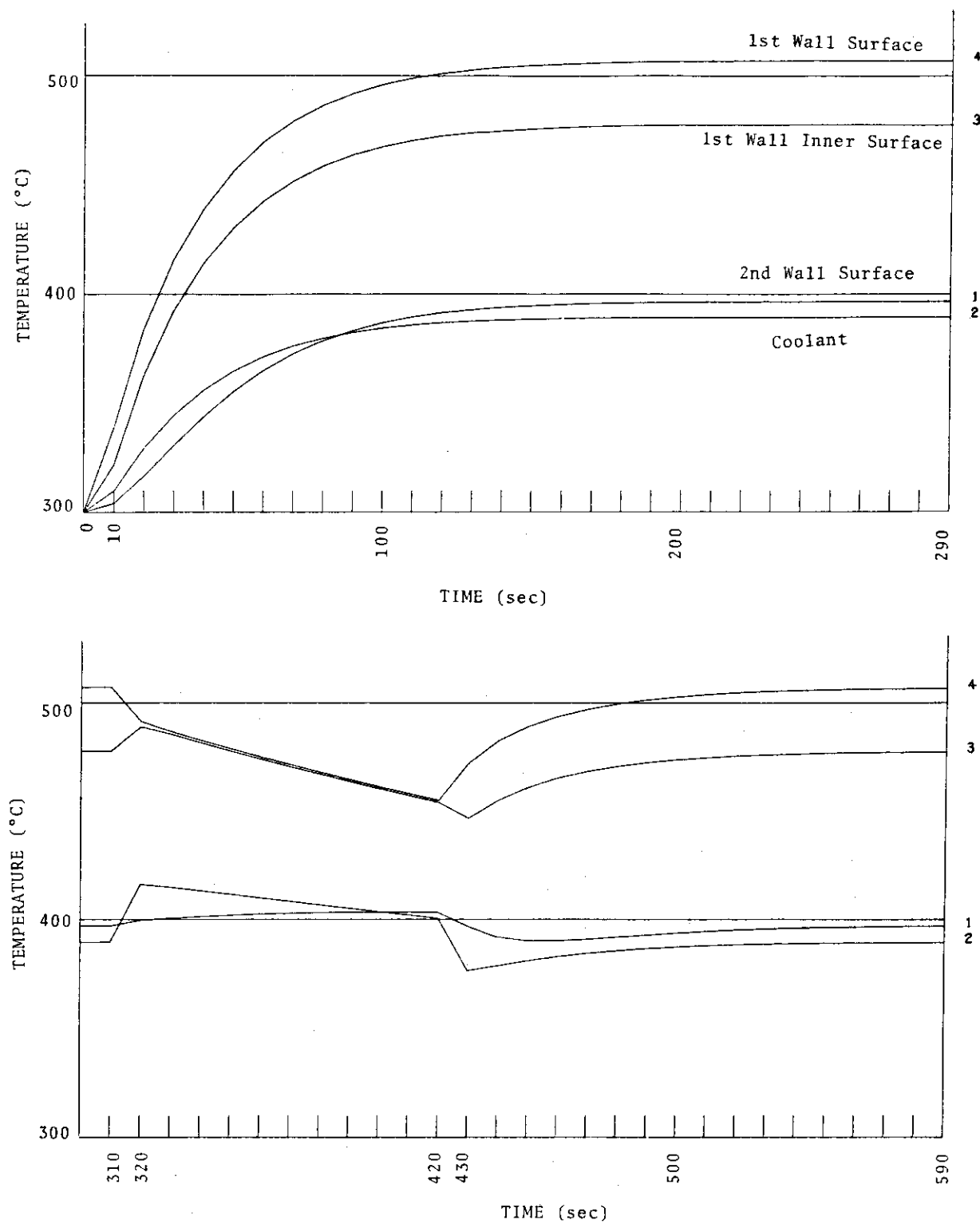


Fig. 3.3.3 Temperature change during normal operation,
Case 3: Flow rate/power ratio is constant
with minimum flow rate of 5%

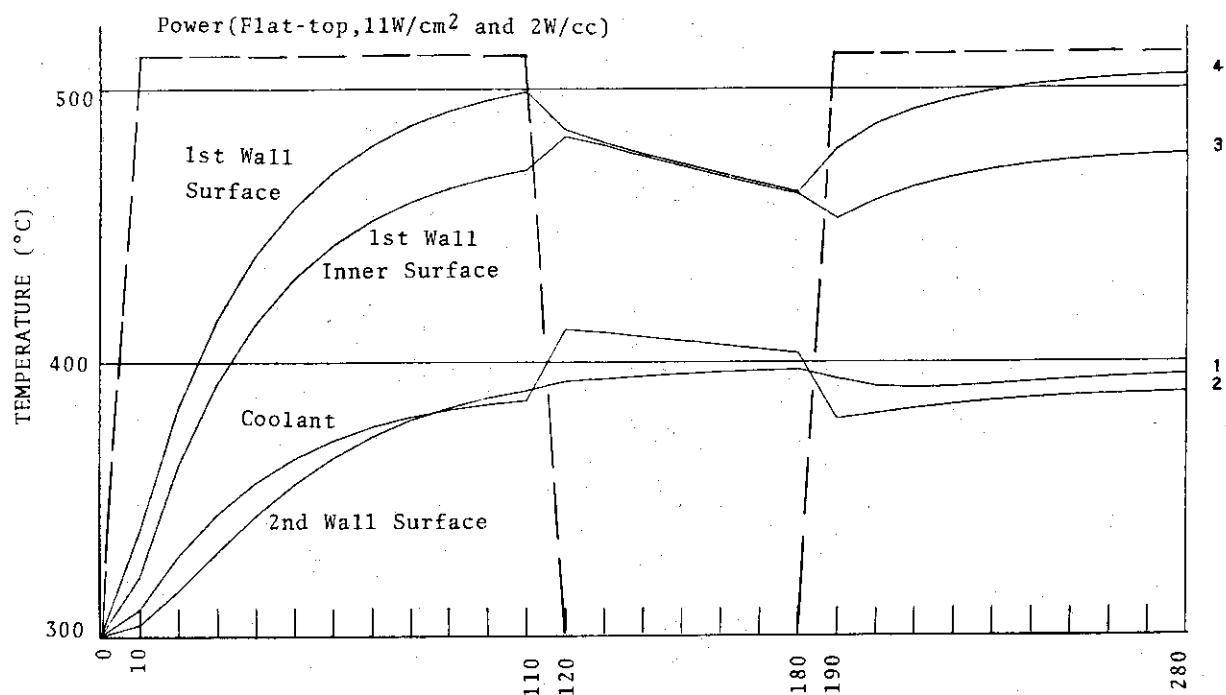


Fig. 3.3.4 Temperature change during normal operation,
For shortened burn cycle (alternative design),
Flow rate/power ratio is constant with
minimum flow rate of 5%.

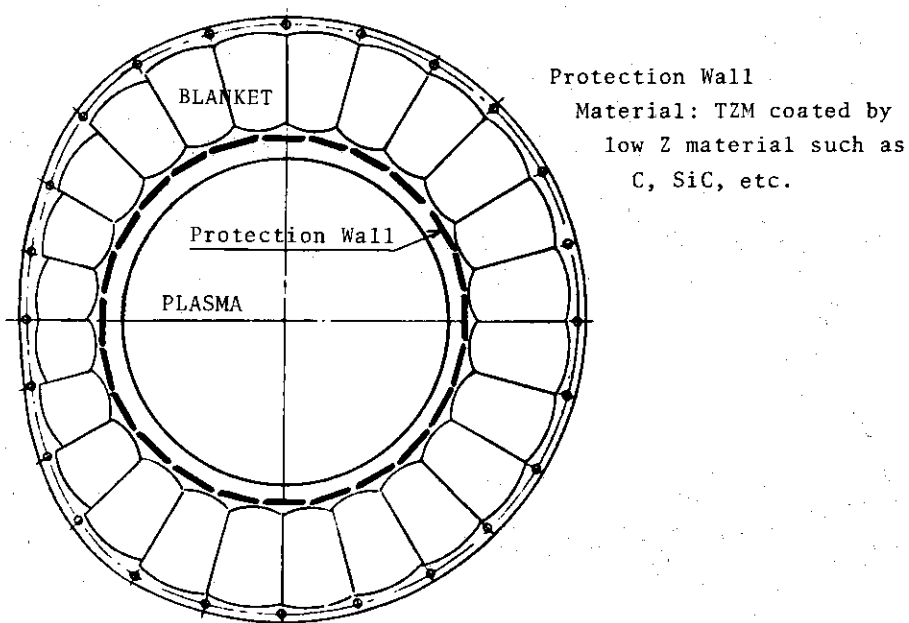


Fig. 3.3.5 Arrangement of protection wall

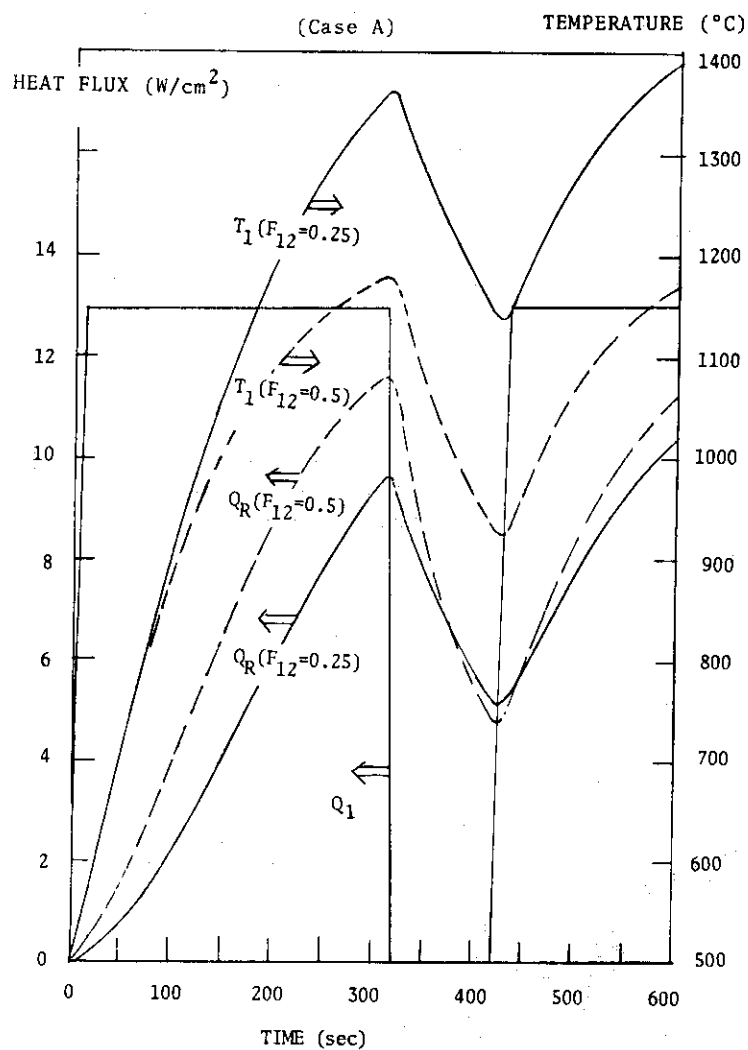


Fig. 3.3.6 Characteristics of protection wall, Case A: Burn cycle of 420 sec.

T_1 ---Protection Wall Temp.
 Q_1 ---Heat Flux on Protection Wall
 Q_R ---Radiative Heat Flux from
 Protection Wall to Vessel Wall
 F_{12} ---Overall Emissivity between
 Protection Wall to Vessel Wall

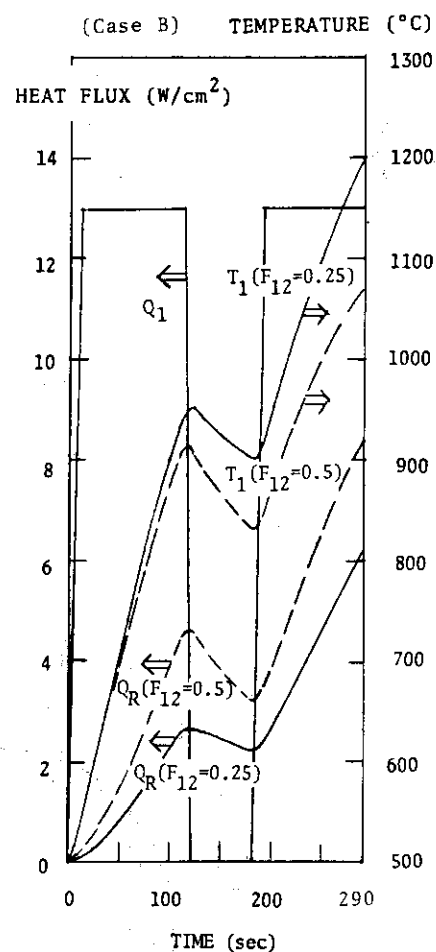


Fig. 3.3.7 Characteristics of protection wall, Case B: Burn cycle of 180 sec.

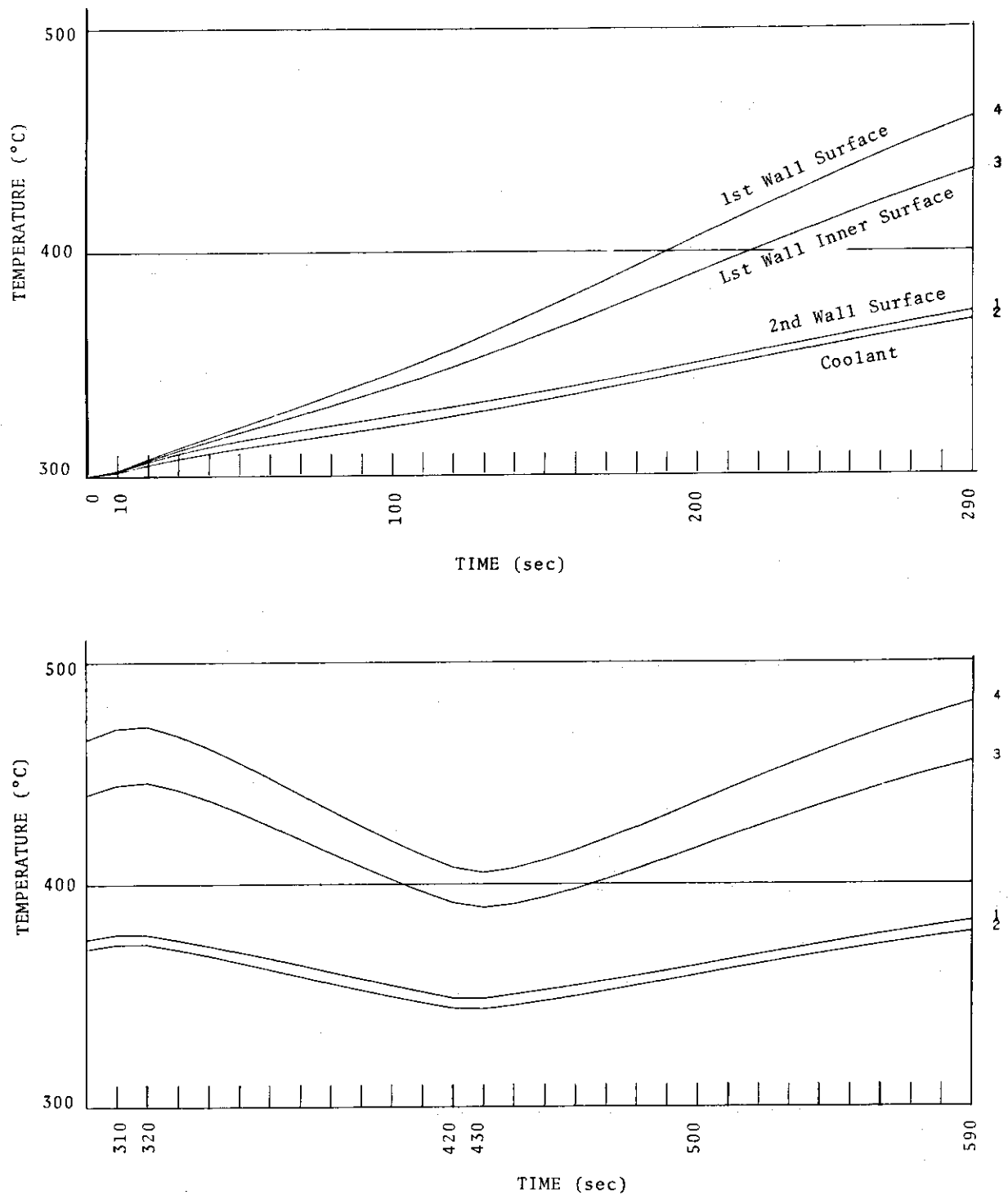


Fig. 3.3.8 Temperature change during normal operation, with protection wall, Flow rate is constant, Case 1: Overall emissivity $F_{12} = 0.25$.

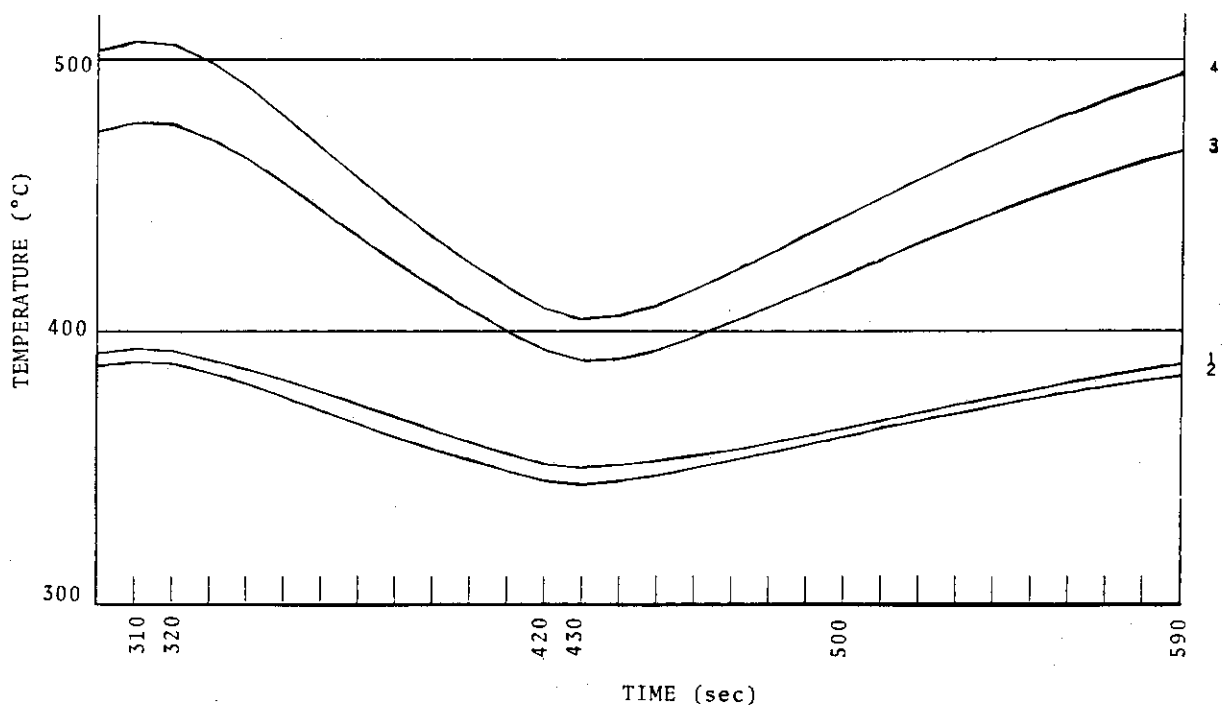
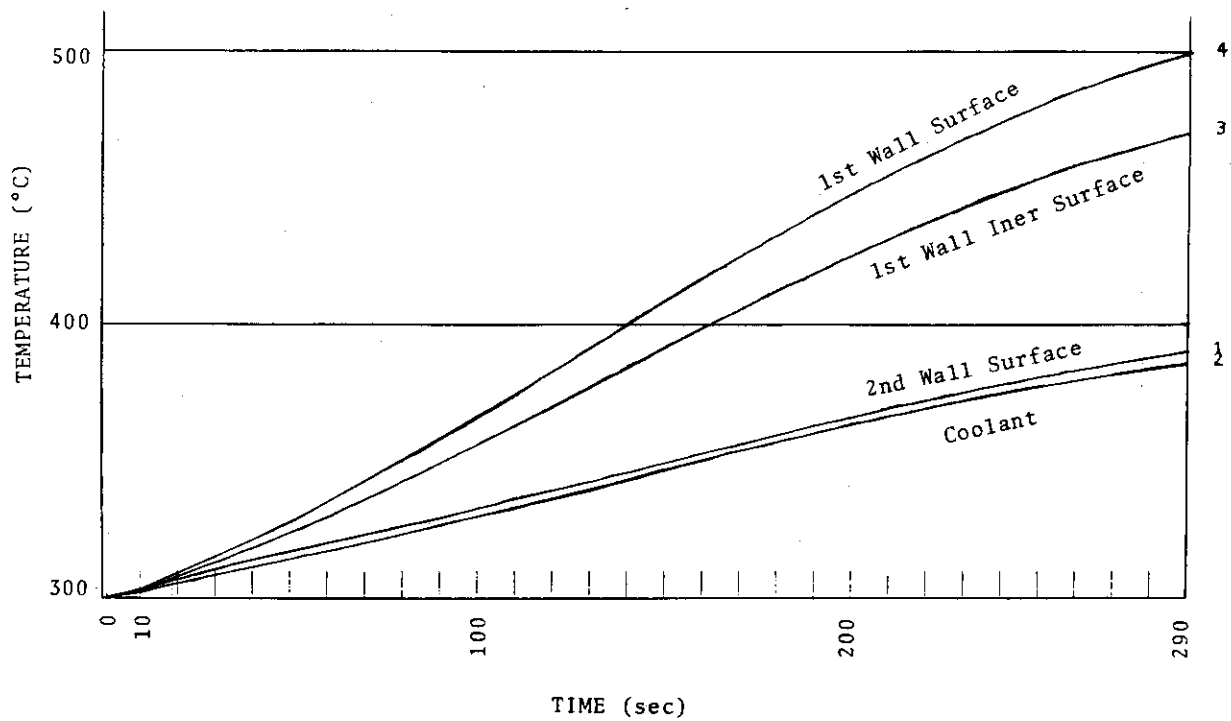


Fig. 3.3.9 Temperature change during normal operation, with protection wall, Flow rate is constant, Case 2: Overall emissivity $F_{12}=0.5$.

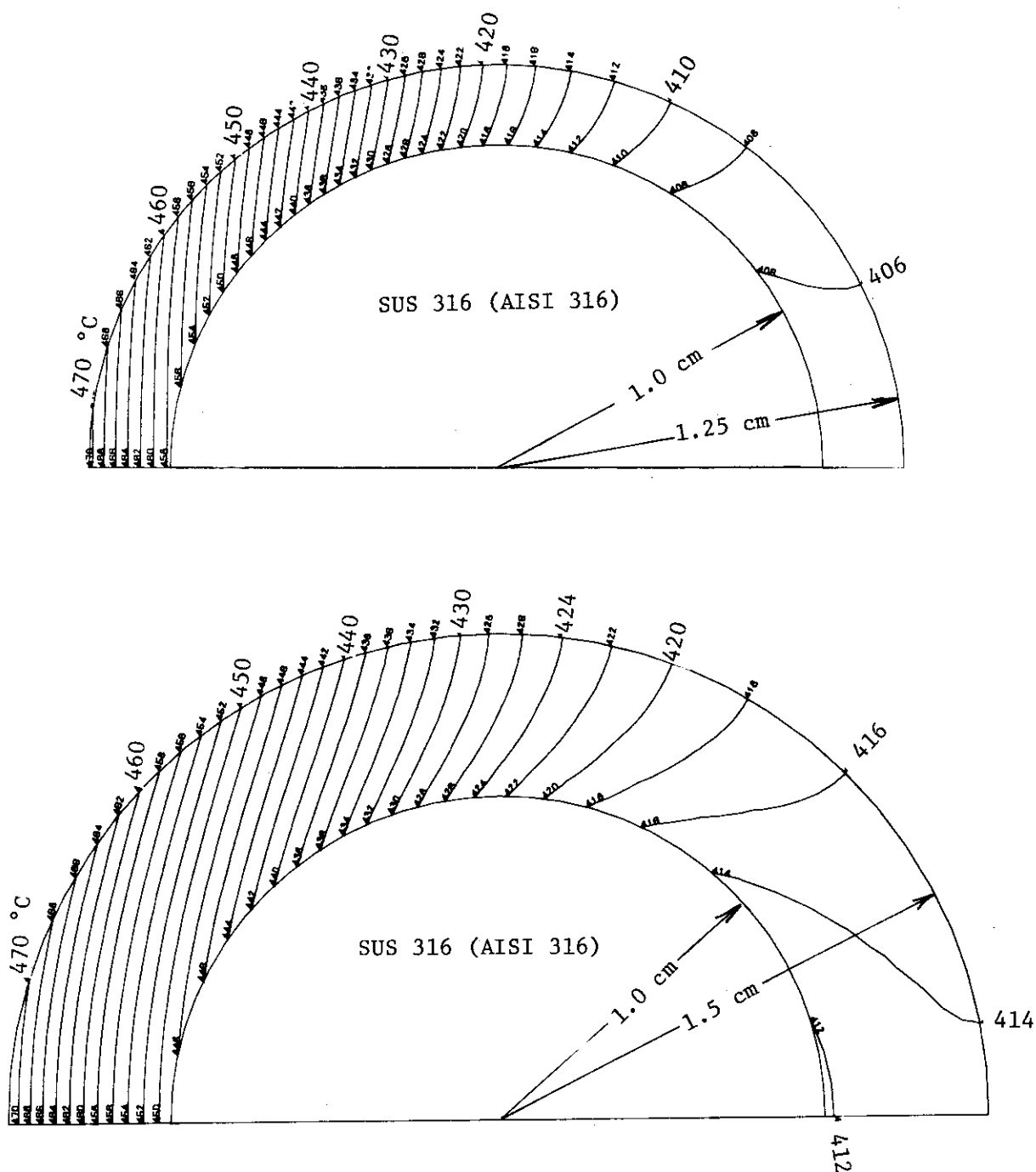


Fig. 3.3.10 Temperature distribution in the stainless steel tube
(Trial calculation)

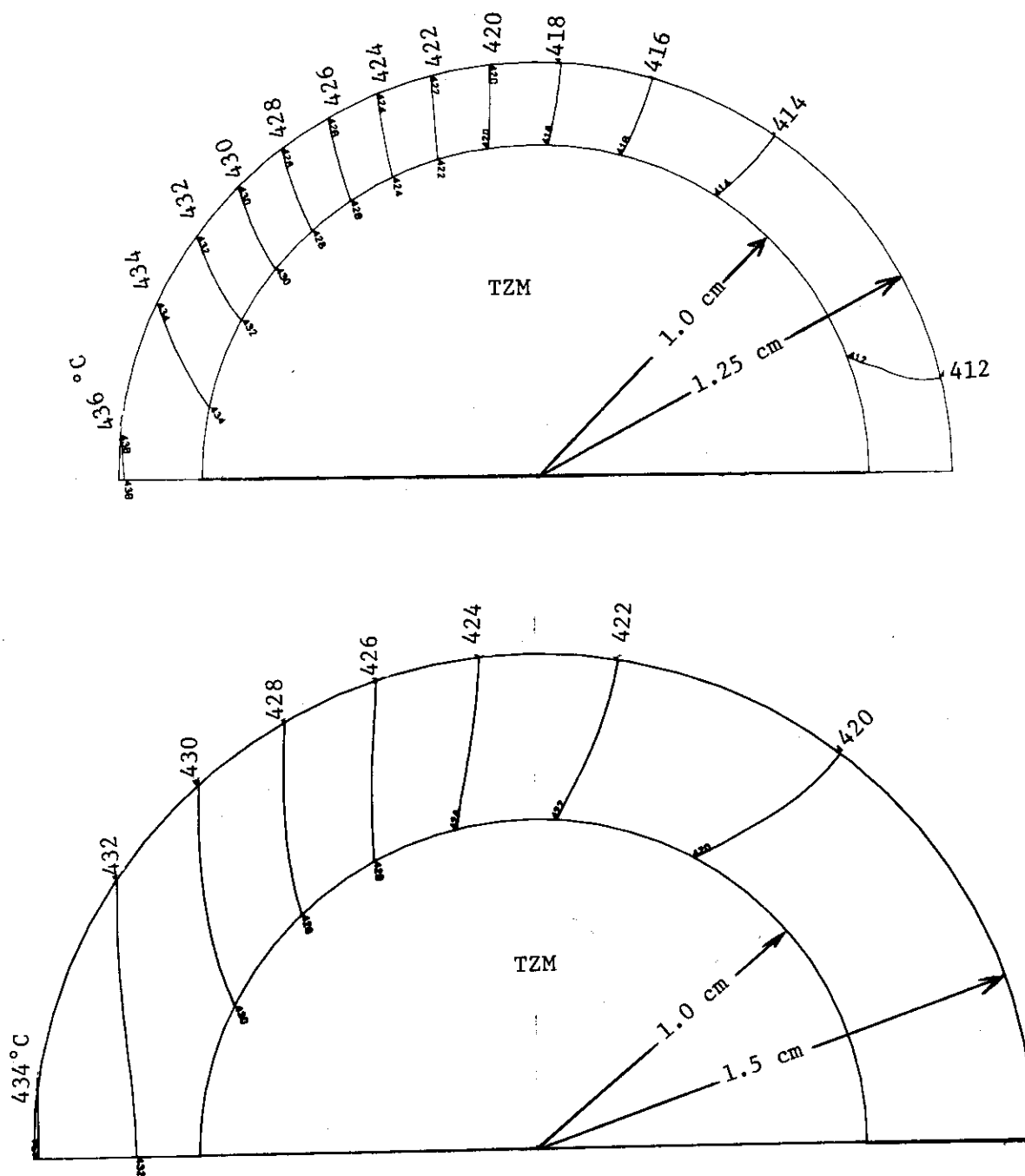


Fig. 3.3.11 Temperature distribution in the TZM tube
(Trial calculation)

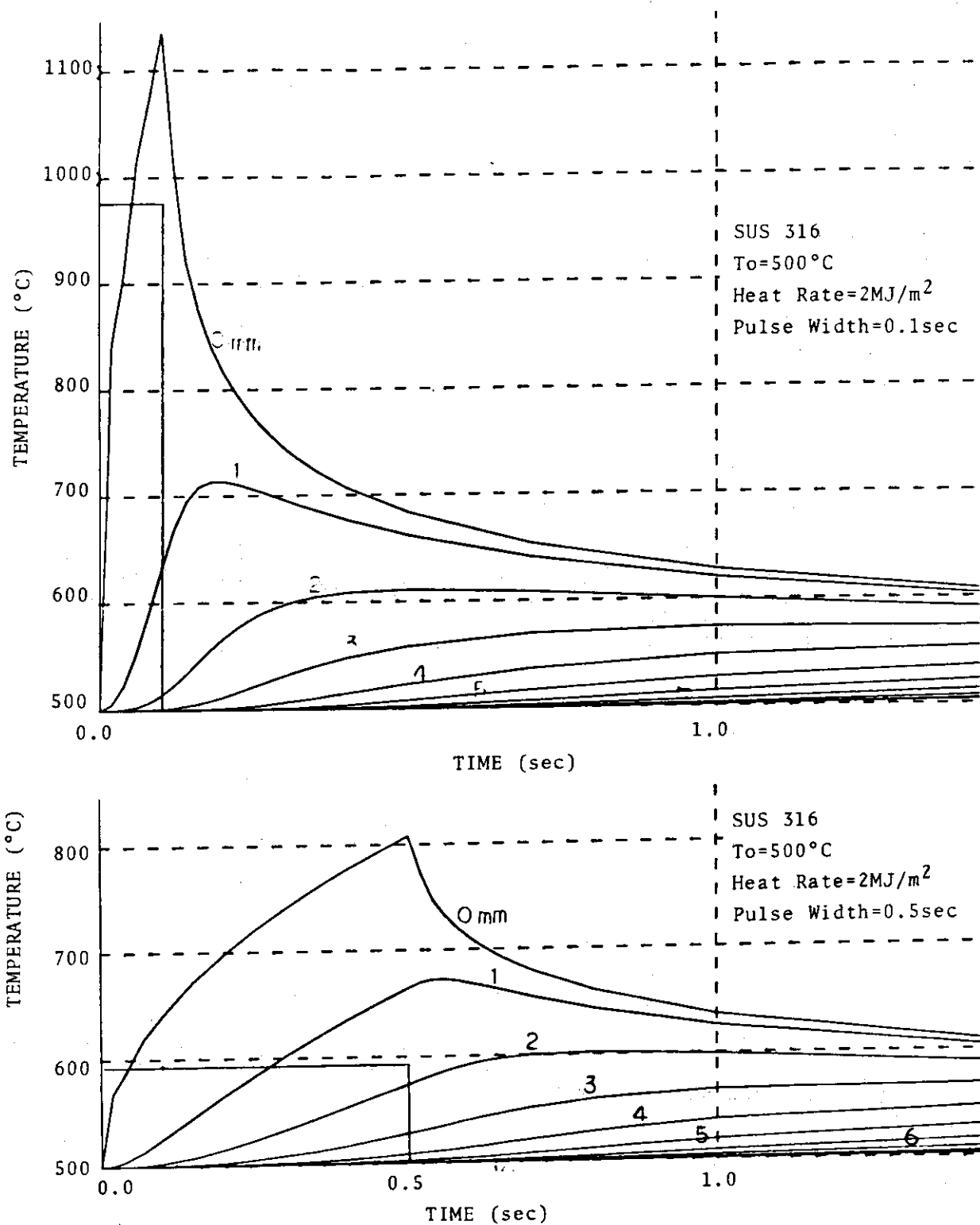


Fig. 3.3.12 1st wall temperature change under accidental condition,
 Case 1: SUS 316, 500°C .

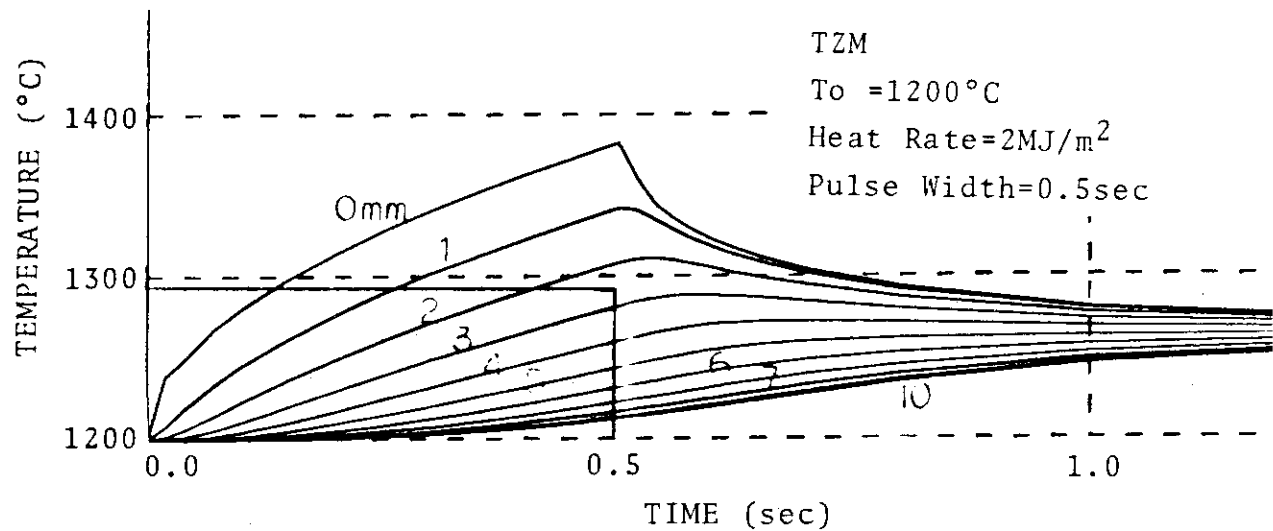
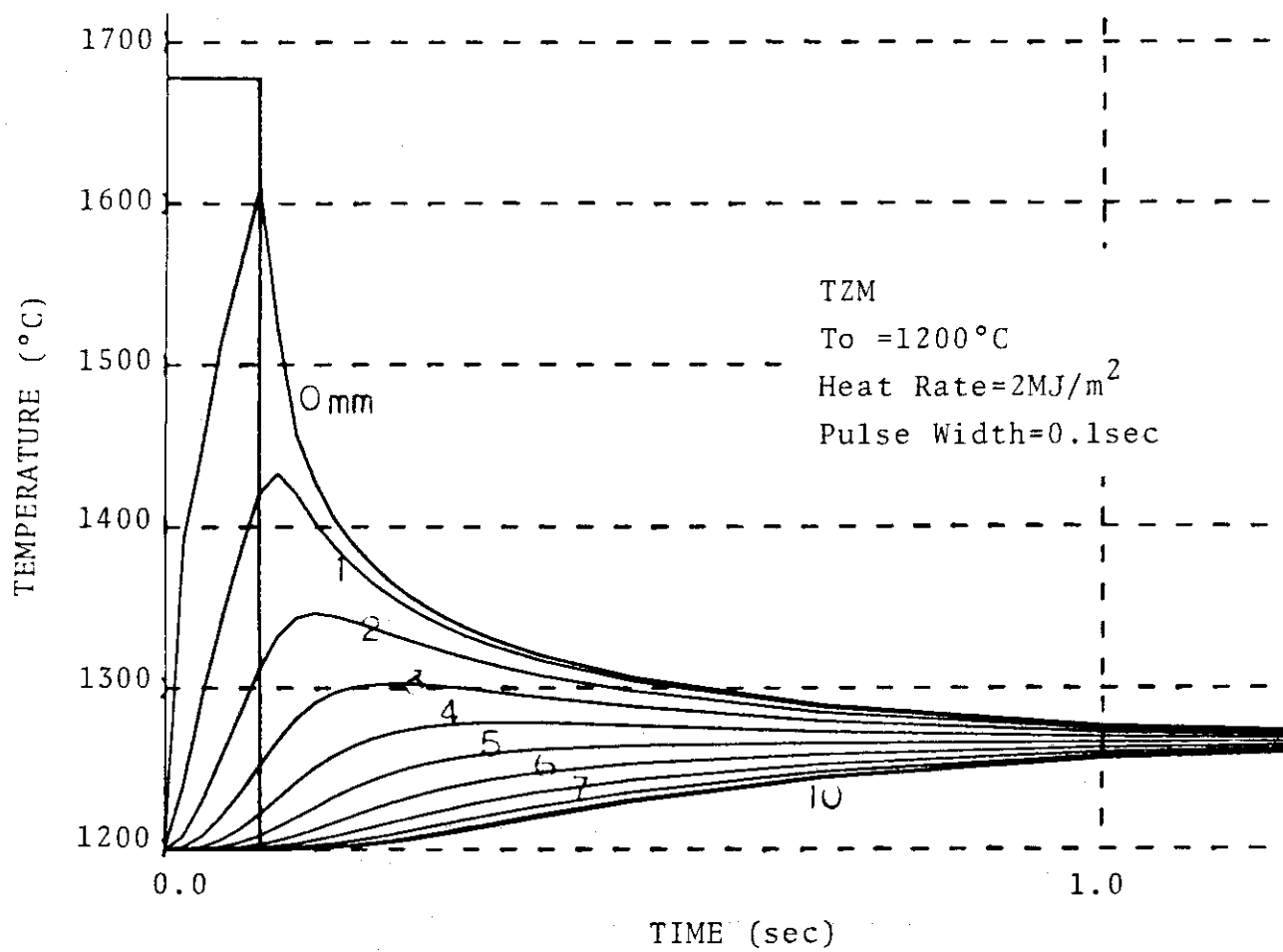


Fig. 3.3.13 1st wall temperature change under accidental condition,
Case 2: TZM, 1200°C .

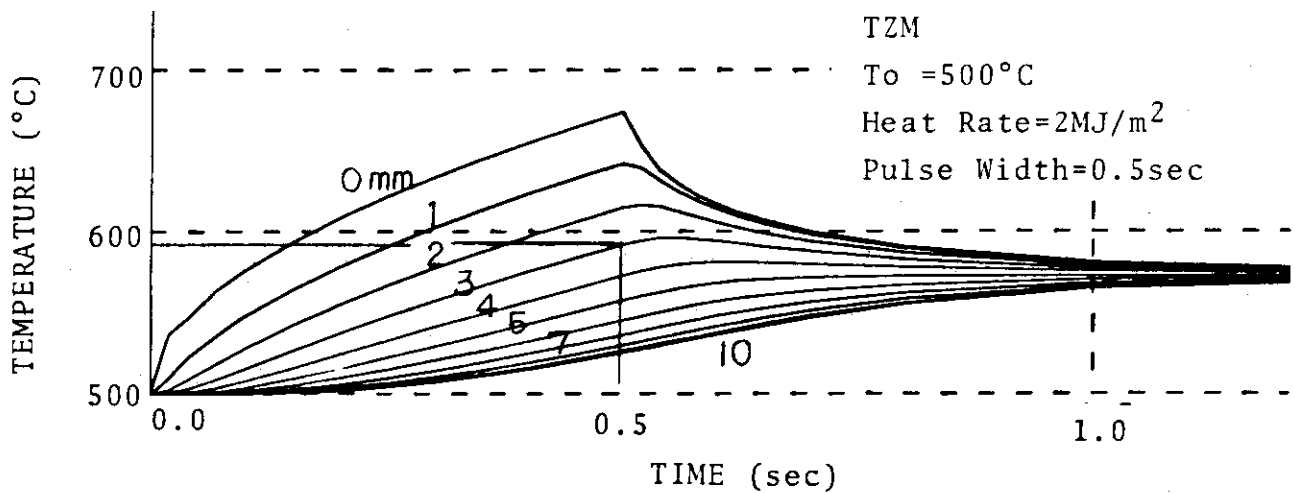
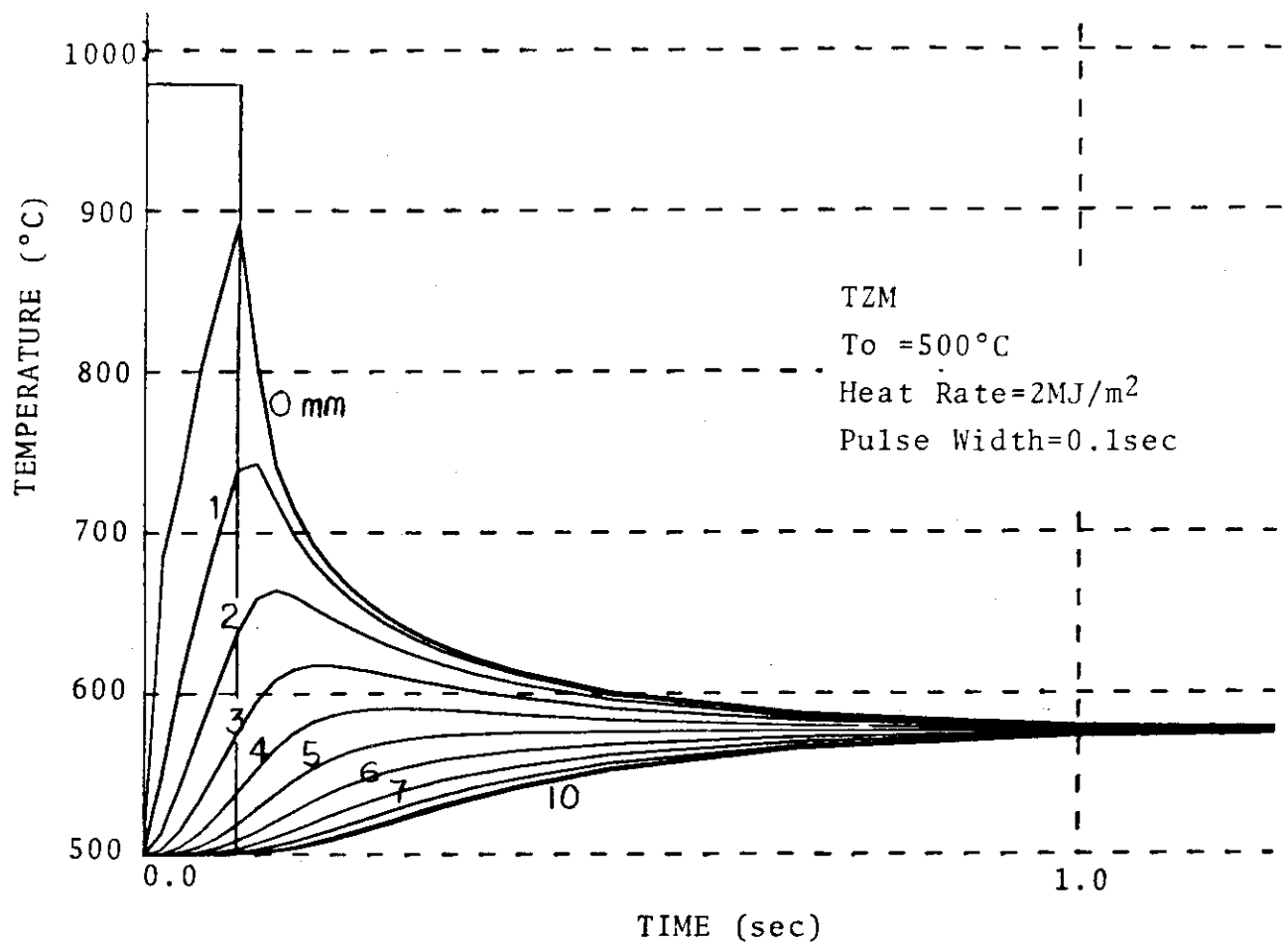


Fig. 3.3.14 1st wall temperature change under accidental condition,
 Case 3: TBM, 500°C .

3.4 ブランケット容器の応力解析

Fig. 3.2.1 に示されているこのブランケット容器の断面は角を丸めた正方形であり、上部には第一壁にあたる半球型ドーム（肉厚 5 mm，外側半径 400 mm），下部には冷却材出入口ノズルが付いた平板で密閉されている。この単位容器 24 個を半径約 5.7 m の 2 枚のフランジを介して固定したブランケットリング 12 個で 1 モジュール構成し、トラス全周には 8 個のモジュールでブランケット集合体を構成している。この容器の構造材料は SUS 316 であり、2 重壁構造である。冷却材はヘリウムガスを用い、入口ノズルから入り 2 重壁間を流れドーム先端から容器の中心を通り出口ノズルへ向う。この冷却材は入口温度 300°C，出口温度 500°C，圧力は設計圧力 12 kg f/cm^2 （通常運転中 10 kg f/cm^2 ）である。

このブランケット集合体において単位容器には冷却材圧力による 1 次応力（膜応力+曲げ応力）および容器の出入口ノズル部と第一壁および肉厚方向の温度差による 2 次応力（熱応力）が発生し、それらの応力を ASME Code Sec III²⁾ に従う許容応力範囲内に収まるようにする形状を決定する必要がある。ブランケット固定用フランジがブランケット重量や冷却材圧力に耐えるような構造にする必要がある。さらに第一壁にあたる半球型ドーム部は通常運転にともなう繰り返し熱応力が発生するので、ひずみに対する評価や、中性子照射損傷を考慮した疲労に対する評価も必要である。

3.4.1 ブランケット単位容器の内圧による応力

この単位容器に内圧が作用する場合、円筒型容器とは異なり大きな曲げ応力が発生する。この単位容器の胴部について角を丸めた（内外面とも丸くするか内面のみ丸くする）正方形断面と仮定した場合、その一辺の長さが一定であるならばコーナー部の半径と肉厚を大きくすれば、内圧による曲げ応力が減少することは経験的に知られている（コーナー半径を正方形断面の 1 辺の長さの $1/2$ とすれば円筒である）。

そこで胴部を、角の内外面を丸めた正方形断面を有する無限に長い角筒と仮定し、一辺の長さを固定した場合にコーナー部外側半径と肉厚をパラメーターにとり、梁の理論に基づいた式³⁾および有限要素法により内圧によって発生する応力を求めた。さらに、ブランケット集合体はその構造上（ストリーミング等）組立て時に隣接容器と接触した状態でフランジに固定させるか、隣接容器間にある程度の隙間を設け内圧による変形の途中で接触させる方法が考えられ、ここでは両者の場合について特定のコーナー部外側半径と肉厚に対しての内圧によって発生する応力を求めた。

応力解析に使用したブランケット容器構造材料 SUS 316 の材料定数は 400°C の値を用い、縦弾性係数 $E = 17200 \text{ kg f/mm}^2$ ，ポアソン比 $\nu = 0.3$ である。²⁾

(i) 単位容器が隣接容器に接触しない場合

単位容器が隣接容器に接触しない場合は前述の理論式によって応力解析が可能である。Fig. 3.4.1 に解析に使用したモデルを示す。Fig. 3.4.1 において a は正方形断面の 1 辺，b はコーナー部の外側半径（内側半径は $b - h$ ），h は肉厚および p は内圧である。

正方形断面の 1 辺 a を代表的ブランケット単位容器の形状から 600 mm とし、内圧 $p = 12$

kgf/cm^2 が作用する場合、コーナー部外側半径 b ($=100 \sim 300 \text{ mm}$) および肉厚 h ($=10 \sim 20 \text{ mm}$) をパラメーターにとった応力解析の結果を Fig. 3.4.2 ~ 3.4.4 に示す。Fig. 3.4.2 は肉厚 h を 10 mm と一定にし、コーナー部外側半径 b を $100 \sim 300 \text{ mm}$ ($b = 300 \text{ mm}$ は円筒) と変化させた場合の平行部 A 点およびコーナー部 B 点における内外面に生じた主応力の絶対値 (平行部 A 点において内面は圧縮、外面は引張、コーナー部 B 点において内面は引張、外面は圧縮の主応力である) を示している。Fig. 3.4.3 および Fig. 3.4.4 はコーナー外側半径 b をそれぞれ 100 mm 、又は 200 mm と一定にし、肉厚 h を $10 \sim 20 \text{ mm}$ と変えた場合の A 点、B 点における内外面に生じた主応力の絶対値 (引張、圧縮は Fig. 3.4.2 に同じ) を示している。

尚、Fig. 3.2.2 ~ Fig. 3.2.4 に示した主応力は次式で表わされる。

$$\sigma = N/h \pm 6M/h^2 \quad (+ \text{は内面, } - \text{は外面}) \quad (3.4.1)$$

式 (3.2.1) で、 N は面内力、 M は曲げモーメントである。

(ii) 単位容器が隣接容器に接触する場合

コーナー部外側半径 $b = 100 \text{ mm}$ 、肉厚 $h = 10 \text{ mm}$ とし、単位容器が内圧による変形の途中で隣接容器に接触する場合の応力解析を行った。この解析は理論的には求められないので、有限要素法構造解析プログラム“ANSYS”⁴⁾による2次元平面ひずみ要素 (8 節点四角形アイソパラメトリック要素 STIF 82) とギャップ要素 (STIF 22) を用いて解析を行った。Fig. 3.4.5 に Fig. 3.4.1 に示したモデル 1/2 についての要素分割、Fig. 3.4.6 に節点番号、Fig. 3.4.7 に要素番号を示す。総節点数は 146、総要素数は 41 であり、Fig. 3.4.7 において要素番号 1 ~ 30 が 2 次元平面ひずみ要素であり、要素番号 31 ~ 41 がギャップ要素である。

解析方法は先ず内圧 $p = 12 \text{ kgf/cm}^2$ が作用し、隣接容器に接触しない場合の各節点における x 方向および y 方向の変位と要素の応力を求め、その後、繰り返し法により最大変位が発生する箇所 (Fig. 3.4.6 において節点番号 5 の y 方向) における変位を与えられた隙間まで戻して行く。

内圧 $p = 12 \text{ kgf/cm}^2$ による節点番号 5 における y 方向の変位は 14.9 mm であり、その時の節点 1, 5, 301 および 305 における主応力の絶対値は (i) で求めた値にほぼ一致した。

隣接容器との隙間 (gap) を無限大 (変形後隣接容器に接しない)、 5 mm 、 2.0 mm 、 0.5 mm および 0.0 mm とした場合の変形および応力の結果を Fig. 3.4.8 ~ 3.4.19 に示す。Fig. 3.4.8 ~ 3.4.11 は隣接容器との隙間 (gap) を無限大、 5.0 mm 、 2.0 mm および 0.5 mm とした場合の変形前後の形状である (破線が変形前、実線が変形後)。Fig. 3.4.12 および Fig. 3.4.13 は隙間 (gap) を 2.0 mm とした場合の要素積分点での応力成分 (σ_x 、 σ_y 、および τ_{xy}) を用いた主応力の等応力線を示す。Fig. 3.4.12 は主応力 σ_1 、Fig. 3.4.13 は主応力 σ_2 である。Fig. 3.4.12 および Fig. 3.4.13 における主応力は次式から得られる。

$$\sigma_{1,2} = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}\right)^2 + \tau_{xy}^2} \quad (3.4.2)$$

Fig. 3.4.14 ~ Fig. 3.4.18 は隙間 (gap) を無限大、 5.0 mm 、 2.0 mm 、 0.5 mm および 0.0 mm とした場合の応力強さ ($|\sigma_1 - \sigma_2|$) の等応力線である。隙間 0.0 mm の場合を

除いて、コーナー部内面に応力強さの最大値が認められ、要素の積分点における応力値から外挿すると、その値は隙間の大きい順に 128.4 kg f/mm^2 , 33.7 kg f/mm^2 , 14.7 kg f/mm^2 である。Fig. 3.4.19は隙間 (gap) を変えた場合の平行部およびコーナー部における内外面の応力強さの変化を示す。

ブランケット単位容器壁の温度は胴部で 300°C から 400°C , 第一壁に当たる半球ドームでは 400°C から頂点で 500°C まで変化する。そこで胴部の温度を 400°C として、(i), (ii)の結果より単位容器胴部において内圧により発生する応力 (膜応力+曲げ応力) が構造材料 SUS 316 の ASME Code Sec III で定める応力に関する評価を満足するような形状を決定しなければならない。設計条件に対する評価は ASME Boiler and Pressure Vessel Code Sec III²⁾ に示してある次式を用いる。

内圧により発生する一般一次膜応力強さを P_m , 局部膜応力強さを P_ℓ , 曲げ応力強さを P_b とすれば、

$$P_m < S_m \quad (3.4.3)$$

$$\text{かつ} \quad P_\ell + P_b < 1.5 S_m \quad (3.4.4)$$

ここで S_m は SUS 316 の許容応力であり、 400°C の場合、ASME Code Sec III²⁾ によると 11.2 kg f/mm^2 である。 ($S_m = 11.2 \text{ kg f/mm}^2$, $1.5 S_m = 16.7 \text{ kg f/mm}^2$)。

故に得られた結果から内圧により生じる応力が許容範囲内に収まる形状は(i)の場合、コーナー部外側半径 b が 150 mm および肉厚 h が 20 mm 以上必要である。(ii)の場合、隣接容器との隙間を 0.5 mm 以下とする必要がある。

隣接容器と接触しない構造では、ブランケットの目的とする遮蔽およびトリチウム増殖が低下し実験炉の目的を達成できないこともあるので、今後コーナー部半径 b と肉厚 h をパラメーターにして隣接容器と接触する場合の詳細な解析 (コーナー部の内面のみ丸くする形状も含む) が必要であり、さらに容器に半球型ドームおよび下部ふた板が付いた3次元モデルによる解析が必要である。

3.4.2 ブランケット固定用フランジの強度解析

Fig. 3.2.2 に示されているブランケット固定用リング状フランジには次に示す荷重が作用するものと仮定する。

- (1) ブランケットおよびフランジの自重
- (2) ブランケット単位容器が隣接容器と完全に密着するような構造の場合、単位容器ふた板 (出入口ノズル付平板) に作用する内圧がフランジに直接影響を与える。

フランジに固定したリング状ブランケット12個で1モジュールを構成しているが、ここではリング状ブランケット1個について各荷重状態に対する応力解析を行い、先ず(2)の荷重に対してフランジに発生する応力が許容応力の以下になるようなフランジの巾を求め、次に(1)の荷重に対しての応力解析を行った。

- (a) フランジに内圧 12 kg f/cm^2 (設計圧力) が作用する場合

ブランケット集合体は8個のモジュールでトラス状の構造をしているが、ここでは無限に長い円筒 (ブランケット単位容器のノズル付ふた板を円筒とする) にフランジが付いた形状と仮定し、Fig. 3.2.20に示す。

フランジ部の厚みを求めるための解析に使用したモデルを Fig. 3.4.21 に示す。

フランジの固定に全面ガスケットを使用した場合にフランジに発生する曲げ応力は次式で与えられる。⁵⁾

$$t = \sqrt{\frac{6 W \ell}{\pi D_1 \sigma_b}} + d \quad (3.4.5)$$

式 (3.2.2) において

$$W : \frac{\pi}{400} D_m^2 p \quad (\text{kg f})$$

$$p : \text{圧力} \quad (\text{kg f/cm}^2)$$

$$\ell, D_1 : \text{Fig. 3.4.21} \quad (\text{mm})$$

$$\sigma_b : \text{フランジの許容曲げ応力} \quad (\text{kg f/mm}^2)$$

$$\alpha : \text{腐れしろ} \quad (\text{mm})$$

Fig. 3.2.20 より $D_1 = 5420 \text{ mm}$, $\ell = 75 \text{ mm}$, $D_m = 5570 \text{ mm}$ であり, 内圧 $p = 12 \text{ kg f/cm}^2$, $\sigma_b = 15 \text{ kg f/mm}^2$ とすれば式 (3.2.2) より t が次のように得られる。

$$t = \sqrt{\frac{6 \times \pi \times 5570^2 \times 75 \times 12}{400 \times 5420 \times 15 \times \pi}} \approx 72.0$$

フランジは真空中に設けられているので腐れしろを考慮する必要はないがボルト穴等の余裕をとり $t = 75 \text{ mm}$ とする。

(b) ブランケットおよびフランジの自重が作用する場合

○ ブランケット容器の重量

代表的ブランケット容器 (Fig. 3.4.20 において中央部, 左から6番目) の重量は, 2重壁容器 + 出入口ノズル + Li_2O および黒鉛ブロックで約 0.9 ton である。1対のリング状フランジに固定されているブランケット容器は上半分で12個であるから, その重量は

$$0.9 \times 12 = 10.8 \text{ ton} = 10800 \text{ kg}$$

○ フランジの重量

上半分を対象として重量を求めると, 外半径 2.86 m , 円半径 2.71 m , 巾は $0.075 \times 2 = 0.15 \text{ m}$ ((a) で求めた t の値を使用) であるから, その体積および重量は次のようになる。

$$\text{体積} ; \frac{1}{2} \pi (2.86^2 - 2.71^2) \times 0.15 = 0.2$$

$$\text{重量} ; 0.2 \text{ m}^3 \times 8.0 (\text{ton/m}^3) = 1.6 (\text{ton})$$

$$= 1600 (\text{kg})$$

ブランケット容器重量 + フランジ重量は

$$10800 \text{ kg} + 1600 \text{ kg} = 12400 \text{ kg}$$

ブランケット容器とフランジの重量の $1/2$ を Fig. 3.2.20 の左右のフランジの断面 ($150 \times 150 = 22500 \text{ mm}^2$) で支えるものとすれば, その部分に応縮応力が発生する。

$$-12400 \times 0.5 / 22500 = -0.550 (\text{kg f/mm}^2)$$

さらにリング状フランジが自重による鉛直荷重 P_E をうける場合の解析モデルを Fig.

3.2.22⁶⁾ に示し, その解析を行った。

$$P_E = 12400 \text{ kg f} / \pi \times 2710 \times 150 = 0.01 \text{ kg f} / \text{mm}^2$$

$\varphi = 0^\circ$ において

$$\circ N_\varphi = -P_E a \cos \varphi = -P_E \times 2710 = -27.10 \text{ (kg f/mm)}$$

$$\circ N_x = N_\varphi, \quad N_{x\varphi} = 0.0$$

$\varphi = 90^\circ$ において

$$\circ N_{x\varphi} = -P_E 2a \sin \varphi = -P_E \times 5420 = -54.20 \text{ (kg f/mm)}$$

$\varphi = 0^\circ$ における N_φ 又は N_x , $\varphi = 90^\circ$ における $N_{x\varphi}$ をフランジの肉厚 150mm で割ると

$$N_\varphi (= N_x) / 150 = -0.18 \text{ (kg f/mm}^2\text{)}$$

$$N_{x\varphi} / 150 = -0.36 \text{ (kg f/mm}^2\text{)}$$

となり SUS 316 の許容応力以下である。

1 個のフランジの巾を 75 mm とした場合、各荷重に対する評価は安全側にあるといえる。しかし、ブランケット容器が隣接容器と接触するような構造にした場合、ブランケット 1 モジュールの左又は右側のブランケットの変形が考えられ、両側のフランジが Fig. 3.2.20 において紙面上向き方向に変形が生じ、複雑な応力状態になると思われる、詳細な解析が必要であり、さらに今回の解析は、ブランケットおよびフランジが一樣な温度状態にあるものと仮定しているが、実際の構造では温度差が生じ、熱応力の発生も考えられるので、その評価も必要である。

3.4.3 容器第一壁の強度解析

ブランケット容器のプラズマに面する第一壁は半球型ドームでその外側半径 $r = 400 \text{ mm}$ 、肉厚 $h = 5 \text{ mm}$ である。

運転中この第一壁には一定な冷却材圧力 10 kg f/cm^2 が作用し、第一壁の頂点において肉厚方向に最大 30°C (外面 530°C 、内面 500°C) の温度差が生じ、炉の始動、停止により繰り返し変化する。

第一壁の頂点における温度が内外面で 426.7°C ($= 800^\circ\text{F}$) 以上なのでクリープの影響が考えられ、その評価は ASME Sec III Code Case 1592⁷⁾ に従わなければならない。

その評価には運転状態に対し変形等の制限が設けられており、その項目は次に示すとおりである。

- (i) 構造物のひずみ制限
- (ii) クリープ疲労の評価
- (iii) 座屈の評価

上述の(i)、(ii)および(iii)についてその評価を全て行う必要があるが、現在この実験炉のブランケット単位容器の形状が完全に定まっていない状態では詳細に行うことが不可能なので、第一壁半球型ドーム頂点において(i)に対する評価を行う。

(i)の評価には次に示す内容が含まれている (T-1300)。

- (1) 膜変形によるひずみに対して 1% 以下
- (2) 表面変形によるひずみに対して 2% 以下

(3) 構造不連続の変形によるひずみに対して5%以下

なお、第一壁頂点の平均壁温度が 515°C ($=959^{\circ}\text{F}$) でクリープ温度 (オーステナイトステンレス鋼の場合は 427°C ($\approx 800^{\circ}\text{F}$) より高い場合、(4)に示す応力基準の制限内に入らば、ひずみ制限は満足すると考えられる (T-1322)。

$$(4) \quad P_L + P_b / K_t + Q_r < S_a \quad (3.4.6)$$

式 (3.4.6) で、 $P_L + P_b / K_t$ は1次応力強さ、 Q_r は2次応力強さ、 S_a は平均壁温度の最大値と最小値に対する最小降伏強さの平均値と平均壁温度の最大値での 10^4 時間に対する $1.25 S_t$ の小さい方である。

第一壁を薄肉球殻と仮定した場合、内圧および肉厚方向温度差による応力は次のように求められる。

(a) 内圧により生じる応力

内圧 P (kg f/mm^2)、平均半径 r_m (mm)、肉厚 h (mm) とすると円周方向応力 σ_{θ}^P および半径方向応力 σ_r^P は次のように得られる。

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta}^P &= P \cdot r_m / 2 \cdot h = 0.1 \times 397.5 / 2 \times 5.0 \\ &= 3.975 \text{ (kg f/mm}^2\text{)} \\ \sigma_r^P &= -0.1 \text{ (kg f/mm}^2\text{)} \quad \dots\dots \text{内面} \\ &0.0 \text{ (")} \quad \dots\dots \text{外面} \end{aligned}$$

(b) 肉厚方向温度差により生じる応力

縦弾性係数 E (kg f/mm^2)、平均熱膨張係数 α ($^{\circ}\text{C}$)、内外面温度差 ΔT ($^{\circ}\text{C}$)、およびポアソン比 ν とすると内外面に生じる円周方向応力 σ_{θ}^T は次のように得られる。

$$\sigma_{\theta}^T = \pm E \alpha \Delta T / 2(1-\nu) \left(\begin{array}{l} + \text{内面} \\ - \text{外面} \end{array} \right) \quad (3.4.7)$$

肉厚方向平均温度差 515°C の値、 $E = 16100 \text{ kg f/mm}^2$ 、 $\alpha = 1.84 \times 10^{-5}$ 、 $\Delta T = 30^{\circ}\text{C}$ および $\nu = 0.3$ を式 (3.4.7) に代入する。

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta}^T &= \pm 16100 \times 1.84 \times 10^{-5} \times 30 / 2(1-0.3) \\ &= \pm 6.378 \text{ (kg f/mm}^2\text{)} \end{aligned}$$

薄肉球殻の場合曲げ応力は発生せず、(a)、(b)の結果において円周方向応力 σ_{θ} が支配的であるので式(4)において1次応力強さ+2次応力強さを $|\sigma_{\theta}^P + \sigma_{\theta}^T|$ とおくことができ、球殻の内外面で応力強さは各々次のとおりである。

$$\begin{aligned} \text{内面} \quad &|\sigma_{\theta}^P + \sigma_{\theta}^T| = |10.323| = 10.323 \text{ (kg f/mm}^2\text{)} \\ \text{外面} \quad &|\sigma_{\theta}^P + \sigma_{\theta}^T| = |-2.373| = 2.373 \text{ (kg f/mm}^2\text{)} \end{aligned}$$

ここで(4)における S_a はASME, Sec. III, Code Case 1592によると円外面平均温度 515°C において 12.0 kg f/mm^2 であり、得られた応力強さ(1次応力強さ+2次応力強さ)が内外面で S_a より小さいので進行性ひずみが生じる可能性はない。

さらに内外面温度差 $\Delta T = 30^{\circ}\text{C}$ と一定とし、内面の温度を 450°C 又は 550°C にした場合の検討も行った。

○球殻の内面が 450°C の場合

内圧により生じる円周方向応力 σ_{θ}^P は(a)で求めた値 3.975 kg f/mm^2 を用いる。

肉厚方向温度差により生じる円周方向応力 σ_{θ}^T は、肉厚方向平均温度 465°C の値、 $E = 16600 \text{ kg f/mm}^2$ 、 $\alpha = 1.82 \times 10^{-5}$ 、 $\nu = 0.3$ を用い式 (3.4.7) に代入する。

$$\sigma_{\theta}^T = \pm 6.474 \text{ (kg f/mm}^2\text{)}$$

$$\text{内面} \quad |\sigma_{\theta}^P + \sigma_{\theta}^T| = |10.449| = 10.449 \text{ (kg f/mm}^2\text{)}$$

$$\text{外面} \quad |\sigma_{\theta}^P + \sigma_{\theta}^T| = |-2.499| = 2.499 \text{ (kg f/mm}^2\text{)}$$

内外面平均温度 465°C における S_a は Code Case 1592 によると $12.25 \text{ (kg f/mm}^2\text{)}$ であり、応力強さが内外面で S_a より小さいので進行性ひずみが生じる可能性はない。

○球殻の内面が 550°C の場合

内圧により生じる円周方向応力 σ_{θ}^P は (a) で求めた値 3.975 kg f/mm^2 を用いる。

肉厚方向温度差により生じる円周方向応力 σ_{θ}^T は、肉厚方向平均温度 565°C の値、 $E = 15500 \text{ kg f/mm}^2$ 、 $\alpha = 1.86 \times 10^{-5}$ 、 $\Delta T = 30^{\circ}\text{C}$ 、および $\nu = 0.3$ を用い式 (3.4.7) に代入する。

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta}^T &= \pm 15500 \times 1.86 \times 10^{-5} \times 30 / 2(1-0.3) \\ &= \pm 6.178 \text{ (kg f/mm}^2\text{)} \end{aligned}$$

$$\text{内面} \quad |\sigma_{\theta}^P + \sigma_{\theta}^T| = |10.153| = 10.153 \text{ (kg f/mm}^2\text{)}$$

$$\text{外面} \quad |\sigma_{\theta}^P + \sigma_{\theta}^T| = |-2.203| = 2.203 \text{ (kg f/mm}^2\text{)}$$

内外面平均温度 565°C における S_a は Code Case 1592 によると $11.74 \text{ (kg f/mm}^2\text{)}$ であり、応力強さが内外面で S_a より小さいので、進行性ひずみが生じる可能性はない。

上述の評価は第一壁が中性子照射損傷を受けないという仮定に基づいているので、今後中性子照射損傷による影響も考慮した評価および(ii)に対するクリープ疲労の評価も必要である。

(湊 章男)

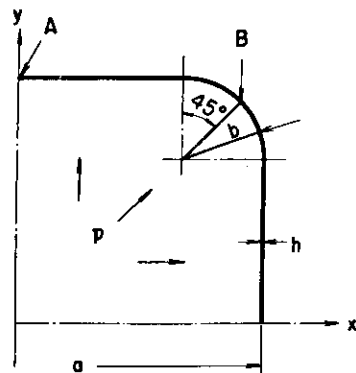


Fig. 3.4.1 Blanket Model of Theoretical Analysis

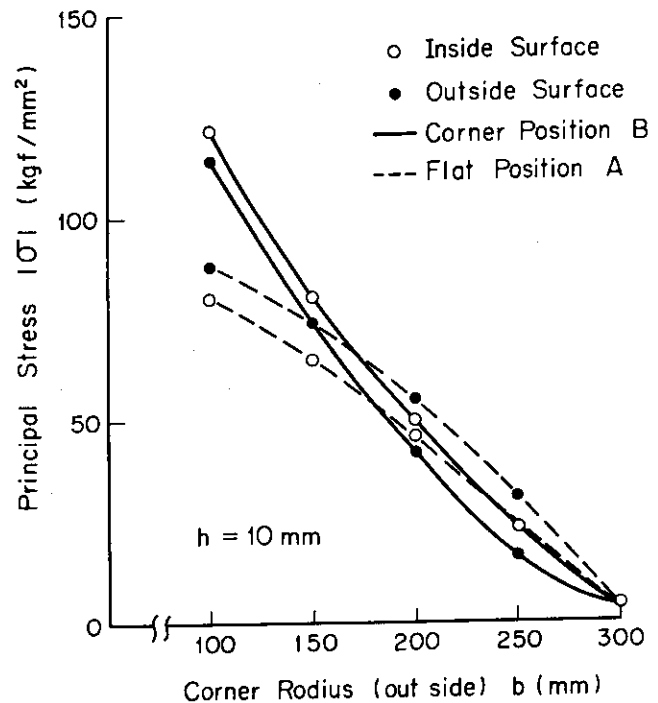


Fig. 3.4.2 Principal Stress in Blanket Model under Internal Pressure 12 kgf/cm^2 when Corner Radius b (outside) changed (Theoretical Analysis)

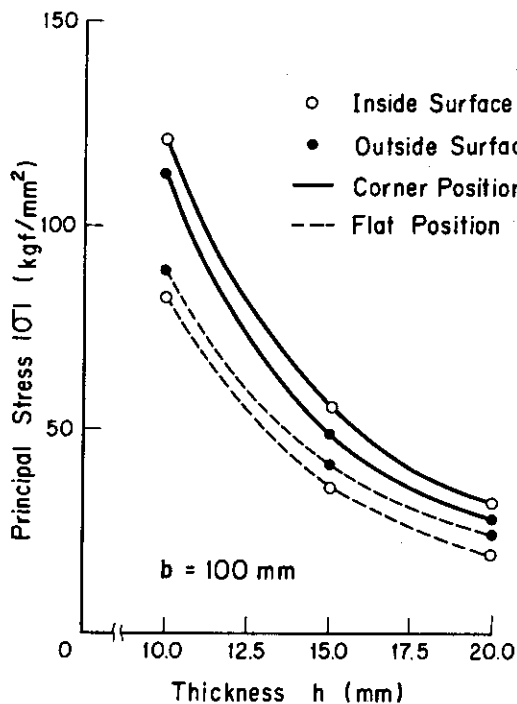


Fig. 3.4.3 Principal Stress in Blanket Model under Internal Pressure 12 kgf/cm^2 when Thickness h changed (Theoretical Analysis)

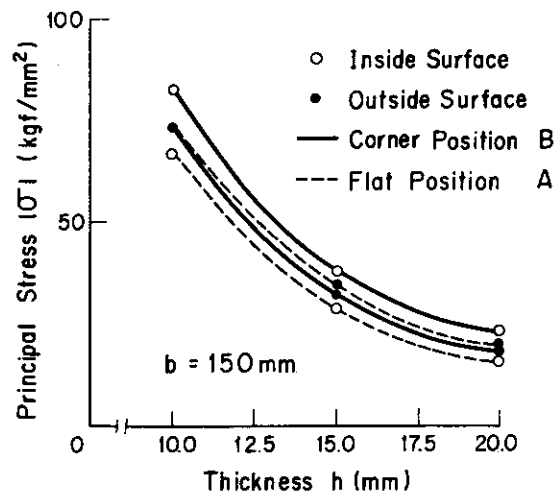


Fig. 3.4.4 Principal Stress in Blanket Model under Internal Pressure 12 kgf/cm^2 when Thickness h changed (Theoretical Analysis)

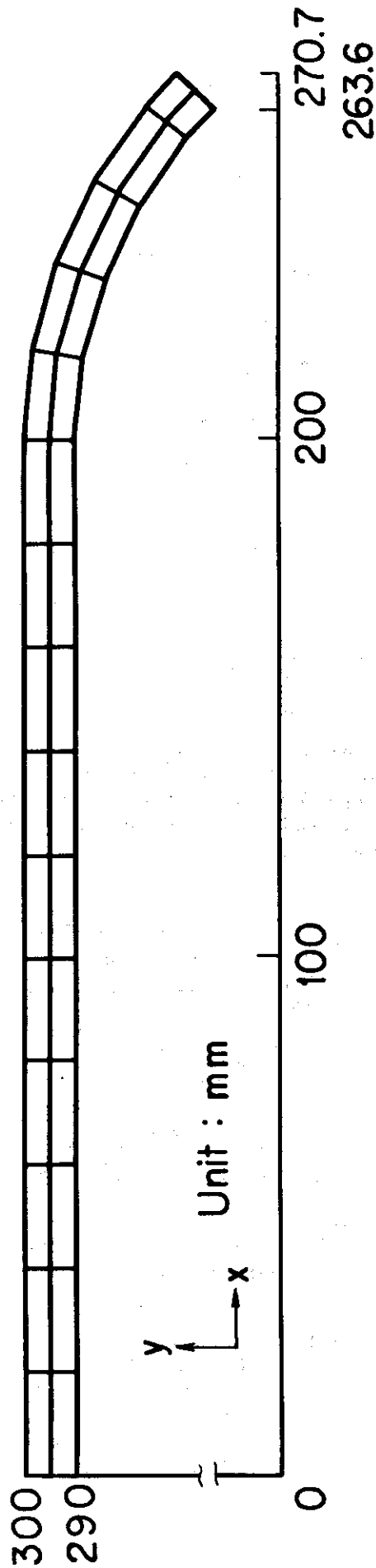


Fig. 3.4.5 Finite Element Mesh of Blanket 1/8 Model

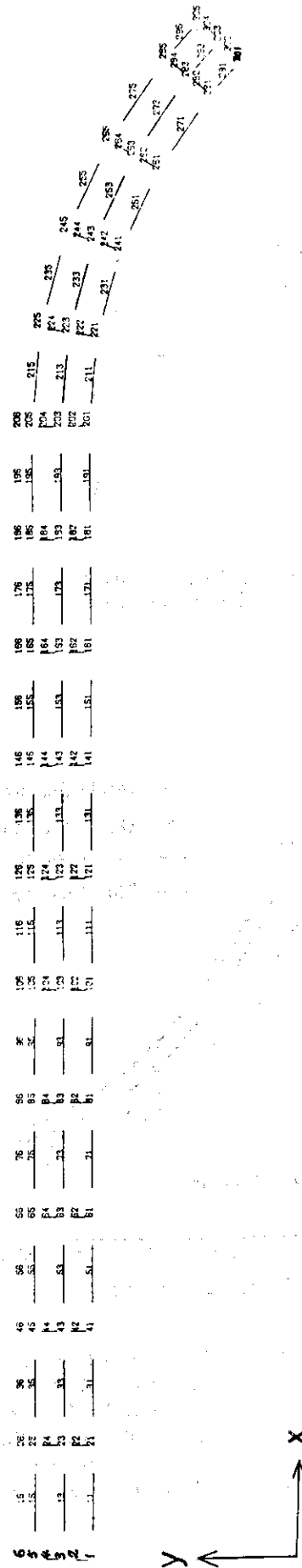


Fig. 3.4.6 Nodal Points Number of Blanket 1/8 Model

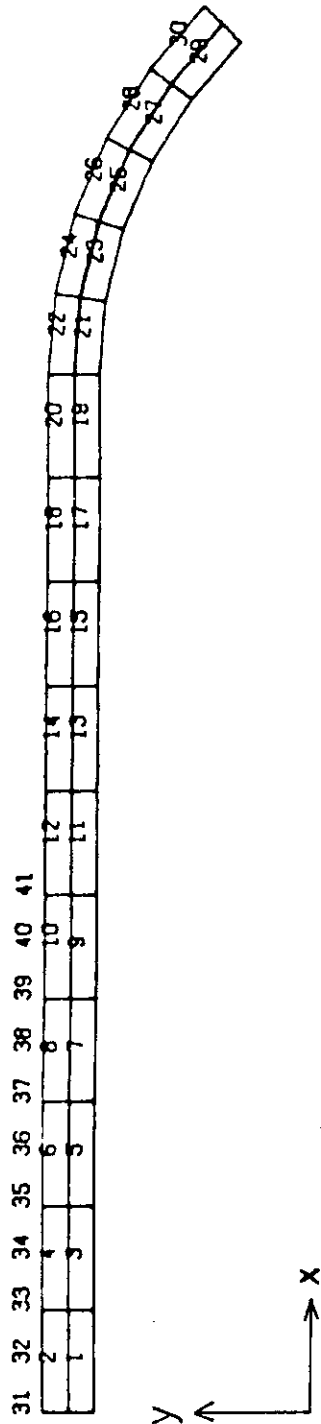


Fig. 3.4.7 Element Number of Blanket 1/8 Model

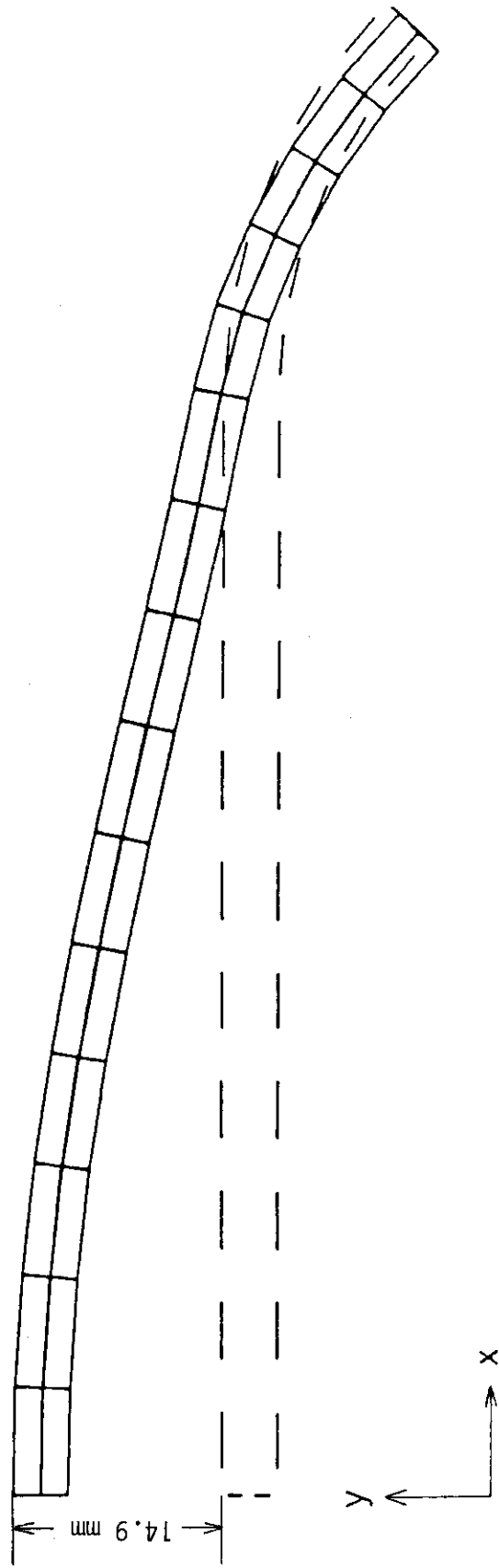


Fig. 3.4.8 Shape of Pre and Post Deformation under Internal Pressure
12kgf/cm² with gap infinite ($=\infty$)

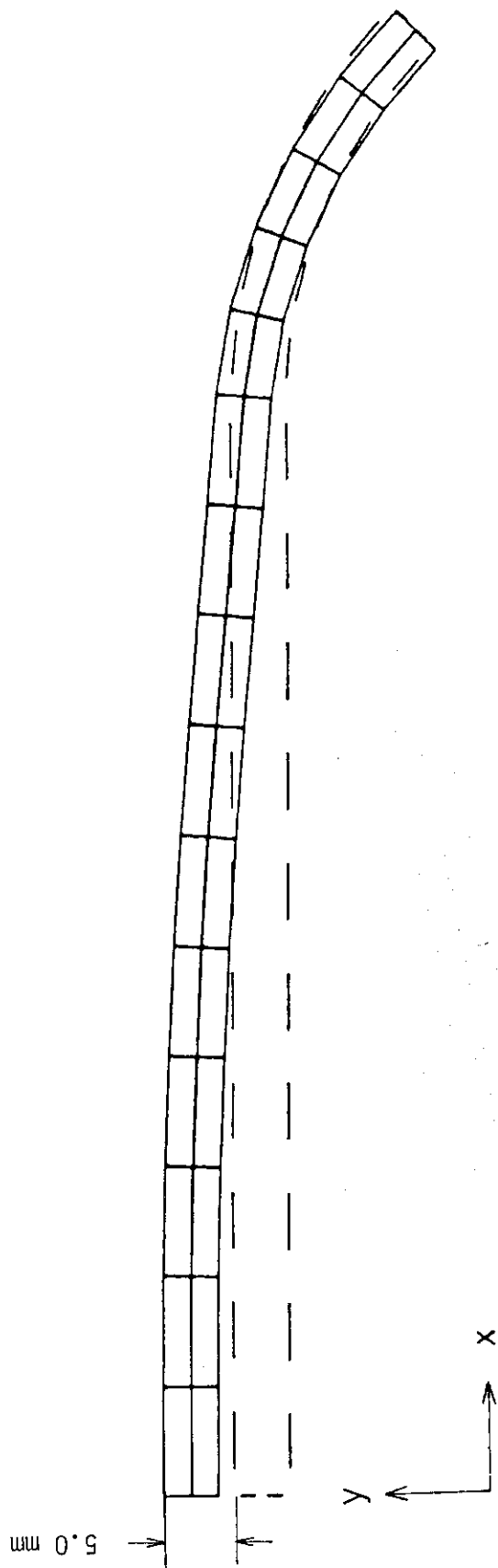


Fig. 3.4.9 Shape of Pre and Post Deformation under Internal Pressure
12kgf/cm² with gap 5.0mm

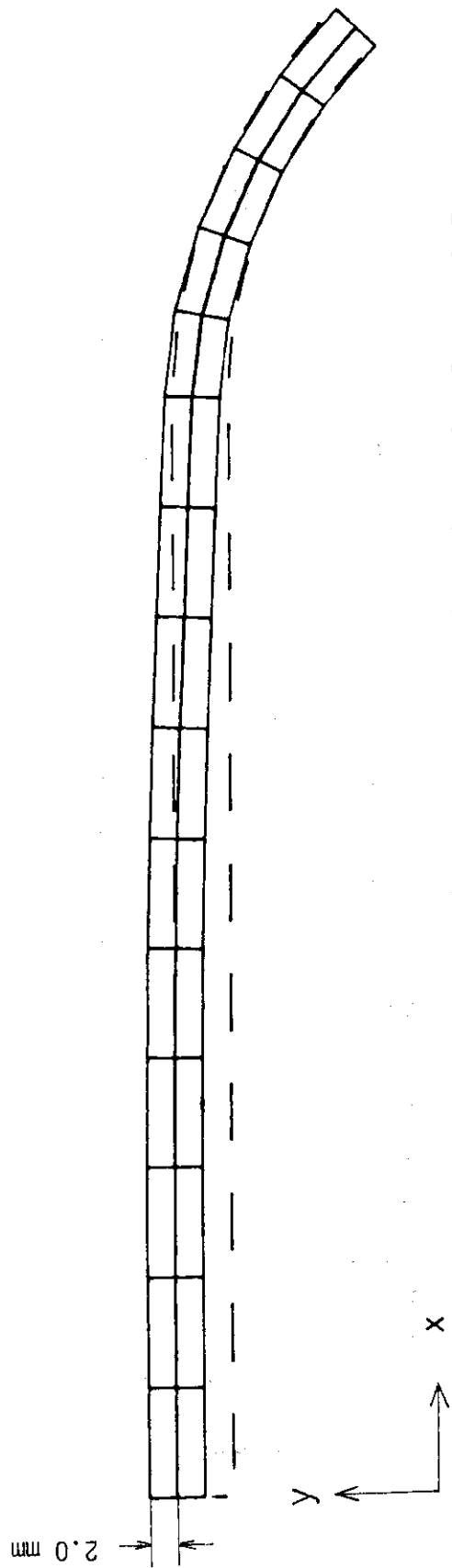


Fig. 3.4.10 Shape of Pre and Post Deformation under Internal Pressure
12kgf/cm² with gap 2.0mm

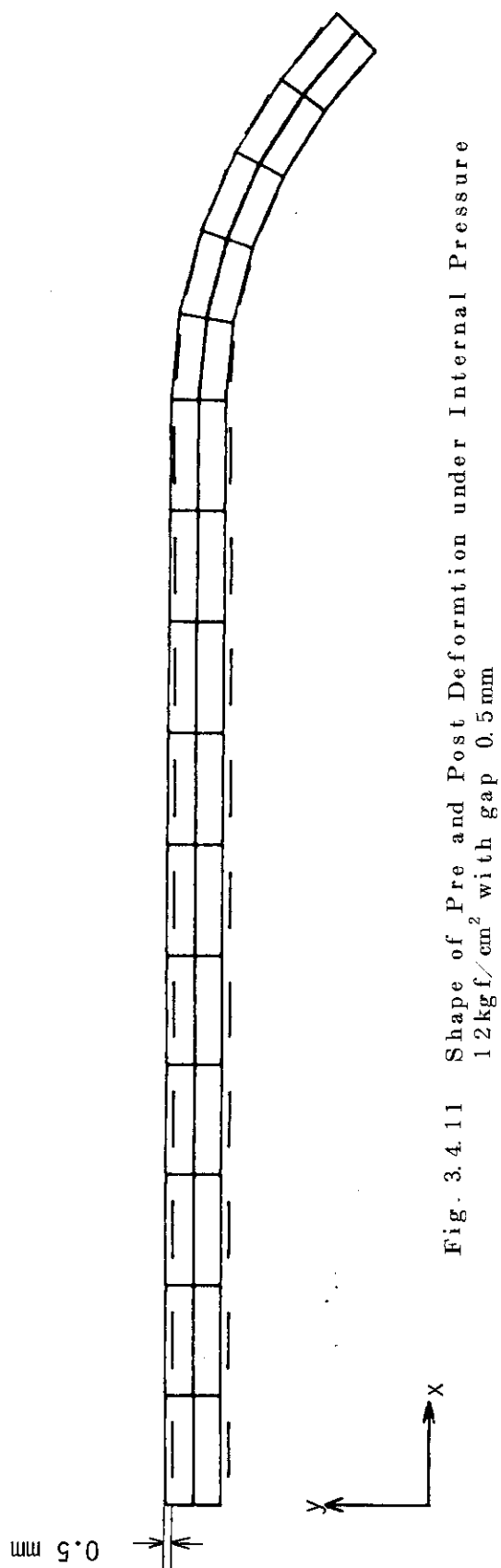


Fig. 3.4.11 Shape of Pre and Post Deformation under Internal Pressure
12 kgf/cm² with gap 0.5 mm

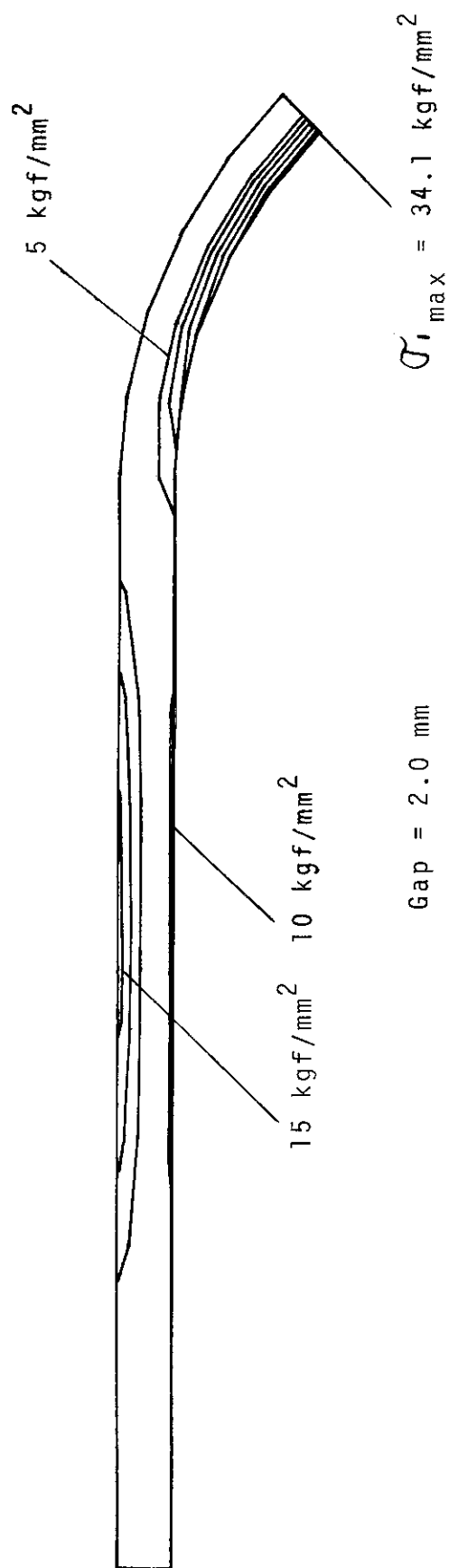


Fig. 3.4.12 Iso-Principal Stress (σ_1) Line under Internal Pressure
12 kgf/cm² with gap 2.0 mm ($4\sigma_1 = 5.0 \text{ kgf/mm}^2$)

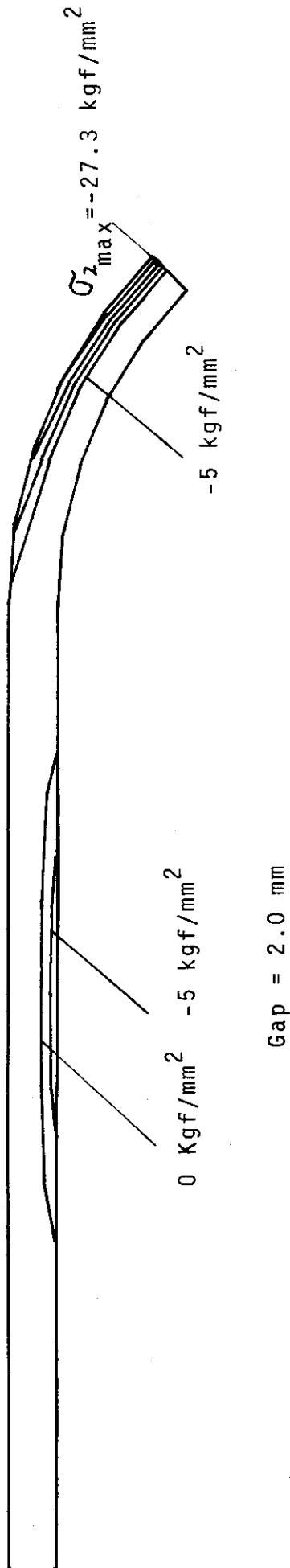


Fig. 3.4.13 Iso-Principal Stress (σ_2) Line under Internal Pressure
12kgf/cm² with gap 2.0 mm ($\Delta\sigma_2 = 5.0 \text{ kgf/mm}^2$)

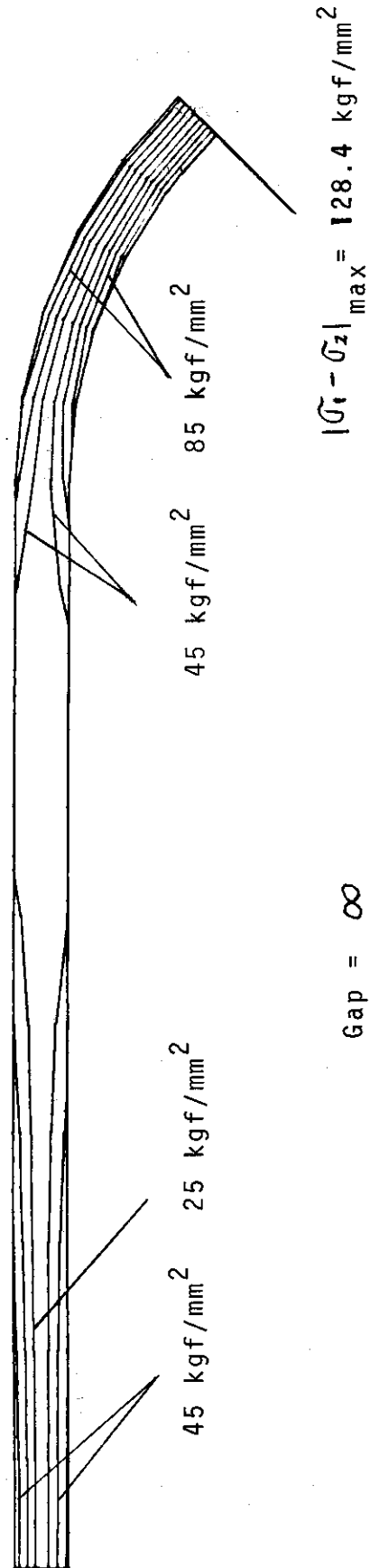


Fig. 3.4.14 Iso-Stress Intensity ($|\sigma_1 - \sigma_2|$) Line under Internal
Pressure 12kgf/cm² with gap infinite ($=\infty$), ($\Delta|\sigma_1 - \sigma_2| =$
20.0 kgf/mm²)

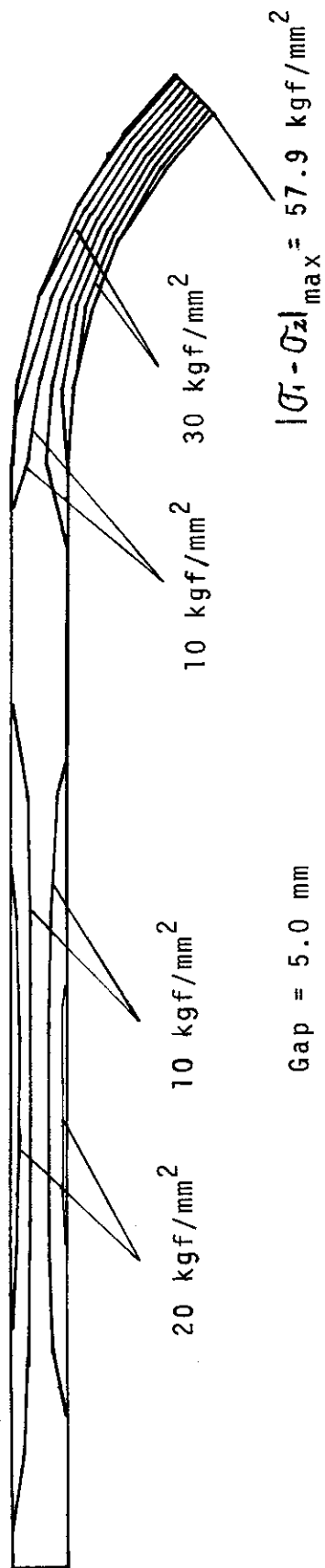


Fig. 3.4.15 Iso-Stress Intensity ($|\sigma_1 - \sigma_2|$) Line under Internal Pressure 12 kgf/cm² with gap 5.0 mm, ($\Delta|\sigma_1 - \sigma_2| = 10.0 \text{ kgf/mm}^2$)

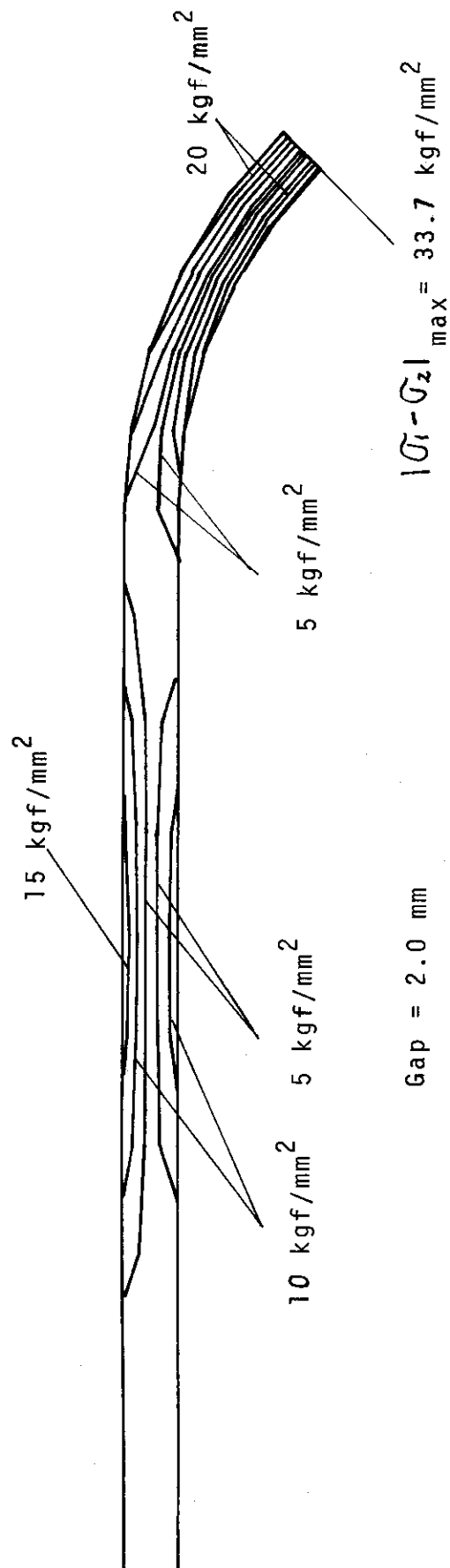


Fig. 3.4.16 Iso-Stress Intensity ($|\sigma_1 - \sigma_2|$) Line under Internal Pressure 12 kgf/cm² with gap 2.0 mm, ($\Delta|\sigma_1 - \sigma_2| = 5.0 \text{ kgf/mm}^2$)

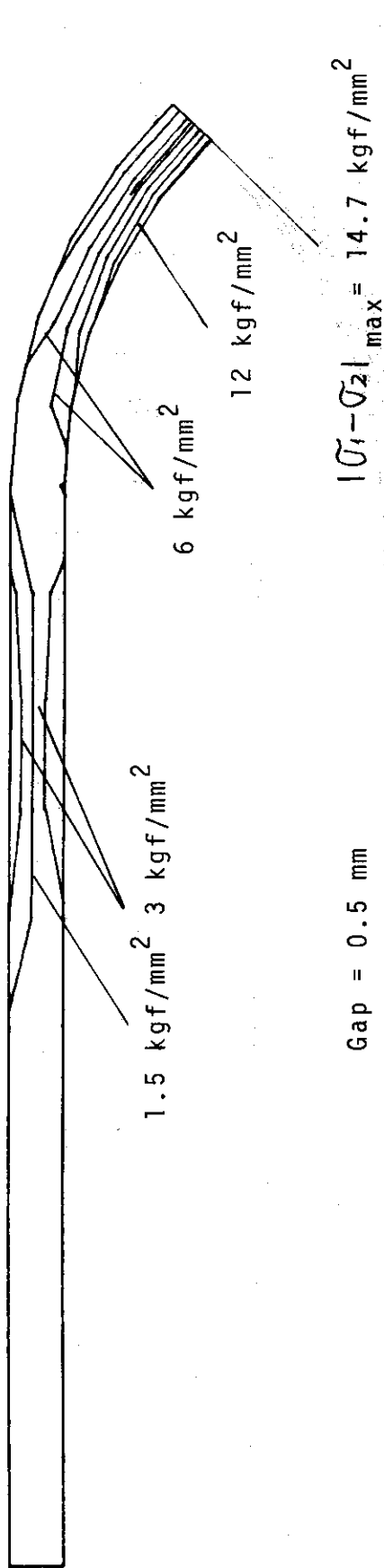


Fig. 3.4.17 Iso-Stress Intensity ($|\sigma_1 - \sigma_2|$) Line under Internal Pressure 12 kgf/cm² with gap 0.5 mm, ($\Delta |\sigma_1 - \sigma_2| = 1.5 \text{ kgf/mm}^2$)

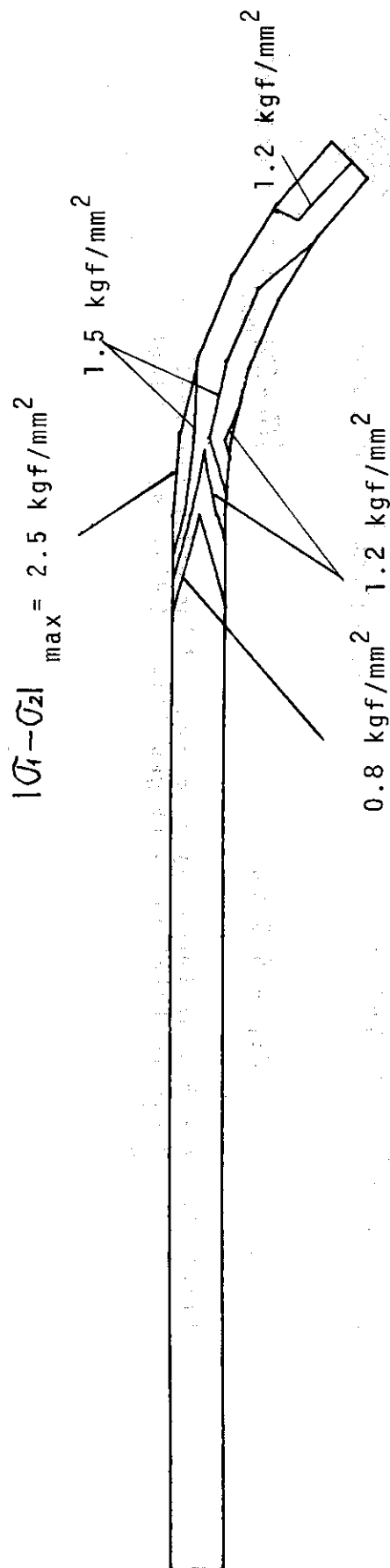


Fig. 3.4.18 Iso-Stress Intensity ($|\sigma_1 - \sigma_2|$) Line under Internal Pressure 12 kgf/cm² with gap 0.0 mm, ($\Delta |\sigma_1 - \sigma_2| = 0.3$ or 0.4 kgf/mm²)

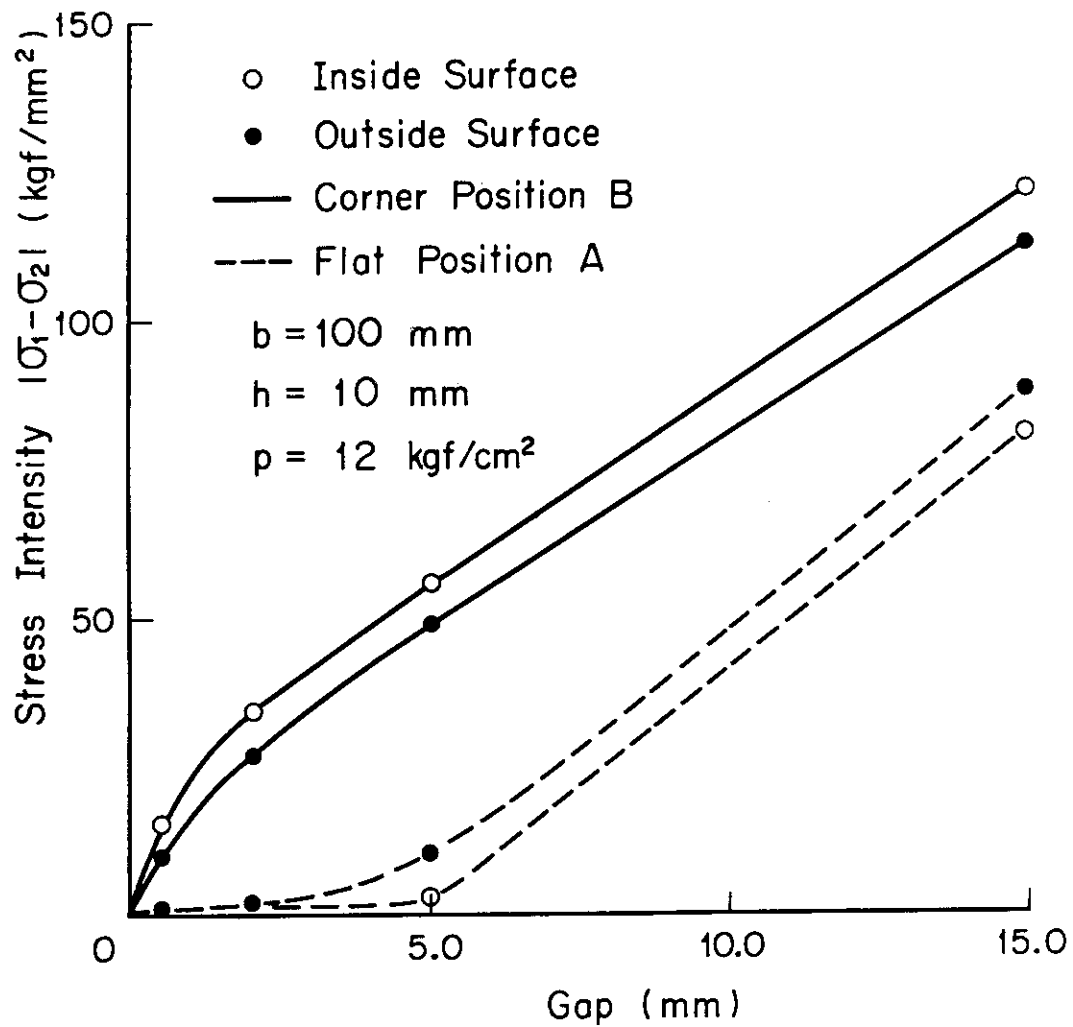


Fig. 3.4.19 Stress Intensities versus Gap

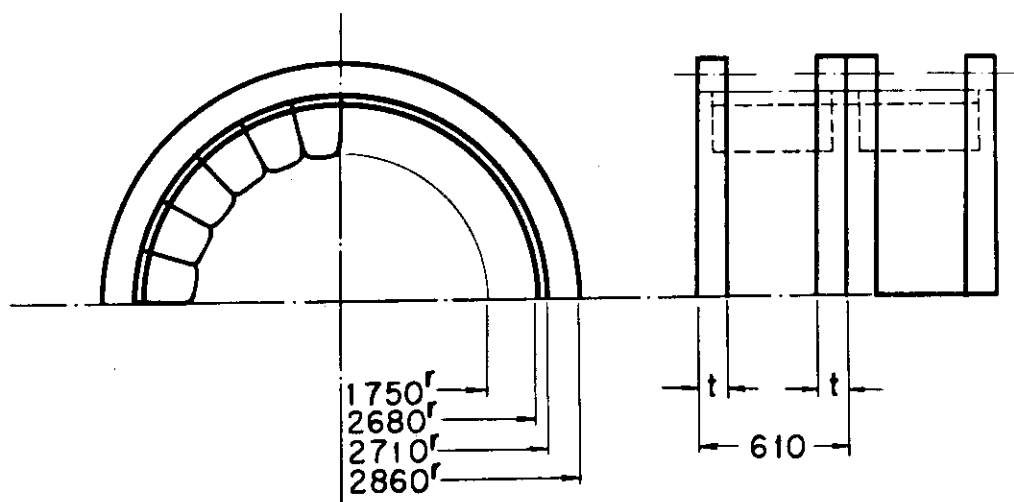
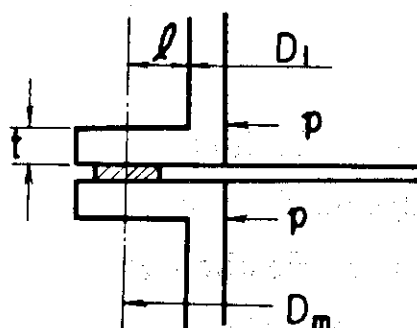
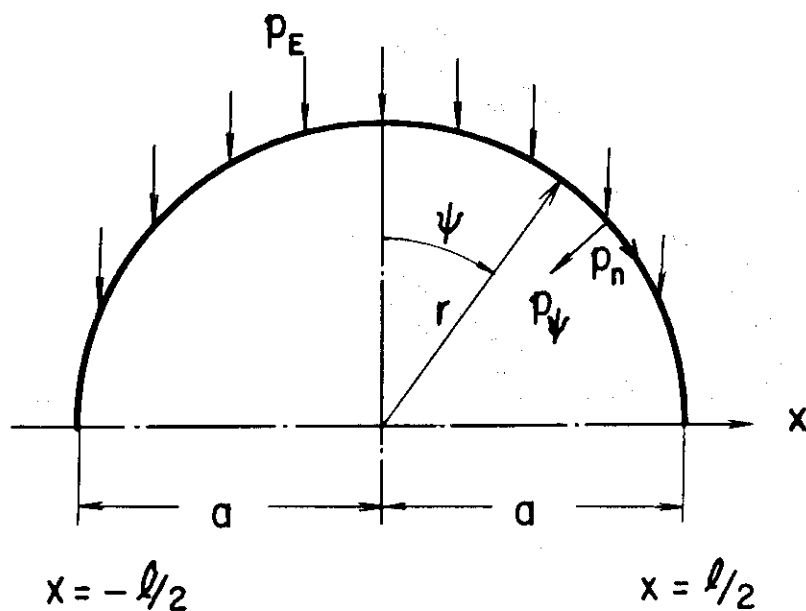


Fig. 3.4.20 Demension of the Blanket Ring Structure

Fig. 3.4.21 Flange using Ring Gasket⁵⁾

$$\text{Weight } p_{\psi} = -p_E \cdot \sin \psi$$

$$p_n = -p_E \cdot \cos \psi$$

$$N_{\psi} = -p_E \cdot a \cdot \cos \psi$$

$$N_{x\psi} = -p \cdot 2x \cdot \sin \psi$$

$$N_x = -p_E \left(\frac{l^2}{4} - x^2 \right) \cdot \cos \psi / a$$

Fig. 3.4.22 Theoretical Analysis Model of Blanket Ring Flange under Blanket and Flange Weight⁶⁾

3.5 容器第一壁構造材の中性子照射損傷

容器第一壁はD-T反応の結果プラズマから放出される最大14 MeVの中性子が直撃し、高速増殖炉に比べて原子のはじき出し数に対してHe原子の生成量が多い。多量のHeが生じたSUS 316ではFig. 3.5.1⁸⁾に示されているように高速実験炉(EBR-II)において照射されたものよりスエリング量が大きく、溶体化処理材が20%冷間加工材よりも特にスエリング量が大きい。

実験炉を100 MWtで運転した時の第一壁中性子壁負荷は 0.17 MW/m^2 であり、Heの生成率は最大 25 a ppm/yr (4.5参照)である。第一壁の温度が 530°C と仮定した場合、構造材SUS 316には次のような照射による影響が現れる。照射温度が 530°C 付近ではスエリング量が大きく、Fig. 3.5.2⁹⁾、3.5.3⁹⁾に示されているように延性の低下が著しい。しかしスエリング量や延性の低下および破断までの全伸びに関しては溶体化処理材に比べて20%冷間加工材の方が中性子照射損傷による影響はやや少ないと言える。故に第一壁構造材として20%冷間加工されたSUS 316を用いるならば、照射による延性の低下を基準にして0.5%¹⁰⁾を均一伸びにとると10年間の使用に対し充分耐えると思われる。

さらに、第一壁構造材SUS 316の使用限界を正しく評価するためには、中性子照射によるスエリングや延性の低下を基にするほか、運転状態での第一壁肉厚方向の温度変化による繰り返し熱応力による疲労の問題を検討しなければならない。

第一壁の中性子照射損傷についての評価は、核分裂炉に比べてHe生成量が多く、高速増殖炉でのデータを直接応用出来ないように思われる。そこで正確な評価を行うためには、核融合炉の照射条件に合った装置での実験・研究が必要である。

(湊 章男)

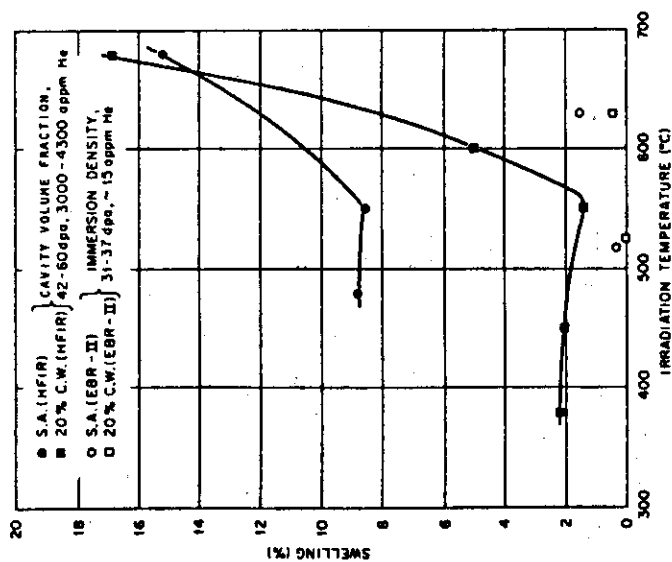


Fig. 3.5.1 Comparison of Swelling at Type 316 Stainless steel(8)

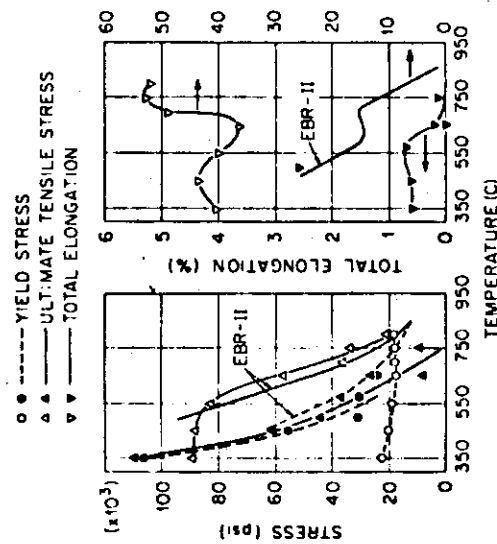


Fig. 3.5.2 Tensile Properties of Solution annealed Type 316 Stainless Steel, Open symbols are for unirradiated material, filled symbols are for HFIR-irradiated (5.6 to 8.7×10^{26} n/m^2), and EBR-II trend Curves are for samples irradiated to 1.2 to 2.9×10^{26} n/m^2 (9).

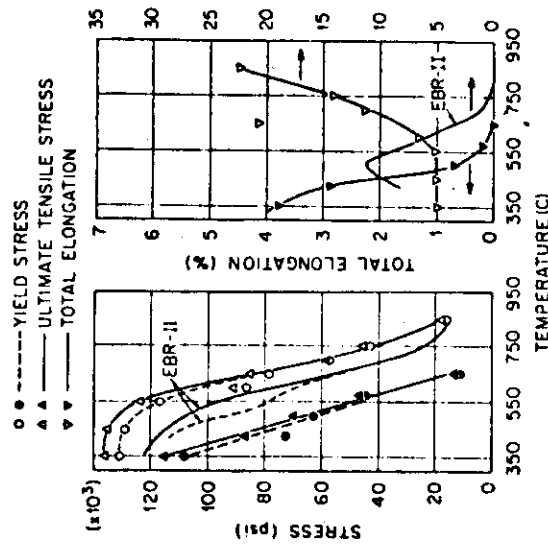


Fig. 3.5.3 Tensile Properties of 20%-Cold Worked Type 316 Stainless Steel, Open symbols are for unirradiated material, filled symbols are for HFIR-irradiated samples (5.6 to 8.7×10^{26} n/m^2), and EBR-II trend Curves are for samples irradiated to 1.2 to 2.9×10^{26} n/m^2 (9).

3.6 ま と め

設計を行って多くの問題が明らかになった。今後これらの問題を確決するための検討を進めていく計画である。以下に示す項目について述べる。但し、これらの記述は完全に整理されたものではなく、また、製造方法にまでは言及していない。

- ① 総括的な問題
- ② 本設計で判明した問題点ならびに今後の課題
- ③ 未検討事項
- ④ 設計上特に不足しているデータ
- ⑤ 動力炉となった場合に予想される問題

3.6.1 総括的な問題

炉構造設計上の難しさは次のような点にある。

- ① 熱源が大型トーラスでこれを細分化できない。
- ② 熱源から放出されるエネルギーの8割は中性子の運動エネルギーであり、プラズマに面する構造材の放射線損傷が激しい。
- ③ 受熱部は中性子の熱エネルギー化と遮蔽ならびにその冷却のために複雑な構造物となる。
- ④ その構造物は強い誘導放射能を帯びる。
- ⑤ トロイダルマグネットとリンクするので故障時の分解修理が難しい。
- ⑥ 高真空容器に配置されるので僅かなリークが問題になる。
- ⑦ 炉の起動停止に伴う繰返し熱応力が照射ぜい化した第1壁材料に印加される。
- ⑧ 起動停止時のプラズマ電流変化、アンスケジュールの急速遮断時に発生する渦電流とトロイダル磁場によって生じる電磁力低減のために炉構造物の細分化を要する。
- ⑨ プラズマへの不純物対策のためプラズマに面して低原子価材料を設置する必要がある。
- ⑩ プラズマ異常時の壁面への放熱メカニズムがよく分っていない。
- ⑪ プラズマに電流を流すためにプラズマ周方向の構造物の電気抵抗を高くする必要がある、等々。

3.6.2 本設計で判明した問題点ならびに今後の課題

(1) 真空容器をマグネット遮蔽内面としたことによる問題

- ① 高真空容器内に $13,000\text{ m}^2$ (真空容器壁面積を除いた値) という広い面積が存在することによる真空排気上の問題を検討する必要がある。
- ② 高真空容器内に10気圧のHeを収容した容器、管の表面が $9,000\text{ m}^2$ に達する。0.1 mm ϕ のピンホール相当の欠陥1ヶで炉は運転不能となる。
- ③ 然もその修理は極めて大きな困難を伴う。

上述の問題は真空容器を遮蔽内面としたために特に重大な問題としてとりあげられるものである。然し、真空容器をブランケット容器外側とするにしても電気抵抗を増加させることと高真空とすることの両者を同時に満足できるかどうか不明である。従って上述の問題がどのくら

い難しいことなのか充分に検討してみる必要がある。

(2) 壺形容器の問題、解決の方法

(内圧による応力の問題)

ブランケット部分のスペースファクターを高くし、トリチウム増殖比を高めるためには円筒容器(大円と小円の組合せも含む)よりも角形容器の方が好ましい。然し内圧が加わる場合次のような問題があって冷却体であるヘリウムの圧力を高くできない。

- ① ブランケット容器を角形容器とした場合、内圧により大きな曲げ応力が発生する。
- ② 曲げ応力を減少させる場合、自立型ではコーナー部半径や肉厚を大きくすればよいが、遮蔽やトリチウム増殖比が低下する。
- ③ ②の場合、隣接容器と接触する構造にすればブランケット容器が全て同形状ではなくさらにリング状フランジが完全な円形ではないので、内圧及び温度変化による複雑は変形挙動が予想される。

(他の問題)

- ① 各容器に冷却配管を設ける必要性のため、配管系が著しく複雑になる。
- ② プラズマ電流急変時の電磁力による壺の回転を防ぐためのロック機構を必要とするかもしれない。

(解決方法)

- ① 上述の問題は実験炉を対象とした場合には解決不能とは思えない。今後この方式で徹底的に検討してみる価値はある。
- ② 円筒容器(圧力容器としてはこれが最も自然)を用いてスペースファクターを良くする、あるいはトリチウム増殖に大きな害のないようにする方法を検討してみることは重要である。

(リング状容器とする方法)

リング状容器とすれば構造は単純になる。この場合プラズマに面する側とフランジ側の温度差を小さくし、熱応力を低減するために冷却管群を配置するが、次の検討を要する。

- ① 前置冷却管の熱応力低減方法の解決; 片側からの入熱であるため管の両面で大きな温度差を生じる。熱伝達の改善、材質の選択等。
- ② 前置冷却管群を配置したために複雑になるようでは無意味なので、故障した場合に部分的に交換できるような設計とする。

(3) 前置防護壁の必要性和その効果

プラズマに直接ブランケット容器第1壁をさらしておくと運転中の温度変化が激しい。また、プラズマが突然こわれて集中的にエネルギーを放出した場合に容器を破損する可能性が大きい。防護壁を設けることで次のような効果がある。

- ① 通常運転中の容器第1壁の熱流束が平均化され、第1壁の温度変化が小さく、且つ壁内部に発生する温度差の変化もゆるやかになる。
- ② 上述の効果のため、冷却体流量制御は容易になる。蓄熱器は不用となるかもしれない。
- ③ プラズマのエネルギーがかなり集中しても容器は破損しそうにない。
- ④ 第1壁の温度を運転中1000℃～1400℃の範囲に置くことができそうで、グラファイトを表面にとりつけたとしてケミカルスバフタリングを防ぎ、不純物問題に有利な働きを

する可能性がある。

⑤ この防護壁は輻射伝達のみで放熱するので故障時の修理は比較的容易である。

(4) ブランケット構造物の支持問題

① 全体的な支持構造

ブランケット集合体は遮蔽内面で受とめ、ついで、床面で支えるように考えているが、トロイダルマグネット支持と場所のとりあいの問題がある。

② ブランケットモジュール間の支持

モジュール間をボルトで接続するかどうかは分解修理とのからみで重要な問題である。外側の遮蔽で位置ぎめすれば中味のブランケット構造物が正確に位置が決るならボルトで接続する必要はない。

③ 遮蔽の座へのとりつけ方法

完全に上下で固定し、温度が上昇すれば隣のモジュールと密着するような方法がとればそれがよい。

(5) 周方向電気抵抗増加方法の問題

本文中に可能性ある方法を述べたが詳細に検討してみる必要がある。とくに、セラミックスクーティングの場合には炉の運転中の振動でプラズマ中に粉が落ちることがあるのかどうかなどの検討を要する。

(6) ブランケット修理の問題

全体的な修理の問題は14章にある。以下のことはブランケットに限る。

① 強力な放射線環境にある巨大構造物中の極く小さな欠陥を遠隔操作で検出する方法を確立する必要がある。

② 炉を分解しなくても修理できる欠陥と分解を伴うものと区別する必要がある。

③ 炉内で修理する場合、照射ぜい化した材料の溶接可能性を評価する必要がある。

④ また、放射線下での溶接の具体的な方法を検討する必要がある。

(7) 運転モード変更の問題

現在の420秒周期、300秒燃焼の運転モードを第2次設計では180秒周期、100秒燃焼程度に変更しようとしているが、ブランケット容器に与える温度サイクルの面からみて特に不都合はなく、むしろ好ましい面が多いことが判明した。

3.6.3 未検討事項

(1) メカニカルリミタ

この設計ではかなり重要なコンポーネントであるが、プラズマに面する表面への放熱量が不明であって未だ設計ができていない。今後の重要課題である。

今のところ駆動機構をもち、故障したら引抜いて修理できるようにしたいと考えているが、大きな表面積はとれないので(1ケにつき 4m^2 以下 $\times 4$ 台)、エネルギーが集中するようであれば、半固定で強制冷却とする方式とせざるを得ない。その場合、修理時の冷却管の切断などの問題がある。なお、輻射放熱の第1壁防護板がリミタの代用となるならば非常に好ましい。

(2) ブランケット内部の熱除去

問題は小さいと思われるが今後の研究課題である。

3.6.4 構造設計上特に不足しているデータ

設計上次のようなデータが不足している。

- ① プラズマからメカニカルリミタへの放熱量
- ② 放射線損傷を受けた材料の強度特性、とくに疲労の問題
- ③ プラズマ異常時の現象、とくに第1壁への放熱、プラズマ電流の切れ方（速さ、形状、移動）。

3.6.5 動力炉となった場合に予想される問題

今までの検討は定常熱流束 1.1 w/cm^2 、 2 w/cc に基づいている。第1壁負荷 1 MW/m^2 の動力炉を考えた場合上述の値はそれぞれ 20 w/cm^2 、 10 w/cc 程度になる（表面発熱は加熱装置による入力がないので第1壁負荷は実験炉の5倍であっても2倍程度であるが内部発熱は5倍）。この程度のものであれば何とかこの実験炉の延長で考えることができる。第1壁の熱応力を SUS 316 で 7 kg/mm^2 とする肉厚は上述の熱流束 3 mm 程度であり、内圧による応力を考えると出力に対する壺の数は同じくらいになろう（ 2000 MWt なら4～5万個）。 2 MW/m^2 であれば表面熱流束は 40 w/cm^2 に達し、SUSの低温の特性（放射線に対する）が良いということが仮にあったとしても熱応力と内圧応力、それと壺の数の関係からやはり非現実的な設計となろう。この出力密度では TZM など熱応力のかかりにくい材料で、しかも高い圧力の使える円筒形状（先端は球形ドーム）か、それにかわる形状でないと見込みはないであろう。

次に防護壁の温度限界の問題がある。これは熱流束と輻射率によって決る。総合輻射率 0.5（面1と面2の輻射率を乗じたもので0.5を得るには例えば 0.8×0.6 、 0.7×0.7 ）を得ることは容易なことではないが防護壁の裏側に凹凸を沢山設けるなどで確保できたとすれば 1 MW/m^2 の場合には充分使えそうである。温度限界は TZM の強度、低 Z 材の特性から制限されるが、もし 1600°C を限度とするならば 2 MW/m^2 という値は非現実的である。

以上を整理すると次のようになる。

- ① 構造材として SUS を用いるブランケット容器の場合、壁負荷は 1 MW/m^2 程度が限度である。
- ② 現実的な構造とするためには内圧を高くできるような構造を考案する必要がある。
- ③ 防護壁を使用するためには輻射率を高める方法を見出す必要がある。

なお、上述のことはダイバータを設置し、殆んど荷電粒子のエネルギーが他に流れていくなら全くちがった話になる。

参 考 文 献

- (1) 炉設計研究室, 「核融合実験炉第1次予備設計(中間報告書)」, JAERI-M 6670 (1976年8月)
- (2) "ASME Boiler and Pressure Vessel Code, Sec III, Nuclear Power Plant Components," 1974
- (3) 「強度設計データブック」裳華房, 昭和37年
- (4) "ANSYS", Smanson Analysis Systems, Inc, 1977
- (5) 「压力容器」, 野原石松, 共立出版株式会社, 昭和45年, pp. 268
- (6) 「機械工学便覧, 第4編・材料力学」, 日本機械学会, 昭和52年, pp. 4-117
- (7) Cases of ASME Boiler and Pressure Vessel Code, Case 1592 (1974)
- (8) Maziasz, P.J., Wiffen, F.W. and Bloom, E.E. "Swelling and Microstructural Changes in Type 316 Stainless Steel Irradiated under Simulated CTR Conditions", CONF-750989, P.I-259 (1975)
- (9) Bloom, E.E. and Wiffen, F.W. "The Effects of Large Concentrations of Helium on the Mechanical Properties of Neutron-Irradiated Stainless Steel", Journal of Nuclear Materials, 58(1975) pp. 171-184.
- (10) 白石健介, 「核融合材料の中性子照射損傷」, 金属物理セミナー, Vol 2, №3, 1977
- (11) Sako, K., et al., "Conceptual Design of a Gas Cooled Tokamak Reactor", Nuclear Fusion, special Supplement 1974, pp. 27~49.
- (12) 「核融合炉材料調査小委員会, 調査報告会」, 日本学術振興会, 昭和51年8月

4. 核 設 計

D-T核融合反応に伴って放出される中性子は、融合反応エネルギーの約8割をブランケット中で熱に変え、さらに発熱反応によりブランケット中の発熱量を増加させる。また中性子はトリチウム親物質との核反応により、天然には存在しないトリチウムをブランケット中で再生産する。その反面、この中性子は炉の構成材料に損傷を与えるとともに核種変換反応により誘導放射能を生ぜしめる。この章ではこれらの14MeV中性子に起因して生ずる諸現象に関する検討結果について述べる。

4章は6つの節からなっており、各々、トリチウム増殖、放射線発熱、第1壁中性子束分布、誘導放射能、放射性廃棄物、放射線損傷について述べる。

なお検討結果は古い設計に基づいている部分が若干ある。古い設計とは中間報告書¹⁾の段階で想定されていた設計である。新しい設計は次の3点につき古い設計と炉構造が違っている。
①リチウムを含まないインナーブランケット領域を小さくした。②トーラス外側の遮蔽体厚さを30cm大きくした。③炉モジュール数を12個から8個に減少させた。これらの変更は核計算結果に影響を与えるが、新しい体系について計算をやり直す必要の無いと思われる部分はそのまま古い体系の計算結果を用いている。

上述の変更はいずれも炉物理計算結果と深い係りがあり、特に②と③は中間報告書段階の炉物理計算結果を考慮して行われた。②の変更の理由は誘導放射能であり、③の変更の理由は中性粒子入射孔からの中性子ストリーミングである。これらについては各々の計算結果を報告するところで述べる。

4.1 トリチウム増殖

ブランケットはトリチウムを再生産する役割の他に、放射線遮蔽の役割も課せられている。実験炉においてはトロイダルマグネットのトーラス内側部分を遮蔽することが厳しい問題であるから、トーラス内側のブランケットは遮蔽性能の良いものとし、トリチウム増殖を犠牲にするのはやむを得ない。増殖比は必ずしも1.0を越える必要は無く、不足分は外部から補給することとした。

しかし、トリチウムの補給も易しい問題では無く、その量は少ないほど良い。核融合出力100MW、運転周期420秒、全出力運転時間300秒、稼働率0.7とすると1年間のトリチウム消費量は約2.8kgである。一方核分裂炉でトリチウムを生産すると、出力100MWtのナトリウム冷却高速炉を用いた試算では数百g/年程度であり²⁾消費量全てを供給することは困難である。装置の機能を損わない範囲で、出来る限り大きな増殖比を得るようにすべきであろう。

ここでは(1)設計点でのトリチウム増殖比の評価、(2)設計パラメータの与える効果について述べる。Table 4.1.1にブランケット各領域の組成を示す。

4.1.1 設計点でのトリチウム増殖比の評価

詳細なトリチウム増殖比の評価は旧設計に対して行われた。トリチウム増殖比に影響を与えるその後の変更は次の3点である。

① Li_2O の密度は旧設計では理論密度の70%であったが新しい設計では85%とした。これは85%でもトリチウムは Li_2O から容易に分離されることが実験的に明らかにされたからである。³⁾ ② Li_2O を含まないインナーブランケットの領域をトーラス内側120度から90度に縮小した。トリチウム増殖比を出来るだけ大きくし、外部からのトリチウム補給量を減少させるためである。③ ブランケット中の反射材をグラファイトからステンレス鋼に変え遮蔽効果を大きくした。トーラス外側のブランケットも遮蔽効果を高める必要が生じて来たからである(後述)。このためトリチウム増殖比は若干減少するであろう。

以上の変更に伴う補正を旧設計でのトリチウム増殖比の値に施し新しい設計点でのトリチウム増殖比を求めた。

①と③の変更の効果は1次元 S_N 計算コード ANISN ⁴⁾ により新設計と旧設計につき計算し、得られたトリチウム増殖比の比を取り補正係数とした。この結果補正係数は1.05となった。

②の変更の補正係数は次のように求めた。旧設計点においてブランケットが全て Li_2O を含むアウターブランケットと同じ組成とした場合トリチウム増殖比は1.04であった。それが、インナーブランケットが Li_2O を含まないために0.84に減少した。減少した分は0.2である。インナーブランケット領域をトーラス内側120度から90度に縮小すれば、この減少分は0.2から約0.15になると推定される。従ってインナーブランケット領域を縮小した場合のトリチウム増殖比は0.89となり0.84の1.06倍となる。1.06を②の変更の補正係数とした。

旧設計点では以下に示すようにトリチウム増殖比が詳細に評価されておりその値は0.81であった。この値に上記の補正を施して新設計でのトリチウム増殖比は0.9となった。

旧設計点においてはトリチウム増殖比は次のように評価した。

Fig.1.1に炉の概念図が示されている。トーラス外側の代表的ブランケットの構造はFig.3.2.1(B)に示されている。トリチウム増殖物質としては Li_2O を、ペブルおよびブロックの形状で装荷する。トーラス内側は超電導マグネットとプラズマの間の空間が広く採れないためブランケットをステンレス鋼、 B_4C 等の混合物とし超電導マグネットの遮蔽効果を高めている。このようにプラズマ中心軸に対して、ブランケットが軸対称となっていないため、1次元計算のみでは十分な精度で増殖比を評価することが出来ない。従って2次元輸送 S_N コード TWOTRAN-GG ⁵⁾ を用い、トリチウム増殖比を評価した。Fig.4.1.1に2次元 R-Z モデルを示す。中性子エネルギー群数は7群とし、散乱近似次数 P_1 、角度分割近似数 S_8 とした。また各組成の7群の断面積は、 ENDF/B-III から SUPERTOG ⁶⁾ により作成された各核種断面積を用い、1次元計算(42群, P_5 , S_8 , ANISN) から縮約して求めた。2次元 R-Z 計算の結果、トリチウム増殖比0.84を得た。しかしこの結果は以下の点に関する補正を要する。i) 円形であるプラズマの断面を正方形で模擬している。ii) 中性子エネルギー群数、散乱近似数が小さい。iii) 構造材と Li_2O を均質化している。これらの問題を検討するため、 ANISN , TWOTRAN-GG を用いて Fig.4.1.2 および 4.1.3 に示す体系について計算を行い検討した。以下に各項目について述べる。

i) 断面形状の補正

2次元R- θ モデルでプラズマ断面を正確に模擬した計算Case 4（ただしこの場合は、プラズマは円柱形状となる）とFig.4.1.2のモデルで主半径を無限大とした計算Case 7（プラズマは四角柱形状となる）との比較より補正係数を求めた。この結果Fig.4.1.1のモデルはトリチウム増殖比を5%過大評価していることが分った。

ii) エネルギー群数、散乱近似次数の補正

内側のブランケット組成を外側のブランケット組成で置き換えた2次元R- θ モデルについて行った計算Case 3（7群, P_1 , S_8 ）とANISNによる一次元計算Case 1（42群, P_5 , S_8 ）とを比較することにより、誤差は殆んど無視し得る程小さいこと（1%以下）が分った。

iii) 非均質効果の補正

ブランケットの構造材が占める体積率はトリチウム増殖比に比較的大きな影響を与える。実験炉では構造材の体積率が15~17%と大きい。

従って構造材がトリチウム増殖に与える影響を詳しく検討しておく必要がある。上述の計算では Li_2O と構造材は均一に混合しているものとして取り扱った（均質モデル）。この取り扱いによる誤差を評価するため、Fig.4.1.3のモデルを考え、TWOTRAN-GGにより2次元R- θ 計算を行った。このモデルは、 Li_2O 部分、構造材部分を別領域とした計算である（非均質モデル）。この結果トリチウム増殖比として1.06を得た。これに対応する均質モデル（ANISNによる一次元計算）ではトリチウム増殖比が1.04となる。この差の内訳を見ると、非均質モデルに較べ均質モデルは、 7Li によるトリチウム増殖比を14%過少評価し、 6Li によるトリチウム増殖比を1%過大評価している。実験炉では ^{nat}Li を使用するため、 7Li による増殖比の過少評価量が、 7Li による増殖比の過大評価量を上まわるため結果的に、均質モデルは2%過少評価することになった。 6Li を濃縮して使用する場合はこの傾向が逆になることが考えられるから注意が必要である。（実際UWMAK-IIにおける検討では、均質モデルは相当量トリチウム増殖比を過大評価することが報告されている）⁷⁾

以上の検討の結果、実験炉の設計点におけるトリチウム増殖比は、プラズマ断面形状補正、非均質補正を施すと $0.84 \times 0.95 \times 1.02 = 0.81$ となった。

なおここでは考慮しなかったが、このほか、ブランケット領域にインジェクタ孔があることもトリチウム増殖比に影響を与えると思われる。一般にその変化量(ΔT)は次の2つの成分に分けて考えることができる。

$$\Delta T = \Delta T^V + \Delta T^S$$

ここで ΔT^V はトリチウム生成領域でのインジェクタ孔の体積に相当する Li の減少による変化量であり、 ΔT^S はインジェクタ孔によるブランケット内での中性子スペクトルの変化に相当する変化量である。実用炉の計算結果によれば $\Delta T/T$ は約1.3%程度であり、 ΔT^V と ΔT^S の比は7:3程度となっている。実験炉の場合 $\Delta T^V/T$ は概算によれば2~3%以下であるので、 $\Delta T/T$ もこの値から大幅に変化することはないであろう。

この効果を考慮すればトリチウム増殖比は若干減少することになる。

4.1.2 設計パラメータの与える効果

今後更に設計を進めるに際しての資料とするため、設計パラメータを変化させた場合、トリチウム増殖比がどのように変わるかを調べた。選んだパラメータは(i)第1壁表面のカーボンコーティングの厚さ、(ii) Li_2O 密度、(iii) ペブル部材質 (Li_2O or Be)、(iv) ブランケット構造材体積、(v) トリチウム増殖材の種類 (Li_2O or Li) である。トリチウム増殖比の相対的变化さえ分かれば良いから、計算は1次元コードANISNを用いた。ただし(iv)についてのみ2次元計算コードTWOTRAN-GGも用いて検討した。

(i)、(ii)、(iii) についての計算結果をTable 4.1.2に示す。カーボンコーティングの厚さはトリチウム増殖比にほとんど影響を与えない。 Li_2O 密度は大きい方が良いのは当然である。実際には Li_2O からトリチウムがどれだけ分離できるかによって密度が決定される。前述のように理論密度の85%でもトリチウムが Li_2O から容易に分離されることが明らかになりトリチウム増殖比はこれにより約6%増加した。ペブル部材質を Be に変えるとトリチウム増殖比はやはり4%増加する。 Be を用いることにより何ら不都合を生じないならば、その使用も検討に値する。

構造材の体積率はトリチウム増殖比にかなりの影響を与える。Fig. 4.1.4に容器壁の体積率をパラメータとしたグラフを示す。構造材としては、この他に Li_2O のキャンニング等に使っているステンレス鋼6%がある。従って横軸の0点は、構造材体積率6%に相当し、設計点は構造材体積率約18%に相当する。構造材体積率を6%にすることが出来ればトリチウム増殖比は12%増加する。他の炉では構造材体積率5%で設計した例もあるが、⁸⁾ 実際にどこまで減少させられるかは、構造設計が更に詳細化されるのを待つことになる。

トリチウム増殖材として Li_2O の代りに液体リチウムを使用した場合についての計算は1次元コードANISNを用い、Fig. 4.1.2 Case 1のモデルで行った。その結果トリチウム増殖比は1.10となり、かなり増加した(0.06)。ただし、ブランケット容器の構造はFig. 3.1(a)と同じであり、 Li_2O と He が置かれている空間に液体リチウムを充填したとして計算している。また液体リチウム中にはステンレス鋼6%が構造材として存在していると仮定した。 Li_2O もステンレス鋼でキャンニングしてあり体積比は6%だから構造材の体積率を両者同じにしたことになる。固体 Li_2O から液体リチウムに変ればブランケット構造全体が大きく変わるはずであるが、その点に関しては考慮してない。必要な構造材体積率が同じであり、液体リチウムの場合 He 部分が存在しないと仮定するなら、液体リチウムの方が Li_2O よりトリチウム増殖比を大きくできる。

(飯田浩正, 井手隆裕)

Table 4.1.1 Nuclide densities of blanket mixtures

	First Wall or End Wall	S.S. + W	Vacuum or plasma	Carbon coating	Pebble Li ₂ O Region	Block Li ₂ O Region	S.S. Reflector
Ni	9.848^{-3}	1.005^{-3}	1.000^{-11}	8.374^{-2}	8.863^{-4}	1.674^{-3}	8.863^{-3}
Cr	1.575^{-2}	2.678^{-3}			1.418^{-3}	2.678^{-3}	1.418^{-2}
Mo	1.255^{-3}	2.134^{-4}			1.130^{-4}	2.134^{-4}	1.130^{-3}
Fe	5.909^{-2}	1.674^{-3}			5.318^{-3}	1.005^{-2}	5.318^{-2}
C							
He		1.000^{-5}			2.700^{-5}	1.100^{-5}	
⁶ Li					1.228^{-3}	3.685^{-3}	
⁷ Li					1.532^{-2}	4.598^{-2}	
O					8.275^{-3}	2.483^{-2}	
¹⁸² W		1.215^{-2}					
¹⁸³ W		6.577^{-3}					
¹⁸⁴ W		1.398^{-2}					
¹⁸⁶ W		1.297^{-2}					

Table 4.1.2 Result of tritium breeding ratio parametric study

	Thickness of carbon coating (mm)	Li ₂ O density (% T.D)	Material in the top portion of blanket	Tritium breeding ratio
Design point	5	70	Li ₂ O	1.04
Case 1	2	-	-	1.05
Case 2	10	-	-	1.02
Case 3	-	60	-	0.96
Case 4	-	80	-	1.08
Case 5	-	-	Be	1.08

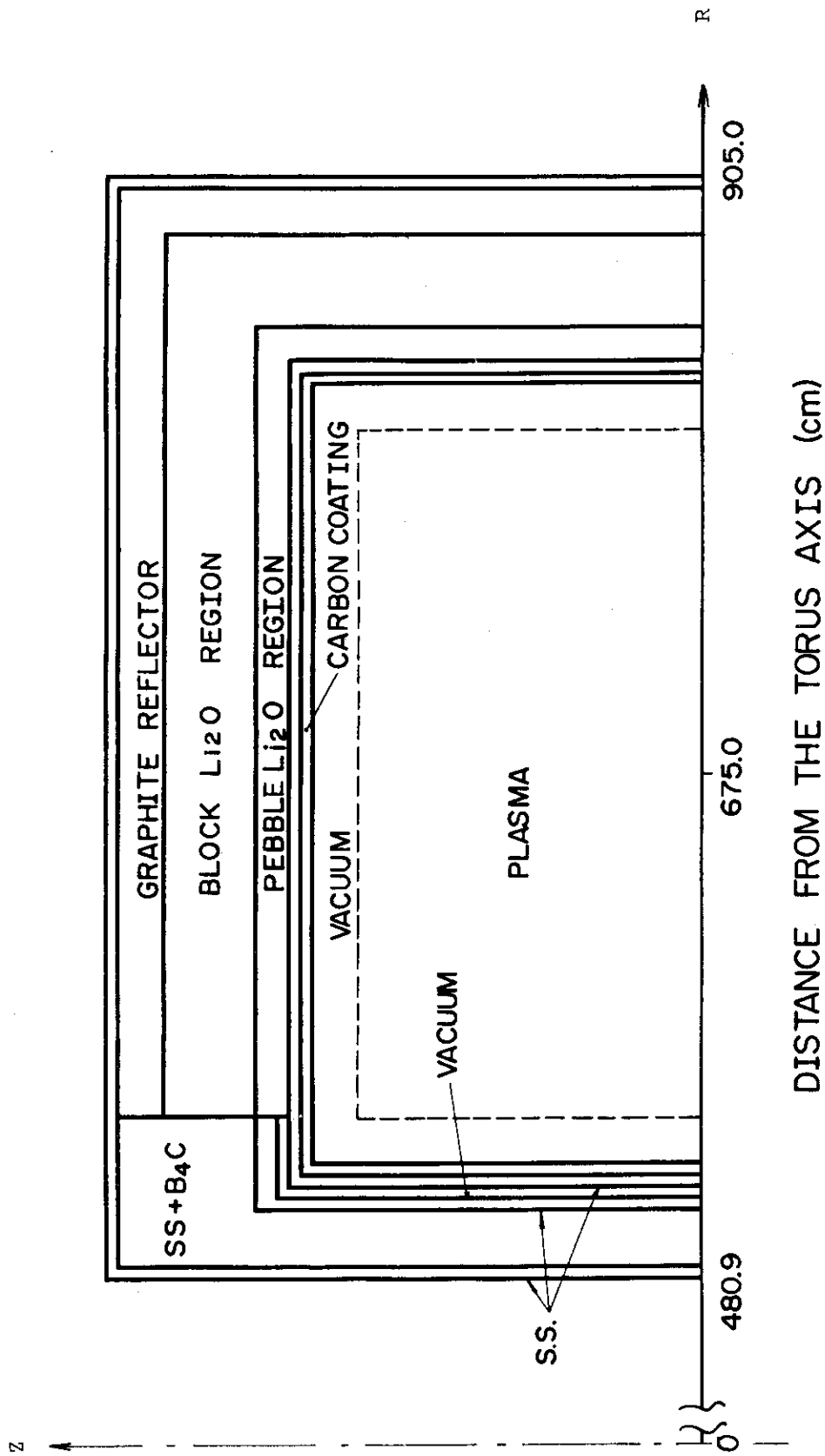


Fig. 4.1.1 Two dimensional calculation model of JXFR blanket

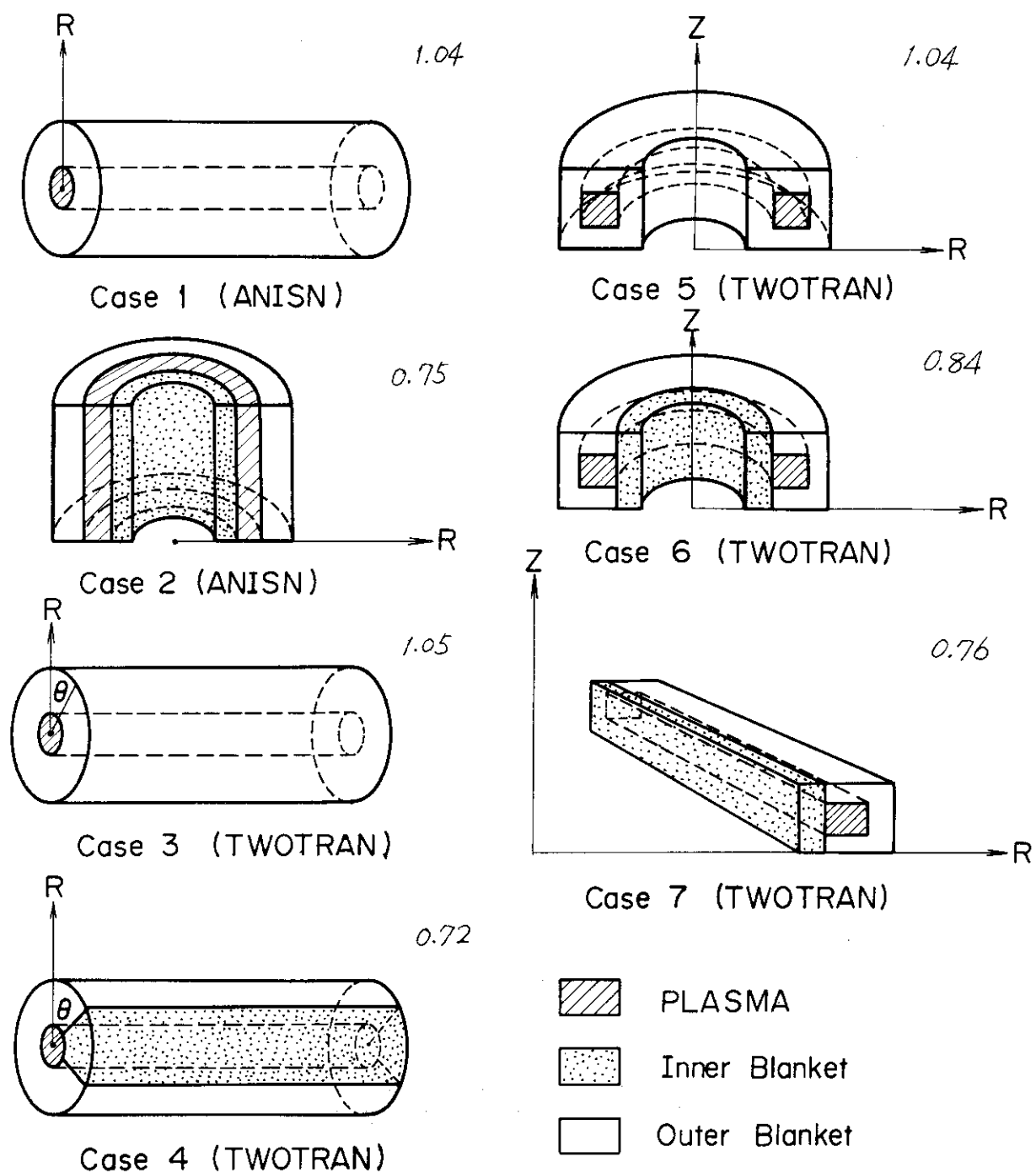


Fig. 4.1.2 Various calculational models of the blanket and values of tritium breeding ratio

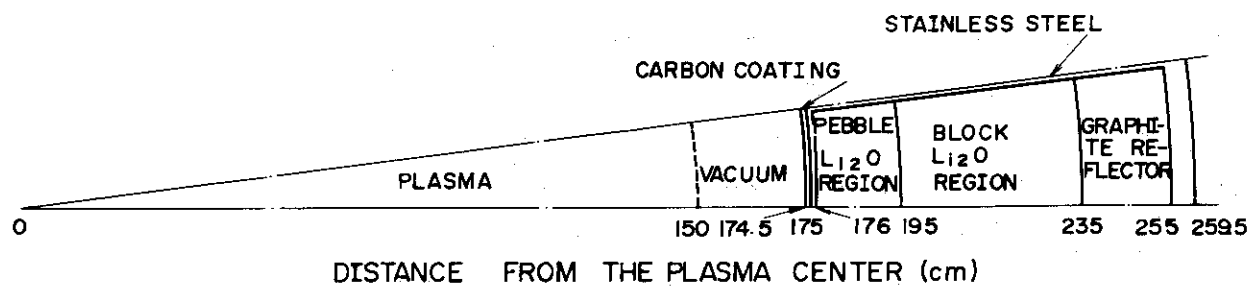


Fig.4.1.3 Heterogeneous calculation model of blanket

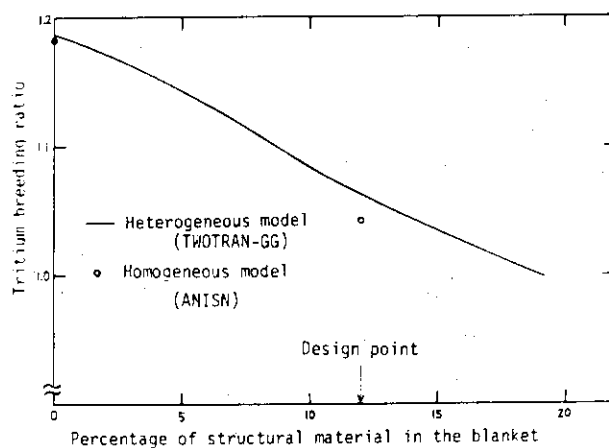


Fig.4.1.4 Tritium breeding ratio vs. volume fraction of blanket cell wall

4.2 放射線発熱

実験炉においてブランケットにおける放射線発熱は発電に利用されることがないため除熱の対象となるだけである。またD-T中性子に起因する発熱率はブランケット中で第1壁からの距離とともにほぼ指数函数的に減衰するのに対して、プラズマからの荷電粒子や電磁波は第1壁表面において発熱するのでこの冷却の方がより困難である。

放射線による発熱を中性子により直接生ずる部分(neutron heating)と中性子の反応により生成するガンマ線の吸収、散乱による部分(gamma-ray heating)とに分けると、後者の割合が全体の4割以上を占める。ガンマ線による発熱の計算の基となるガンマ線生成断面積データが現状では精度が良くないので、あまり厳密な計算を行う意味はない。

計算には炉設計室で従来から使用している42群中性子-21群ガンマ線結合断面積を用いた。この多群断面積のエネルギー群構造をTable 4.2.1と4.2.2に示しておく。この多群断面積作成の際に使用した核データおよびプロセスコードについては第5章の5.1.2に述べてある。中性子およびガンマ線の輸送計算は一次元輸送計算コードANISN⁴⁾にてP₅-S₈近似で行った。また計算にはプラズマを円柱で近似した1次元円柱計算モデルを用いた。実験炉においてはトラスの内側と外側でブランケットや遮蔽層の組成や寸法が異なっており、その体積比はほぼ2:9である。そこでブランケットの周囲を全て内側のブランケット、遮蔽層などが取り囲むような内側計算モデルの発熱量の2/11と全て外側のブランケットなどが取り囲む外側計算モデルの発熱量の9/11の和が実験炉でブランケットの全発熱量に等しくなると仮定した。

Table 4.2.3に内側計算モデルにおける入射14MeV中性子あたりの各領域の発熱量を示す。このモデルでは全放射線発熱量は13.17MeV/D-T neutronで14MeVよりも小さい値となっている。この原因のひとつは計算に用いたタングステンのガンマ線生成データが2次ガンマ線の発生量を過小評価しているためと考えられる。ブランケットでは全発熱量の約98%が発生し、とりわけ第7領域のステンレス鋼中での発熱量が大きい。この領域ではgamma-ray heatingはneutron heatingの約3倍であるが、タングステン領域では前者は後者の約30倍にもなっている。その結果、gamma-ray heatingが全発熱量に占める割合は76%と非常に大きく、内側ブランケットでは重要な役割を果たす。

外側ブランケットにおいては、Table 4.2.4に示すように中性子とガンマ線による発熱割合の大きさは逆転してneutron heatingが63%を占めている。放射線発熱の大半(約86%)はLi₂Oを含む二つの領域で生じており、特に⁶Li(n, α)t反応の寄与が大きいものと思われる。そして全発熱量も16.79MeV/D-T neutronと入射中性子エネルギーの約2割増しとなっている。ブランケットにおける発熱量は全発熱量の99.7%にもなり、残りは僅かに0.3%に過ぎない。

内側計算モデルの発熱量の2/11と外側計算モデルの発熱量の9/11を加え合わせた実験炉全体のD-T中性子あたりの平均発熱量は16.1MeV/D-T neutronとなる。

内側計算モデルにおける放射線発熱率分布はFig. 5.1.18に示してある。最も放射線発熱率が高いのは第1壁のステンレス鋼の中であるが、その値は高々1.85W・cm⁻³である。内側ブランケット中では発熱率は約1W・cm⁻³からその百分の一程度までほぼ指数函数的に減少し、

重コン遮蔽層での最大の放射線発熱率は約 $2 \times 10^{-2} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$ である。

Fig.5.1.19 に外側計算モデルにおける放射線発熱率を示す。第1壁のステンレス鋼中でやはり最大値 $1.90 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$ をとるが、ブランケット中の発熱量は $0.6 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$ 以下であり、重コン遮蔽層中では $4 \times 10^{-3} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$ 以下となっている。

(関 泰)

Table 4.2.1 42-group neutron energy group structure

Group	Energy	Limits	Mid - Point	Energy
				MeV
1	15.000	-	14.360	
2	13.720	-	13.135	
3	12.549	-	12.014	
4	11.478	-	10.989	
5	10.500	-	9.907	
6	9.314	-	8.788	
7	8.261	-	7.795	
8	7.328	-	6.914	
9	6.500	-	6.129	
10	5.757	-	5.428	
11	5.099	-	4.808	
12	4.516	-	4.258	
13	4.000	-	3.581	
14	3.162	-	2.831	
15	2.500	-	2.186	
16	1.871	-	1.636	
17	1.400	-	1.229	
18	1.058	-	0.929	
19	0.800	-	0.683	
20	0.566	-	0.483	
21	0.400	-	0.342	
22	0.283	-	0.242	
23	0.200	-	0.171	
24	0.141	-	0.121	
25	100.0	-	73.25	KeV
26	46.5	-	34.0	
27	21.5	-	15.75	
28	10.0	-	7.325	
29	4.65	-	3.40	
30	2.15	-	1.575	
31	1.00	-	0.733	
32	0.465	-	0.340	
33	0.215	-	0.158	
34	100.0	-	73.25	eV
35	46.5	-	34.0	
36	21.5	-	15.75	
37	10.0	-	7.325	
38	4.65	-	3.40	
39	2.15	-	1.58	
40	1.00	-	0.733	
41	0.465	-	0.340	
42	0.215	-	0.108	

Table 4.2.2 21-group gamma-ray energy group structure

Group	Energy Limits (MeV)	Mid-Point Energy (MeV)
1	14.0	13.0
2	12.0	11.0
3	10.0	9.0
4	8.0	7.75
5	7.5	7.25
6	7.0	6.75
7	6.5	6.25
8	6.0	5.75
9	5.5	5.25
10	5.0	4.75
11	4.5	4.25
12	4.0	3.75
13	3.5	3.25
14	3.0	2.75
15	2.5	2.25
16	2.0	1.75
17	1.5	1.25
18	1.0	0.7
19	0.4	0.3
20	0.2	0.15
21	0.1	0.055

Table 4.2.3 Radiation heating in the inner calculational model

Zone No. (k)	Regions	Radiation heating (MeV/D-T neutron)		
		Neutron $\int H_n \phi_n dV_k$	Gamma-ray $\int H_\gamma \phi_\gamma dV_k$	Total $\int H_n \phi_n + H_\gamma \phi_\gamma dV_k$
1	Plasma*	1.80×10^{-8}	1.95×10^{-10}	1.82×10^{-8}
2	Vacuum*	5.23×10^{-9}	7.32×10^{-11}	5.30×10^{-9}
3	Carbon coating	3.52×10^{-1}	8.64×10^{-2}	4.38×10^{-1}
4	Stainless steel (SS)	5.39×10^{-1}	9.35×10^{-1}	1.47
5	Helium	4.14×10^{-3}	3.23×10^{-4}	4.47×10^{-3}
6	SS	4.14×10^{-1}	8.88×10^{-1}	1.30
7	SS(90%)+He(10%)	1.55	4.29	5.84
8	SS(17%)+W(73%)+He(10%)	1.01×10^{-1}	3.66	3.76
9	SS	6.75×10^{-3}	6.73×10^{-2}	7.41×10^{-2}
1~9	Blanket total	2.97	9.92	12.89 (98%)
10	Vacuum*	8.49×10^{-11}	2.46×10^{-12}	8.74×10^{-11}
11	Heavy concrete (90%)+	1.32×10^{-1}	1.46×10^{-1}	2.78×10^{-1}
12	SS(40%)+B ₄ C(40%)+	9.60×10^{-4}	1.59×10^{-3}	2.56×10^{-3}
13	Air	5.83×10^{-8}	1.79×10^{-7}	2.37×10^{-7}
14	Insulator	1.54×10^{-5}	1.04×10^{-4}	1.19×10^{-4}
15	SCM	3.70×10^{-5}	4.91×10^{-4}	5.28×10^{-4}
16	Insulator	1.76×10^{-9}	1.35×10^{-8}	1.52×10^{-8}
10~16	Shield and TFC	0.13	0.15	0.28 (2%)
1~16	Total	3.10 (24%)	10.07 (76%)	13.17 (100%)

* Plasma and vacuum regions are filled with 10^{13} atoms·cm⁻³ of hydrogen.

+ These regions are cooled by borated water.

Table 4.2.4 Radiation heating in the outer calculational model

Zone No. (k)	Regions	Radiation heating (MeV/D-T neutron)		
		Neutron $\int H_n \phi_n dV_k$	Gamma-ray $\int H_\gamma \phi_\gamma dV_k$	Total $\int H_n \phi_n + H_\gamma \phi_\gamma dV_k$
1	Plasma*	1.56×10^{-8}	1.93×10^{-10}	1.58×10^{-8}
2	Vacuum*	4.40×10^{-9}	7.37×10^{-11}	4.47×10^{-9}
3	Carbon coating	3.38×10^{-1}	8.80×10^{-2}	4.27×10^{-1}
4	Stainless steel (SS)	5.52×10^{-1}	9.61×10^{-1}	1.51
5	Li ₂ O(24%)+SS(9%)+He(27%)	3.66	2.02	5.68
6	Li ₂ O(72%)+SS(17%)+He(11%)	5.93	2.82	8.75
7	SS(90%)+He(10%)	3.03×10^{-2}	3.24×10^{-1}	3.54×10^{-1}
8	SS	1.24×10^{-3}	2.05×10^{-2}	2.17×10^{-2}
1~8	Blanket total	10.51	6.23	16.74 (99.7%)
9	Vacuum*	2.63×10^{-11}	1.11×10^{-12}	2.74×10^{-11}
10	Heavy concrete (90%)+	2.32×10^{-2}	2.83×10^{-2}	5.15×10^{-2}
11	Lead	7.20×10^{-9}	1.18×10^{-6}	1.19×10^{-6}
12	Air	1.71×10^{-10}	7.73×10^{-11}	2.48×10^{-10}
13	Insulator	3.65×10^{-8}	5.73×10^{-8}	9.38×10^{-8}
14	SCM	8.82×10^{-8}	8.13×10^{-7}	9.02×10^{-7}
15	Insulator	8.44×10^{-15}	5.70×10^{-14}	6.54×10^{-14}
9~15	Shield and TFC	0.02	0.03	0.05 (0.3%)
1~15	Total	10.53 (63%)	6.26 (37%)	16.79 (100%)

* Plasma and vacuum regions are filled with 10^{13} atoms·cm⁻³ of hydrogen.

+ Heavy concrete is cooled by borated water.

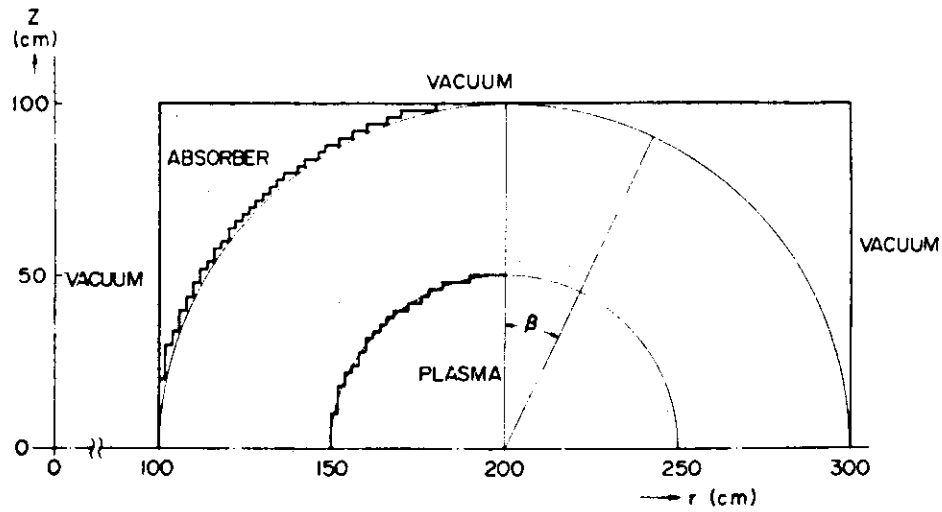
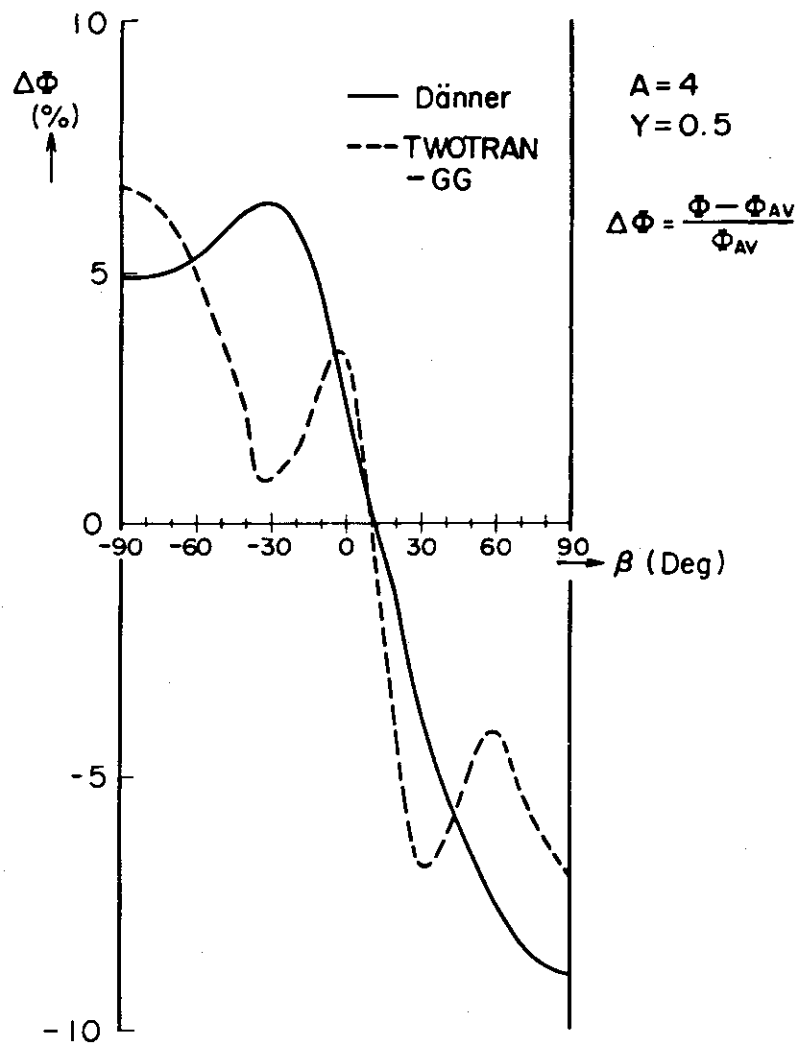
4.3 第1壁中性子束分布

トカマクの第1壁中性子束分布については、ブランケット断面形状が長方形の場合、円形の場合について解析的に解いたものがある。^{9),10)} これらの場合、プラズマ中での中性子発生密度は一定であり、第1壁に入射した中性子は、そこで完全に吸収されると仮定されている。

ここでは、二次元輸送方程式を数値解析的に解くコードTWOTRAN-GGにより、第1壁の中性子束分布を求めることを試みた。すなわち、プラズマ断面を小さな長方形の集合で近似し、トーラス全体をR-Z座標で取り扱い方法である（Fig.4.3.1参照）。この方法は次のような利点を持っていると考えられる。1)プラズマ断面がどのような場合でも、空間分点数を大きくすれば近似できる。2)プラズマ中の中性子発生率分布、第1壁による中性子の散乱などの効果も考慮できる。

しかし、この方法の妥当性を確かめるため、Dännerが行った計算¹⁰⁾（Fig.4.3.1）との比較を行った結果、TWOTRANコードの計算結果は全体としてはDännerの計算したものと一致するが、局部的に歪が出ることが明らかになった（Fig.4.3.2）。これは二次元 S_n コード特有のRay-effectが生じたものであり、満足すべき精度で第1壁中性子束分布を得るためには、計算コードの改良が必要であることが分った。

（飯田浩正）

Fig. 4.3.1 Danner's model (9) $A = 4$, $Y = 0.5$ Fig. 4.3.2 Neutron flux asymmetry as a function of β

4.4 誘導放射線

核融合炉の装置は、大量の中性子照射を受ける。しかも高エネルギー（14.1 MeV）の中性子が照射されるため、 (n, p) , (n, α) , $(n, n'p)$, $(n, 2n)$ 等、しきい値のある核反応が大量に起こることが予想される。これらの核反応の結果装置はかなりの誘導放射能を帯びることになる。

装置の誘導放射能は(i)装置の保守点検を困難にする、(ii)放射性廃棄物を生じる、等の点から重要な意味を持っており、装置の設計に大きな影響を及ぼすであろう。

実際、旧設計において50 cmであったトラス外側遮蔽体の厚さを80 cmに変更したのは、遮蔽体の外側にあるコンポーネントの放射化を抑えるためである。トロイダルマグネットの機能が損われなければ良いとするならば、遮蔽体厚さを決定するに当ってマグネットの放射線損傷と放射線発熱を考慮すれば良い。この場合最も厳しい要因は安定化材(銅)の放射線照射による抵抗増大である。しかし炉停止時に装置に従業員が近づける必要があるとするならば、炉停止時の装置周辺の線量率を充分低くする必要がある。一般に遮蔽体外側の線量率を炉停止時に2.5 mrem/h以下にすることは、トロイダルマグネット中の安定化材の放射線損傷を 2.5×10^{-5} dpa以下にすることより2~3桁厳しい。旧設計では補助遮蔽を用いてこの条件を満たすことを想定したが、¹⁾補助遮蔽を用いる事は設計上好ましくないので、新設計ではトラス外側においては補助遮蔽なしでこの条件を満たす必要があるとした。

この節では、装置の誘導放射能とそれに起因する装置内および周辺の線量率についての検討結果を述べる。

4.4.1 計算フローチャートと計算モデル

Fig.4.4.1に誘導放射能、線量率の計算に用いた手法のフローチャートを示す。計算は主にRADHEATコードシステム¹²⁾に基づく、中性子、 γ 線の輸送計算と、ACTIVE¹³⁾による誘導放射能の計算からなっている。先ず炉運転中の中性子束をANISN⁴⁾により計算する。次に炉運転中の中性子束を入力としてACTIVEにより装置各部の誘導放射能を計算した。誘導放射能はACTIVEコードの中で多群の γ 線源に変換される。ここで求めた γ 線源をANISNまたはTWOTRAN-GG⁵⁾に再度入力し、 γ 線束を計算する。この際使われる γ 線輸送の多群断面積はGAMLEG-JR¹²⁾により作成した。最後に γ 線束に多群の変換定数を乗じて線量率に変換する。 γ 線エネルギーは0.03 MeVから3 MeVまでを54群に分割した(Table 4.4.1)。

Table 4.4.2には γ 線源となる核種の一覧表を示す。

Fig.4.4.2に運転中の中性子束を計算する場合の計算モデルを示す。これは1次元モデルであり、プラズマを円柱形状として扱っている。ACTIVEはANISNとのカップリングを考えたコードであり、誘導放射能の計算を行う場合もこれと全く同じモデルを使うことになる。核融合実験炉においてはブランケットの組成がトラス内側と外側で異なるが、このモデルでは全て外側ブランケットの組成と同じにした。各領域の原子数密度はTable 5.1.1に示されている。内側のブランケットはステンレス鋼とタングステンを多量に含んでいるため、これを考慮しないことは誘導放射能を若干低目に評価することになるが、ここでは無視した。

炉分解修理のため、炉モジュールを1体引き出した場合の計算はTWO TRAN-II⁴⁾を用いて行った。その場合の計算モデルをFig. 4. 4. 3に示す。炉モジュールを引き出した後は、本体には予備の炉モジュールを挿入するか、開口部に蓋をしてγ線の漏洩を防ぐことになる。しかし、引き出した炉モジュールは修理を行うため、開口部に蓋をすることは出来ない。従って故障の生じた炉モジュールからのγ線の漏洩は大きなものとなる。計算モデルとしては、故障の生じた炉モジュール1体を扱うこととした。

このモジュールからのγ線は、従事者の被曝を抑えるため、また周辺環境放射線レベルを高めないため、適当に遮蔽されなければならない。どの程度の遮蔽を施したら良いかを検討するため、厚さ1 mの重コンクリートをモジュール側面に置き、線量率の減衰を調べた。

4. 4. 2 計算結果と検討

炉を運転するに伴って誘導放射能は増大するが、その増え方は、運転時間には比例しない。Fig. 4. 4. 4に運転時間と装置全体の誘導放射能との関係を示す。炉運転開始と共に短半減期核種が急速に蓄積するから、炉を1カ月も運転すると誘導放射能は相当な量となる。炉停止直後の誘導放射能に関して言えば、炉を1カ月運転した場合には、2年間運転した場合の半分以上が蓄積している。炉停止1カ月後の誘導放射能についても、1カ月運転した場合には、2年間運転した場合の約1/5が蓄積している。また逆に、2年以上炉を運転した場合にもこのグラフに示した値より若干大きくなるだけである。

核融合炉は核分裂炉と異なり、完全な連続運転とはならない。核融合実験炉においては、1サイクル420秒であり、300秒全出力運転し、120秒炉停止をする。このようなモードで稼働率70%、負荷率50%程度の運転となる予定である。しかし、ここでの誘導放射能、空間線量率の計算においては、1年間フルパワーで完全に連続運転をしたものと仮定している。この仮定による誤差は、運転開始数週間以内を除いては小さい。また炉を2年、3年と運転した場合についても以後の計算結果はほぼ適用できるものである。Table 4. 4. 3にステンレス鋼から生ずる放射性核種が90%飽和するまでの時間を示す。この中で1年間炉を運転した時に飽和していないのは、 ^{54}Mn 、 ^{55}Fe 、 ^{57}Co 、 ^{60}Co の4核種のみである。後に示すように、この4核種のうち、空間線量率に寄与するのは ^{54}Mn だけである。この ^{54}Mn も1年間炉を運転した場合は、飽和値の約半分が蓄積している。

炉停止直後の誘導放射能は 10^8Ci 程度である。単位出力当りに換算すると $10^6\text{Ci}/\text{MW}$ 程度であり、これは他の炉で計算された値と近い値である。B.W.Connが示したように炉の構造材によらず、炉停止直後の誘導放射能はほぼ同じとなることは興味深いことである⁵⁾。

Fig. 4. 4. 5に炉停止後の誘導放射能の減衰する様子を示す。炉停止後数時間までは ^{56}Mn が支配的であり、その後4~5カ月までは ^{58}Co が支配的となる。 ^{58}Co が減衰した後は数年後まで ^{55}Fe が主な放射性核種であり、その後は ^{60}Co が主な核種である。ただし、 ^{55}Fe は放出するγ線のエネルギーが低いから空間線量率には寄与せず、この間は ^{54}Mn が空間線量率に最も寄与する核種となる。

Fig. 4. 4. 6に、1年間の連続運転の後、1週間を経た時点の線量率分布を示す。この図より遮蔽体の内部へ人間が立入ることは不可能であることが分る。しかし遮蔽体の内部へ入ること

は、ブランケット構造材にアルミニウムのような低誘導放射能材料を用いても難しいことが分っており¹⁶⁾ 構造材の選択でこの事情が変るわけではない。線量率分布の中で最も重要なのは遮蔽体外側の線量率である。ここではANISNによる1次元計算を行っているので、遮蔽体の外側には全面にトロイダルマグネットがあるとした。そして遮蔽体外側の線量率はマグネット内部で最大の値をとる。炉停止時に従事者が装置に近接する必要があるとすれば重要なのは、マグネット内部ではなく、マグネットの間またはその外側の空間での線量率である。この線量率を正確に求めるためには、3次元の計算が必要であり現在のところ極めて困難である。従って、ここでは遮蔽体外側の空間の線量率はマグネット中の最大線量率と同程度であると考えた。トロイダルマグネットの側面に当る中性子束は、プラズマからの距離に対して、マグネット中のようには減衰しないこと、遮蔽体の外側には放射化して周りの線量率を上げると考えられるものがマグネットの他にも多々あることを考えればほぼ妥当な考え方であろう。

このように考えると、炉停止1週間後の遮蔽体外側線量率は約2 mrem/hであり、従業員が自由に立入れるレベルである。トラス外側の遮蔽体厚さを旧設計より30 cm増やし80 cmとしたこと、ブランケット中の反射材をグラファイトからステンレス鋼に変えて中性子の遮蔽効果を高めたことはこの観点から見て妥当であったと言えよう。

炉停止後時間と共に線量率がどのように減衰するかをFig. 4.4.7に示す。これはANISNによる1次元計算の結果である。代表的な空間点として、プラズマ領域、遮蔽体外側(鉛外側表面)の2点を選び示した。

炉停止1時間後の線量率は、炉停止1週間後の線量率の、3倍高い。これは ^{56}Mn の放出する γ 線が炉停止直後の線量率を高めているからである。 ^{56}Mn は半減期が短く(2.58時間)、炉停止1日後までには減衰してしまう。よって炉停止1日後以降はFig. 4.4.6に示した値と大差ない値となる。また炉停止1週間後において線量率に寄与しているのは、前述のように ^{58}Co 、 ^{54}Mn であるから、減衰は遅く(^{58}Co の半減期は71.3日、 ^{54}Mn の半減期は312.7日)、1ヵ月後でも線量率はほとんど変わらない。

Fig. 4.4.8に代表的空間点における、ANISNを用いて計算した γ 線スペクトルを示す。これは核融合実験炉を1年間連続運転し、炉停止後1週間を経た場合のものである。代表的空間点としては、プラズマ領域(第1壁内側)と、遮蔽体の外側(鉛の外表面)の2点を選んだ。通常の炉停止中は遮蔽体外側と同じスペクトルの γ 線が炉室内に漏洩することになり、炉分解補修のため炉モジュールを引き出した場合は、プラズマ領域とほぼ同じスペクトルの γ 線が炉室内に漏洩することになる。

この2つのスペクトルは互いに似ているが、次の2点が異なっている。①高いエネルギー領域(1 MeV<)では、 ^{60}Co から放出される γ 線がプラズマ領域でピークをつくるが遮蔽体の外では ^{59}Fe からの γ 線がピークをつくる。これは ^{60}Co がしきい値のある核反応 $^{60}\text{Ni}(n, p)^{60}\text{Co}$ 、 $^{61}\text{Ni}(n, n'p)^{60}\text{Co}$ によって生成するのに対して ^{59}Fe はしきい値のある核反応 $^{62}\text{Ni}(n, \alpha)^{59}\text{Fe}$ の他に $^{58}\text{Fe}(n, \gamma)^{59}\text{Fe}$ によっても生成するからである。すなわち中性子のスペクトルの硬い領域では ^{60}Co が支配的になり軟かい領域では ^{59}Fe が支配的となる。②プラズマ領域では ^{57}Co から放出される γ 線がピークをつくるが、遮蔽体外側ではピークをつくらない。これは $^{58}\text{Ni}(n, d)^{57}\text{Co}$ 反応の断面積が14.1 MeV中性子(ANISN計算

の第1群)に対してしか与えられていないからである。もっと正確な多群断面積を与えれば遮蔽体外側でもピークをつくる可能性はある。しかし、何れにしろ、低エネルギー γ 線は線量率にあまり寄与しないから¹¹⁾これにより線量率の計算に大きな誤差を生じることは無い。

Fig.4.4.9に、補修のため半径方向に引き抜かれた炉モジュールの周りの γ 線束分布を示す。図中等高線に示された数字は γ 線束($\text{ケ}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)の桁を表わしている。第1壁近辺から放出された γ 線は1mの重コンクリートとの間のギャップを通過して遮蔽体の外側にも廻り込んでいる。重コンクリートは γ 線の良い遮蔽材であり1mの厚さで γ 線束を12桁減衰させている。Fig.4.4.10にモジュールの軸方向に沿った線量率分布を示す。この図から2.5mrem/h以下にするためには60cmの重コンクリートで遮蔽すれば良いことが分る。故障したモジュールの運搬器などには重コンクリート60cm相当の壁厚を考えれば良いであろう。

(飯田浩正)

Table 4.4.1 Energy Group Structure of Gamma Ray

	E (MeV)		E (MeV)
1	3.0 ~ 2.7	28	0.3 ~ 0.27
2	2.7 ~ 2.5	29	0.27 ~ 0.25
3	2.5 ~ 2.3	30	0.25 ~ 0.23
4	2.3 ~ 2.1	31	0.23 ~ 0.21
5	2.1 ~ 2.0	32	0.21 ~ 0.20
6	2.0 ~ 1.9	33	0.20 ~ 0.19
7	1.9 ~ 1.8	34	0.19 ~ 0.18
8	1.8 ~ 1.7	35	0.18 ~ 0.17
9	1.7 ~ 1.6	36	0.17 ~ 0.16
10	1.6 ~ 1.5	37	0.16 ~ 0.15
11	1.5 ~ 1.4	38	0.15 ~ 0.14
12	1.4 ~ 1.3	39	0.14 ~ 0.13
13	1.3 ~ 1.2	40	0.13 ~ 0.12
14	1.2 ~ 1.1	41	0.12 ~ 0.11
15	1.1 ~ 1.0	42	0.11 ~ 0.10
16	1.0 ~ 0.9	43	0.10 ~ 0.09
17	0.9 ~ 0.81	44	0.09 ~ 0.081
18	0.81 ~ 0.73	45	0.081 ~ 0.073
19	0.73 ~ 0.66	46	0.073 ~ 0.066
20	0.66 ~ 0.6	47	0.066 ~ 0.06
21	0.6 ~ 0.55	48	0.06 ~ 0.055
22	0.55 ~ 0.5	49	0.055 ~ 0.05
23	0.5 ~ 0.45	50	0.05 ~ 0.045
24	0.45 ~ 0.4	51	0.045 ~ 0.04
25	0.4 ~ 0.36	52	0.04 ~ 0.036
26	0.36 ~ 0.33	53	0.036 ~ 0.033
27	0.33 ~ 0.3	54	0.033 ~ 0.03

Table 4.4.2 Radionuclides in stainless steel.

Nuclide	Half-life	Gamma ray energy and intensity (MeV and %)
^{49}Cr	41.7M	0.062(26), 0.091(26), 0.153(1.2), 0.511(188)
^{51}Cr	27.72D	0.320(9.9)
^{54}Mn	312.7D	0.835(100)
^{56}Mn	2.58H	0.846(98.8), 1.810(28.9), 2.113(15.8), 2.523(1.19)
^{55}Fe	2.7Y	0.00595(25.7)
^{59}Fe	44.5D	0.192(2.7), 1.099(56), 1.291(44)
^{57}Co	271.6D	0.0144(9.5), 0.122(85), 0.136(11.4)
^{58}Co	71.3D	0.511(31), 0.810(99.5)
$^{58\text{m}}\text{Co}$	9.0H	
^{60}Co	5.27Y	1.173(99.9), 1.333(100)
$^{60\text{m}}\text{Co}$	10.3M	0.059(2.1)
^{61}Co	98M	0.0675(89), 0.918(2.2)
^{62}Co	13.5M	0.778(2.0), 0.875(1.4), 1.129(1.4), 1.164(71) 1.173(100), 1.719(81), 2.004(19), 2.105(6.4) 2.302(1.8), 2.882(1.1)
^{57}Ni	35.94M	0.127(15), 0.511(77), 1.378(79), 1.758(6.6) 1.919(15)
^{65}Ni	2.52H	0.366(4.3), 1.115(16), 1.481(24.6)

Table 4.4.3 Time required radioactive nuclides in stainless steel to build up 90% of saturation after reactor start up.

	Time required to build up to 90% of saturation after reactor start up
^{49}Cr	140 d
^{51}Cr	92 d
^{54}Mn	1040 d
^{56}Mn	8.6 h
^{55}Fe	9 y
^{59}Fe	150 d
^{57}Co	2.47 y
^{58}Co	237 d
^{60}Co	17.5 y
^{61}Co	5.4 h
^{62}Co	45 m
^{57}Ni	5 d
^{65}Ni	8.4 h

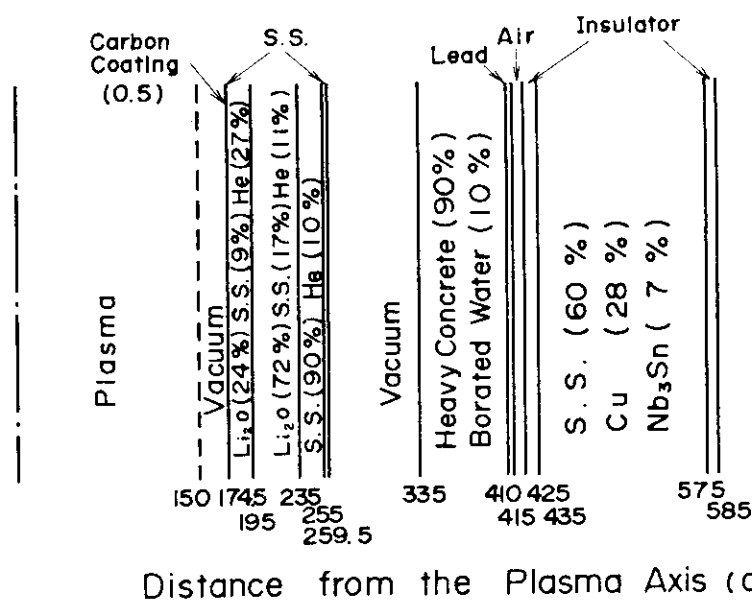


Fig.4.4.2. Schematic Layout of the JXFR Blanket, Shield and Magnet

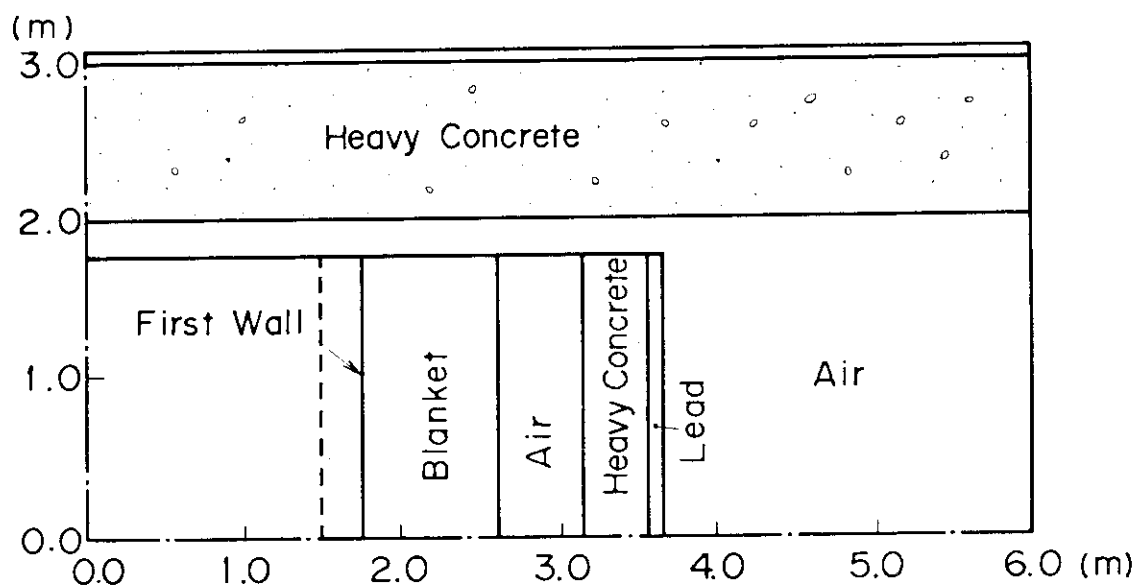


Fig. 4.4.3 Calculational Model of Dose Rate around an Extracted Module

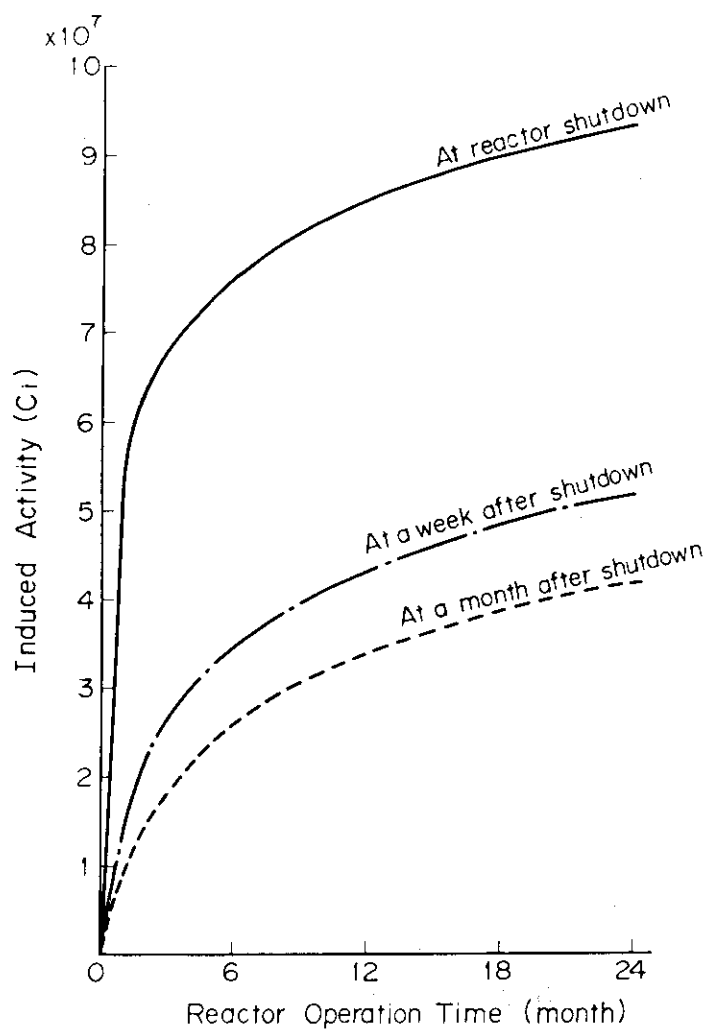


Fig.4.4.4 Build-up of induced Activity

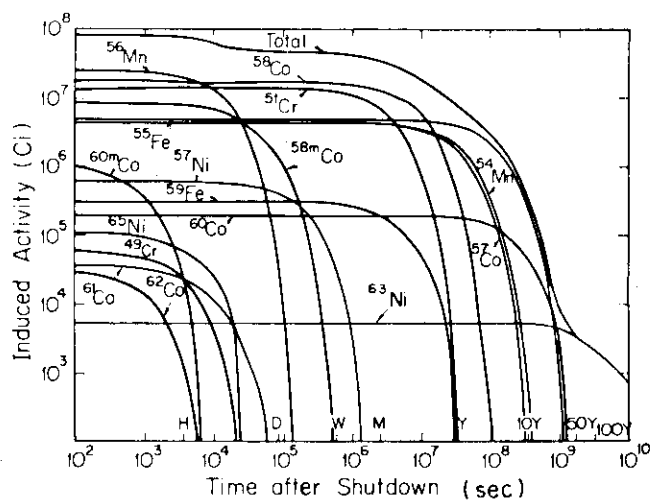


Fig.4.4.5 Induced activity in stainless steel blanket as a function of cooling time

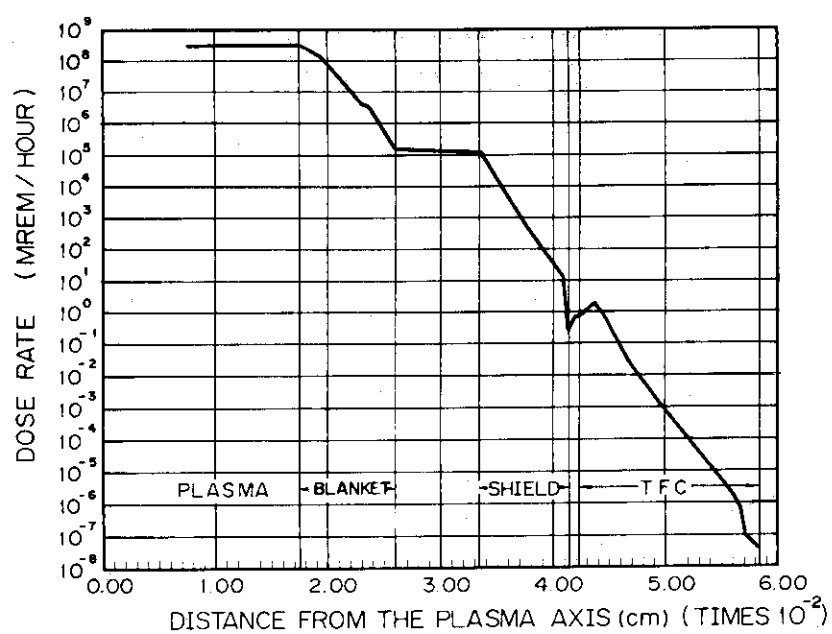


Fig 4.4.6 Dose Rate Distribution at a week after Reactor Shutdown

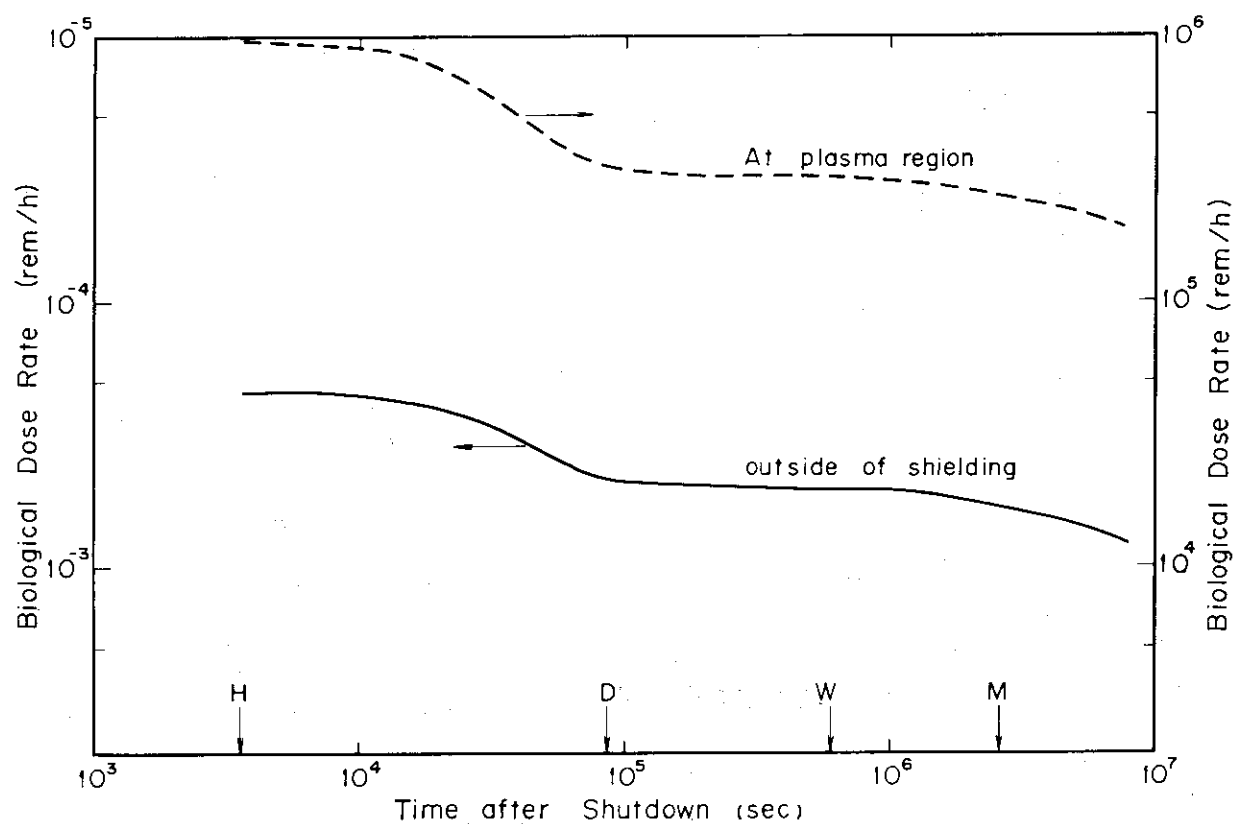


Fig 4.4.7 Dose Rate at Plasma Region and Outside of shielding as a function of cooling time

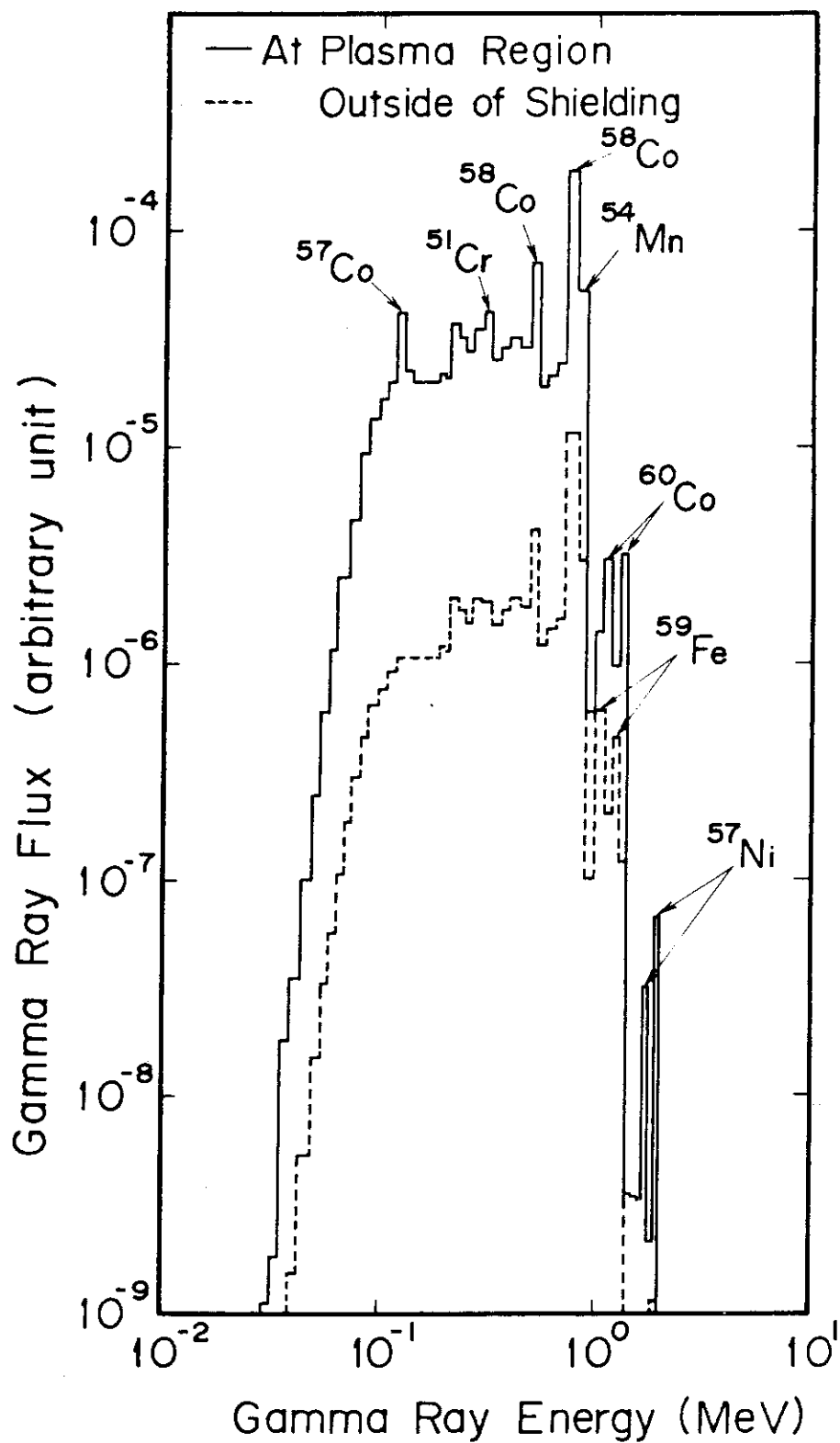


Fig. 4.4.8 Gamma Ray Energy Spectrum at Plasma Region and Outside of Shielding at a Week after Shutdown.

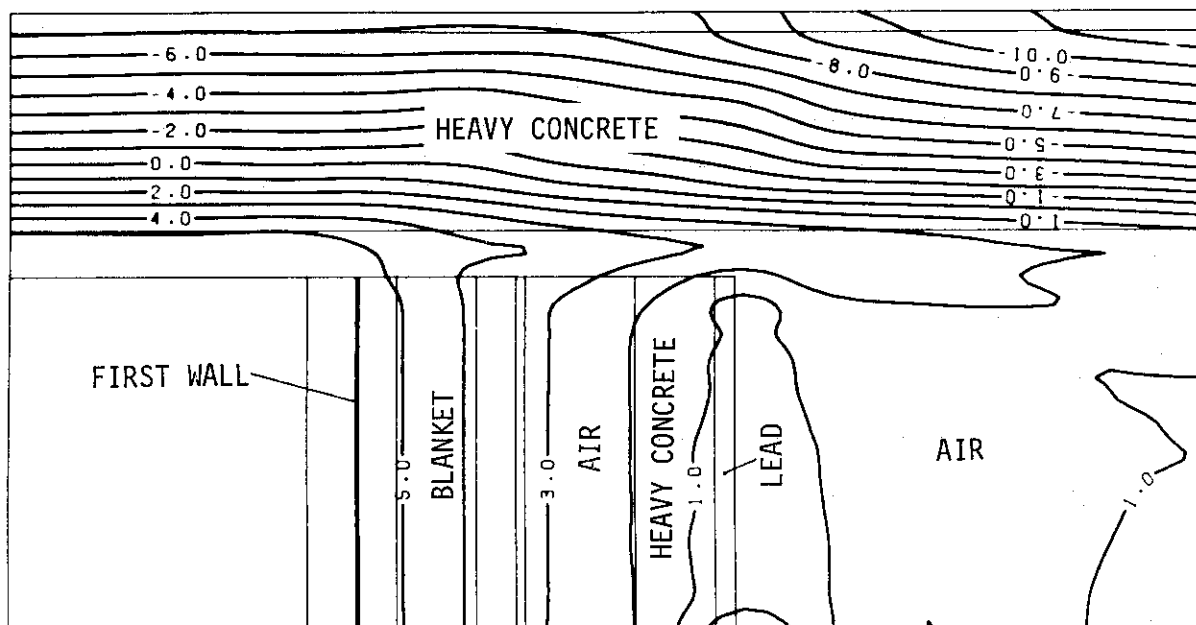


Fig. 4.4.9 Gamma Ray Flux around an Extracted Reactor Module. (see Fig. 4.4.3)

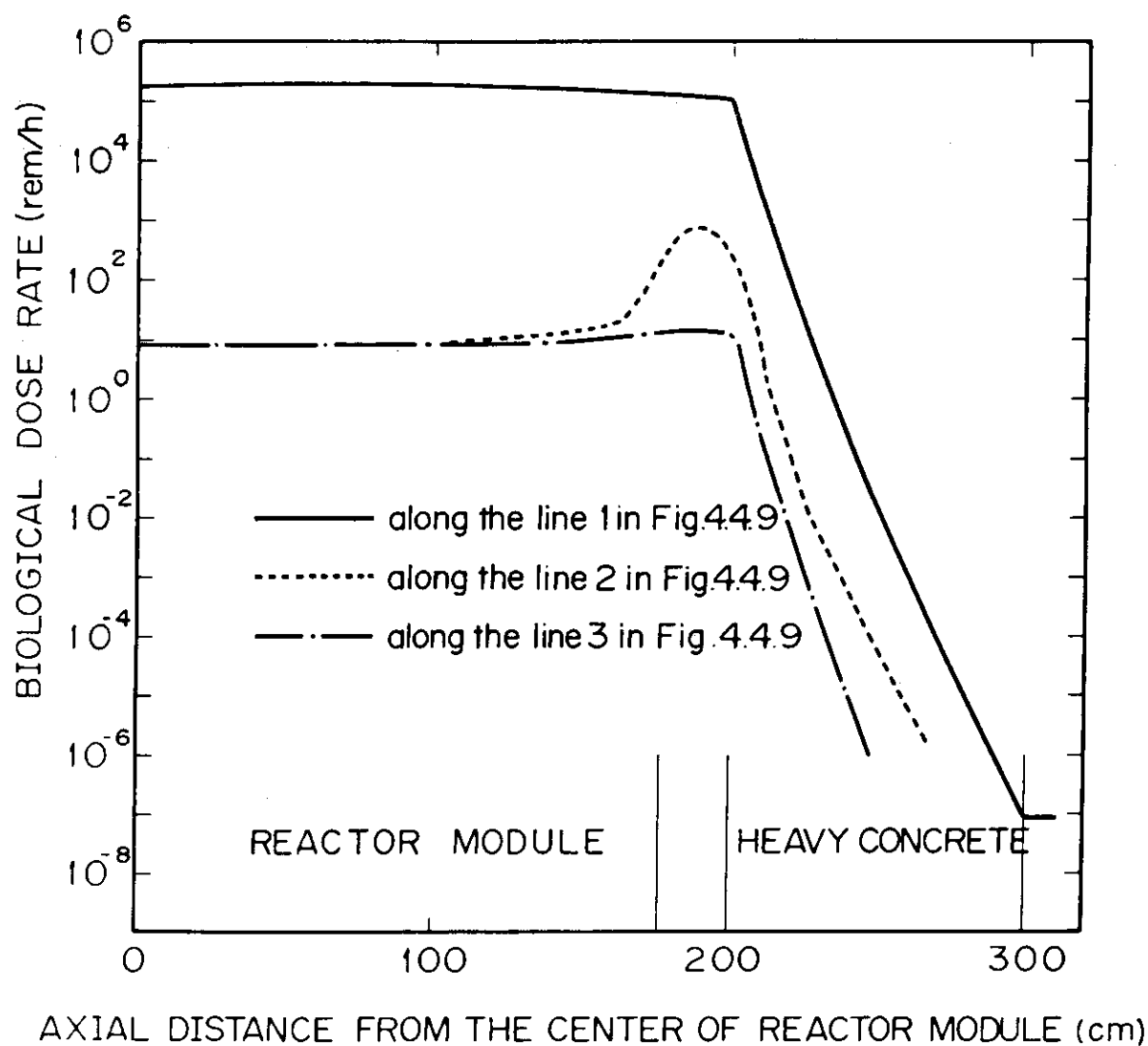


Fig.4.4.10 The biological dose rate distribution in a module and heavy concrete.

4.5 放射性廃棄物量

核融合炉においても、核分裂炉と同様、炉の運転に伴い定常的に放射性廃棄物が生じる。その量は固体廃棄物は容積 55 ガロン (約 208 リットル) のドラム缶約 2000 本/年、液体廃棄物は 100,000 ガロン (約 379 m³) /年、気体廃棄物は約 30 キュリー (¹⁴C) と推定されている¹⁷⁾。これらは相当な量ではあるが、今後技術の進展に伴い大幅に減少させられる可能性がある。

一方、核融合炉の各コンポーネント自体も、D-T 反応に伴い放出される中性子により放射化され、定期的な交換により、あるいは炉の寿命が来た場合に放射性廃棄物となる。この廃棄物の量と比放射能がどの程度になるかを検討しておく必要がある。実験炉は実用炉に比べ壁負荷が小さいため、比放射能の小さな廃棄物を生じ、その量は炉出力の割には大きなものとなる。ここでは各コンポーネントの概略重量と比放射能について述べる。

4.5.1 各コンポーネント重量

Table 4.5.1 に各コンポーネント重量を示す。ブランケットの重量の中には、ブランケット容器の他に、ブランケット中のステンレス鋼の反射体 (900 トン) および冷却配管 (200 トン) を含んでいる。トロイダルマグネットは構造材のステンレス鋼 (60 v/o) と安定化材の銅 (28 v/o) が主な構成材料で超電導線材の重量は小さい。トロイダルマグネット以外の超電導マグネットは放射化しないと考えられるから放射性廃棄物にはならないとした。実際、トラス内側の変流器コイルはトロイダルマグネットにより充分遮蔽されているし、垂直磁場コイルはトロイダルマグネットの陰になっていない部分が若干放射化される可能性があるが、これも遮蔽体との間に補助遮蔽を置くことにより防ぐことが出来る。また遮蔽体の鉛は放射化量が小さいため無視した。これらのコンポーネントのうち放射化量が詳細に計算されているのはブランケット、遮蔽体、トロイダルマグネットであり、中性粒子入射装置とリミッターについては大概の推定が出来る程度である。また真空ポンプについてはまだ計算されていない。なお Table 4.5.1 に示した重量は概略値であり、今後詳細に計算すると若干数値が変わってくる場合もある。

4.5.2 ブランケット、トロイダルマグネットの比放射能

ブランケット、遮蔽体、トロイダルマグネットの比放射能を Table 4.5.2 に示す。各コンポーネントの比放射能に幅があるのは、同一コンポーネント中でもプラズマに近い部分は大きく遠い部分は小さいからである。各コンポーネントの比放射能の幅がオーバーラップしているのは、トラスの内側と外側で遮蔽の考え方が異なることに起因している。トラス外側では、前述のように、炉停止時に装置に近づけるようにするため、遮蔽体外側のコンポーネントの放射化を充分低く抑えることが遮蔽体厚さを決める要因となった。しかし、トラス内側ではトロイダルマグネットが放射化しても炉室に γ 線が洩れて来ることはない。したがってトロイダルマグネットの安定化材 (銅) の放射線損傷を抑えることを遮蔽体厚さ決定要因とした。このためトラス内側の比放射能が大きくなった。何れにしろ、この 3 コンポーネントは放射性廃棄物になる。

4.5.3 その他のコンポーネント比放射能

中性粒子入射装置の非放射能は炉停止直後で 0.3 Ci/cc 以下であり、プラズマに近いドリフト管が最も放射化されるであろう。リミターは第1壁と同程度に放射化され、その駆動部は中性粒子入射装置並みの比放射能を持つことになる。真空ポンプについては放射化量がまだ計算されていないが、中性粒子入射孔からの中性子ストリーミング効果が大きいので放射性廃棄物になるであろうと思われる。

4.5.4 寿命中の累積廃棄物量

実験炉の寿命（10年を想定）中の累積廃棄物量は各コンポーネントの寿命、故障率、補修法と深く係りあっている。これらのコンポーネントの中で寿命が炉の寿命より短いと思われるのは中性粒子入射装置である。現在の技術で予測される寿命は、数カ月でありイオン源の寿命が決定因子である。今後の研究開発により寿命が延びることが期待できるが、定期的な交換は必要であろう。しかし、交換に当っては必要最小限の部分交換できるようにすれば、その量は最終的に廃棄物になる量に比べ充分小さく出来るであろう。また分解補修に当たっても再利用できるものは全て再び使うようにすれば（放射化しているため取り扱いが難しいが）、その際に生じる廃棄物量は充分小さく出来る。また実験炉は壁負荷が小さいため（ 0.17 MW/m^2 ）寿命期間中に第1壁を交換する必要も無いであろう。従ってTable 4.5.1に挙げた各コンポーネントの総和が、寿命中の概略累積廃棄物量と考えて良いであろう。そうすると実験炉の寿命が来た場合25000トンの放射性廃棄物を生じることになる。これを実証炉の廃棄物量（58000トン）と比較すると約半分である。炉出力は実証炉の $1/20$ であるから、出力の割には廃棄物が多いと言えよう。

（飯田浩正）

Table 4.5.1 Weights of JXFR components

Component	Material	Weight (ton)
Blanket		
vessel	S.S.	900
reflector	S.S.	900
piping	S.S.	200
total		2000
Shielding	Heavy concrete	9000
Toroidal magnet		
structure	S.S.	4000
stabilizer	Copper	840
total		4840
N.B.I. & Limiter	S.S. & H.C.	8500
Vacuum pump	S.S. & H.C.	700

Table 4.5.2 Specific activity of blanket, shielding and toroidal magnet

Component	Material	Time after shutdown	Total activity (Ci)	Specific activity (Ci/cc)	Main radioactive nuclides
Blanket	S.S.	0	8.1×10^7	$6.9 \sim 7.9 \times 10^{-4}$	$^{56}\text{Mn}, ^{58}\text{Co}, ^{51}\text{Cr}$
		1 month	3.2×10^7	$2.7 \sim 4.5 \times 10^{-4}$	$^{58}\text{Co}, ^{55}\text{Fe}, ^{51}\text{Cr}, ^{54}\text{Mn}$
		1 year	7.8×10^6	$7.0 \times 10^{-1} \sim 1.9 \times 10^{-4}$	$^{55}\text{Fe}, ^{54}\text{Mn}$
		10 years	4.0×10^5	$3.7 \times 10^{-2} \sim 1.8 \times 10^{-5}$	$^{55}\text{Fe}, ^{60}\text{Co}$
Shielding	Heavy concrete	0		$3 \times 10^{-2} \sim 1.5 \times 10^{-8}$	$^{51}\text{Cr}, ^{55}\text{Fe}, ^{59}\text{Fe}, ^{58}\text{Co}, ^{56}\text{Mn}$
		1 month		$2 \times 10^{-2} \sim 6.4 \times 10^{-9}$	$^{55}\text{Fe}, ^{51}\text{Cr}, ^{58}\text{Co}$
		1 year		$7 \times 10^{-3} \sim 1.5 \times 10^{-9}$	$^{55}\text{Fe}, ^{54}\text{Mn}$
		10 years		$7 \times 10^{-4} \sim 8.7 \times 10^{-11}$	^{55}Fe
Toroidal magnet	S.S.	0		$1 \times 10^{-5} \sim 4.5 \times 10^{-15}$	$^{58}\text{Co}, ^{56}\text{Mn}$
		1 month		$5 \times 10^{-6} \sim 3.0 \times 10^{-15}$	$^{58}\text{Co}, ^{55}\text{Fe}, ^{54}\text{Mn}$
		1 year		$1 \times 10^{-6} \sim 1.4 \times 10^{-15}$	$^{55}\text{Fe}, ^{54}\text{Mn}$
		10 years		$7 \times 10^{-7} \sim 1.4 \times 10^{-16}$	$^{55}\text{Fe}, ^{60}\text{Co}$
	Copper	0		$1 \times 10^{-4} \sim 1.2 \times 10^{-12}$	$^{64}\text{Cu}, ^{66}\text{Cu}$
		1 month		$2 \times 10^{-7} \sim 3.0 \times 10^{-20}$	^{60}Co
		1 year		$1 \times 10^{-7} \sim 2.6 \times 10^{-20}$	^{60}Co
		10 years		$5 \times 10^{-8} \sim 8.0 \times 10^{-21}$	^{60}Co

4.6 放射線損傷

核融合炉の第1壁およびブランケットは高温かつ高エネルギー中性子照射という環境にさらされるので、構成材料の放射線損傷が厳しいと考えられている。中性子照射損傷の程度は、物質の機械的あるいは物理的性質の変化によって測定され、その際に損傷の単位として高速中性子フルエンスが用いられてきた。損傷の程度は入射中性子のエネルギーに強く依存しているので核融合炉のように中性子エネルギースペクトルに14MeVのピークがある場合には、スペクトルの異なる分裂炉での経験をそのまま適用して評価すると大きな誤差を生じる。最近では中性子スペクトルの詳細な効果を考慮した放射線損傷の単位として、照射中に1個の原子が格子点からはじき出される平均の回数(displacements per atom: 略してdpa)が用いられるようになってきた。¹⁸⁾ 原子が格子点からはじき出された後には空孔と格子間原子の対、すなわちフレンケル欠陥が形成されるのでdpaという量は、照射中に形成されるフレンケル欠陥の数に比例した量である。

第1壁はD-T反応の結果プラズマから放出される14MeVの中性子が直撃するので、核分裂炉ではあまり問題とならなかった(n, p), (n, α)等の閾反応による気体生成もスウェリング、脆化等の材料の性質に重要な役割を果たすと考えられる。また核分裂炉の燃料被覆管に比べて第1壁は寿命が長くなければならないので、核変換による合金化も考慮しておかねばならない。また実験炉では超電導マグネットを使用するのでその放射線損傷が問題となっており、特に安定化金属の電気抵抗増大による安定化損失が厳しいとされている。

(1) はじき出し損傷の計算方法

入射エネルギーEの中性子が格子位置にある物質原子と衝突して、エネルギーTを伝達し、この反跳エネルギーTがある閾値 E_d よりも大きければ、原子は正規の格子点からはじき出されるとすれば、物質原子1個がはじき出される平均の回数dpaは次式によって求めることができる。

$$dpa = \int_0^{E_m} \phi(E) \sigma_d(E) dE \quad (4.6.1)$$

ここで $\phi(E)$ は入射中性子束であり、 E_m はその最大エネルギーである。 $\sigma_d(E)$ は一般にはじき出し断面積と呼ばれ、中性子1個が原子をはじき出す確率を表わす物質に固有な量であり、次式で表わされる。

$$\sigma_d(E) = \sigma(E) \int_{E_d}^T P(E, T) \nu(T) dT \quad (4.6.2)$$

ここで $\sigma(E)$ は中性子と物質原子との巨視的反応断面積であり、 $P(E, T)$ はエネルギーEの中性子が格子点にある物質原子と衝突して、Tのエネルギーを伝達する確率であり、 T_m はその最大エネルギーである。 E_d は前述のしきいエネルギーで、原子を格子点からはじき出すに必要な最小エネルギーである。 $\nu(T)$ は入射中性子との直接の衝突によってはじき出された原子(PKA)がさらに他の格子原子と衝突して、そのエネルギーを消費するまでにはじき出す原子数である。PKAは物質中を運動する過程で他の格子原子との非弾性衝突によってエネルギーの一部を失うが、大部分は、はじき出しに有効な弾性衝突によってエネルギーを失う。エ

エネルギー T の PKA がはじき出しに有効に使うエネルギーを T_d とすれば $\nu(T)$ は

$$\nu(T) = \begin{cases} 0 & , T < E_d \\ 1 & , E_d \leq T_d < 2E_d \\ \frac{\kappa T_d}{2E_d} & , 2E_d \leq T_d \end{cases} \quad (4.6.3)$$

で与えられる。¹⁹⁾ T_d は Lindhard ら²⁰⁾ によれば、次式で表わされる。

$$T_d = T [1 + k g(\epsilon)]^{-1} \quad (4.6.4)$$

$$g(\epsilon) = \epsilon + 0.40244 \epsilon^{3/4} + 3.4008 \epsilon^{1/6} \quad (4.6.5)$$

$$k = \frac{0.0793 Z_1^{2/3} Z_2^{1/2} (A_1 + A_2)^{3/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4} A_1^{3/2} A_2^{1/2}} \quad (4.6.6)$$

$$\epsilon = \frac{T}{E_L} \quad (4.6.7)$$

$$E_L = \frac{27.2 Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2} (A_1 + A_2)}{0.8853 A_2} \quad [\text{eV}] \quad (4.6.8)$$

ここで A_1 , Z_1 は運動している原子の質量数と原子番号であり, A_2 , Z_2 は格子位置にある原子のそれである。

Fig. 4.6.1 および 4.6.2 は実験炉第 1 壁材として使用される SUS316 と超電導マグネットの安定化材として用いられる銅のはじき出し断面積を中性子のエネルギーの関数として示したものである。計算においては DPA コード²¹⁾ を使用し, 中性子および PKA のエネルギーは Table 4.2.1 に示すような 42 群構造とした。また, 中性子と物質の相互作用としては弾性散乱, 非弾性散乱, $(n, 2n)$ および (n, γ) 反応を考慮している。反応断面積や散乱の角度分布等の核データは ENDF/B-IV から採用した。また, はじき出しエネルギー E_d は, SUS316 では 40 eV, 銅においては 32 eV を用いている。SUS316 および銅のはじき出し断面積は両者ともに中性子のエネルギーが 1 MeV 付近から非弾性散乱の効果が始まり, 10 MeV 以上では $(n, 2n)$ の寄与が大きくなっている。SUS316 のような合金組成のはじき出し断面積を求めるためには, 厳密には異種原子衝突として取り扱わなければならないが, SUS316 の構成元素は質量数, 原子番号ともにほぼ同じ位なので, 同種原子衝突として計算しても, はじき出し断面積の誤差は 1% 以下である。SUS316 の重量組成は Fe 68.5%, Cr 17.0%, Ni 12.0%, Mo 2.5% である。

(2) 第 1 壁の中性子照射損傷

Fig. 4.6.3 は実験炉を 100 MW (中性子壁負荷 0.17 MW/m²) で運転したときの第 1 壁およびブランケットに使用されている SUS316 のはじき出し損傷率の空間分布を示したものである。Fig. 4.6.4 は, SUS316 のヘリウムおよび水素の生成率分布を示した。第 1 壁でののはじき出し損傷率の最大値は 2.2 dpa/yr である。ヘリウムおよび水素の生成率の最大値はそれ

それぞれ 25 appm/yr, 76 appm/yr でありこれらの生成量の 80~90% は 14 MeV 中性子によるものである。実験炉はパルス運転であるので負荷率を 50% とすれば損傷率, 気体生成率は半分になる。気体生成率の空間的な減衰は 13 cm で約 1 桁であるのに対して, はじき出し損傷率は 1 桁減衰するのに約 18 cm となっており, 損傷の程度はかなり空間依存となっていることが示されている。

Fig. 4. 6. 5 は第 1 壁におけるはじき出し損傷率を反応別に示したものであり, 中性子のエネルギーの関数として示してある。中性子のエネルギーが 1~14 MeV の高エネルギー領域では非弾性散乱および (n, 2n) 反応による効果が大きく, 全体ではそれぞれ, 37%, 16% である。弾性散乱による効果は 1 keV~1 MeV の領域で支配的になっており, 全体で約 47% と最も大きい。(n, γ) 反応は <1 keV の低エネルギー領域で効果的であるが, 全体の中で占める割合は 1% 以下である。Fig. 4. 5. 6 は第 1 壁の全 dpa を 1 とした時のエネルギー E 以下の中性子によるはじき出し損傷率の割合を示したものである。0.1 MeV 以下の中性子による全 dpa への寄与はわずかに 5.8% であり, 14 MeV 中性子による寄与は約 63% と非常に大きくなっている。

以上のように核融合炉の第 1 壁の受けるはじき出し損傷率は MONJU²³⁾ や EBR-II¹⁸⁾ などの高速炉被覆管に比べて小さいが気体生成率, 特にヘリウムの生成率が格段に大きい。しかも被覆管の寿命は 1~2 年であるのに対して, 第 1 壁の寿命は, 10~30 年といわれているので, 寿命中に受ける損傷は厳しいと考えられる。

(3) 超電導マグネット用安定化材の損傷

実験炉では超電導マグネット (SCM) が使われており, その放射線損傷の程度がブランケットや遮蔽層の厚さを決定する大きな要因となるので重要である。SCM の構成材料の放射線損傷としては, 超電導線材 (実験炉では Nb₃Sn), 安定化金属 (銅), 熱および電気絶縁材, 構造材が考えられる。ここでは中性子照射効果が最も厳しいとされている安定化金属の照射損傷を考える。液体ヘリウム温度付近での高純度金属の電気抵抗は中性子照射によって導入される格子欠陥や不純物に非常に敏感であることが知られている。Horak および Blewitt²⁴⁾ らの実験によれば中性子照射による銅の電気抵抗増加量 ρ_r は次式で表わされる。

$$\rho_r = \rho_{r\infty} \left[\frac{dpa}{dpa + c_{d\infty}} \right] \quad \Omega\text{-cm} \quad (4.6.9)$$

ここで $\rho_{r\infty}$ は飽和抵抗値であり, $c_{d\infty}$ はそれに関係した飽和欠陥濃度である。dpa は前述の変位損傷量である。銅の場合には 4.2°K で $\rho_{r\infty} \approx 3.3 \times 10^{-7} \Omega\text{-cm}$, $c_{d\infty} \approx 1.2 \times 10^{-3}$ defects/atom である。¹⁸⁾ 銅の電気抵抗は磁界依存性が比較的大きいとされているがデータが乏しいので使用する値は磁界のない状態のものとする。遮蔽設計基準では, 中性子照射による抵抗増加の最大許容値は $2.5 \times 10^{-8} \Omega\text{-cm}$ とされており, これは飽和値の約 7.6% に相当する。最大許容値に対応する変位損傷は (4.6.9) 式によれば 9.8×10^{-5} dpa である。設計基準値としては 4 年に一度の焼戻しを考えているので 1 年間に受ける損傷が 2.45×10^{-5} dpa 以下とされている。

実験炉においては炉の寸法をできるだけコンパクトにするためにトーラスの内側の SCM 遮

蔽は外側よりも薄く、銅の変位損傷が最も厳しいと考えられる。Fig. 4. 6. 7はトーラス内側のSCM中の銅の変位損傷率の分布を示したものである。最大値は $1.8 \times 10^{-5} \text{dpa/yr}$ であり、25 cmの厚さで約1桁の減衰である。実験炉はパルス運転なので負荷率を50%とすれば1年間に受ける損傷は $9.0 \times 10^{-6} \text{dpa}$ となり、基準値は満足している。

(井手隆裕)

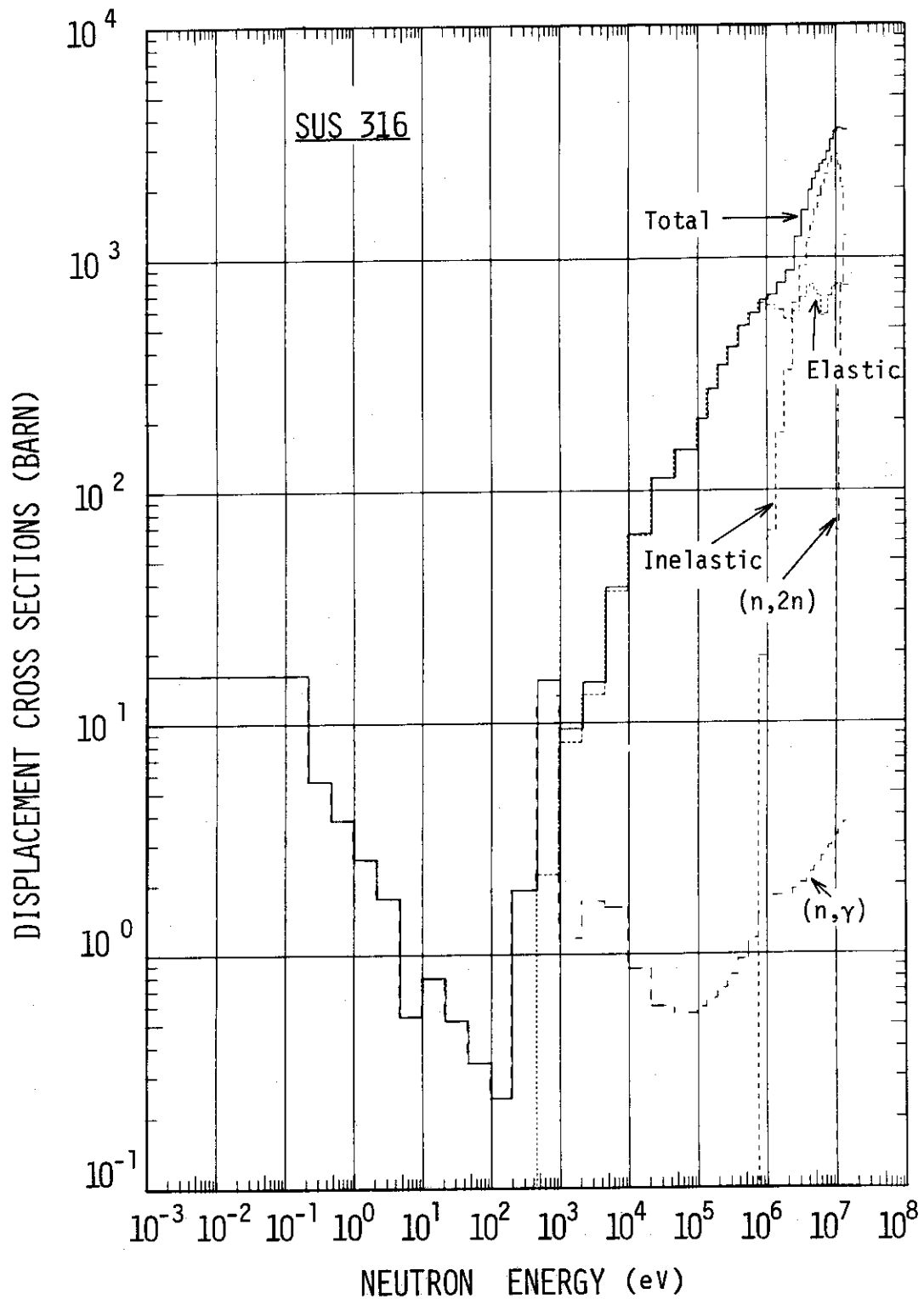


Fig. 4.6.1 The displacement cross sections for 316 stainless steel.

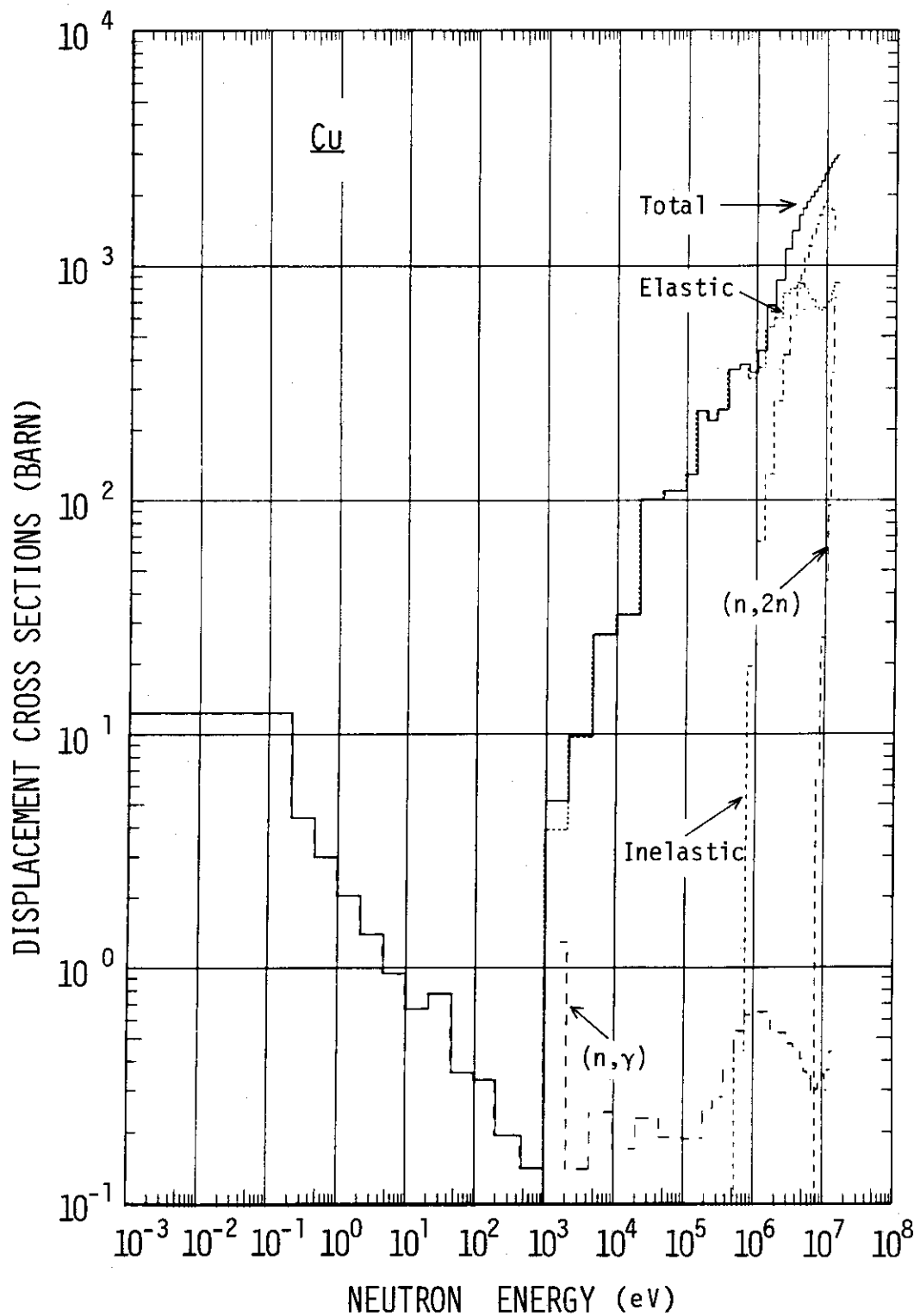


Fig. 4.6.2 The displacement cross sections for copper.

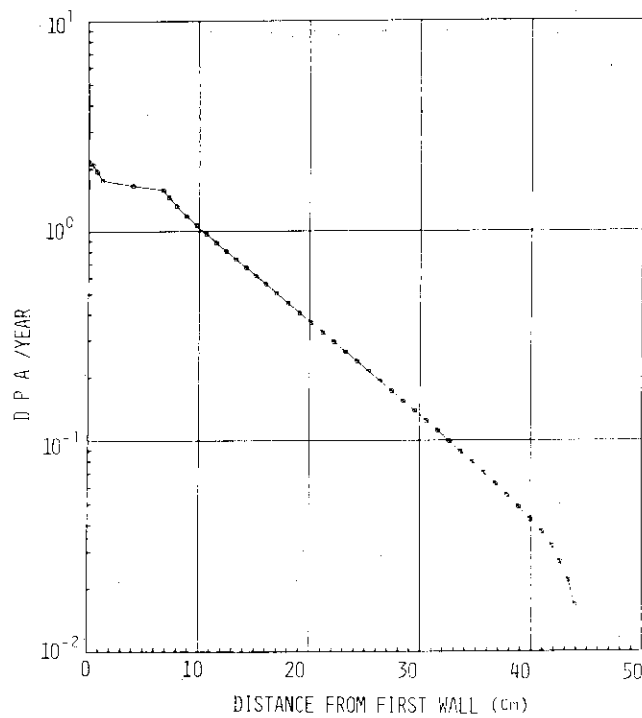


Fig. 4.6.3 Spatial distribution of atomic displacement rates in the stainless steel regions of the first wall and inner blanket

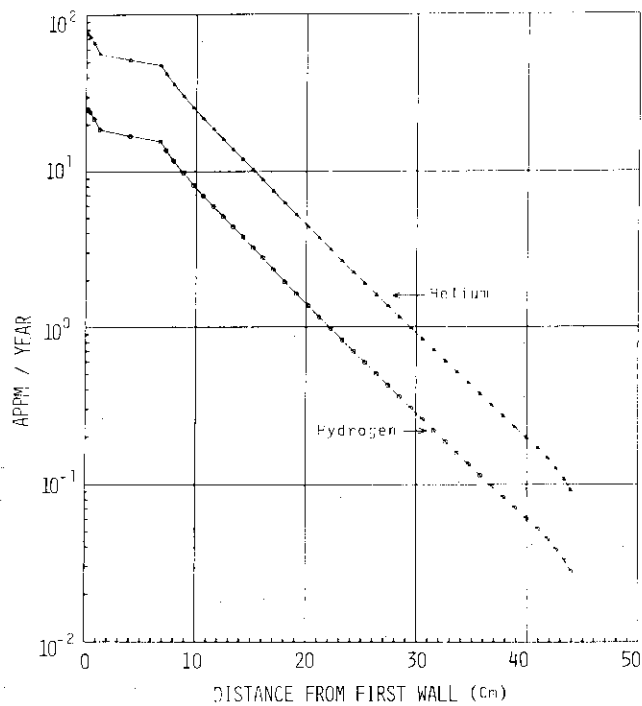


Fig. 4.6.4 Spatial distributions of hydrogen and helium production rates in the stainless steel regions of the first wall and inner blanket

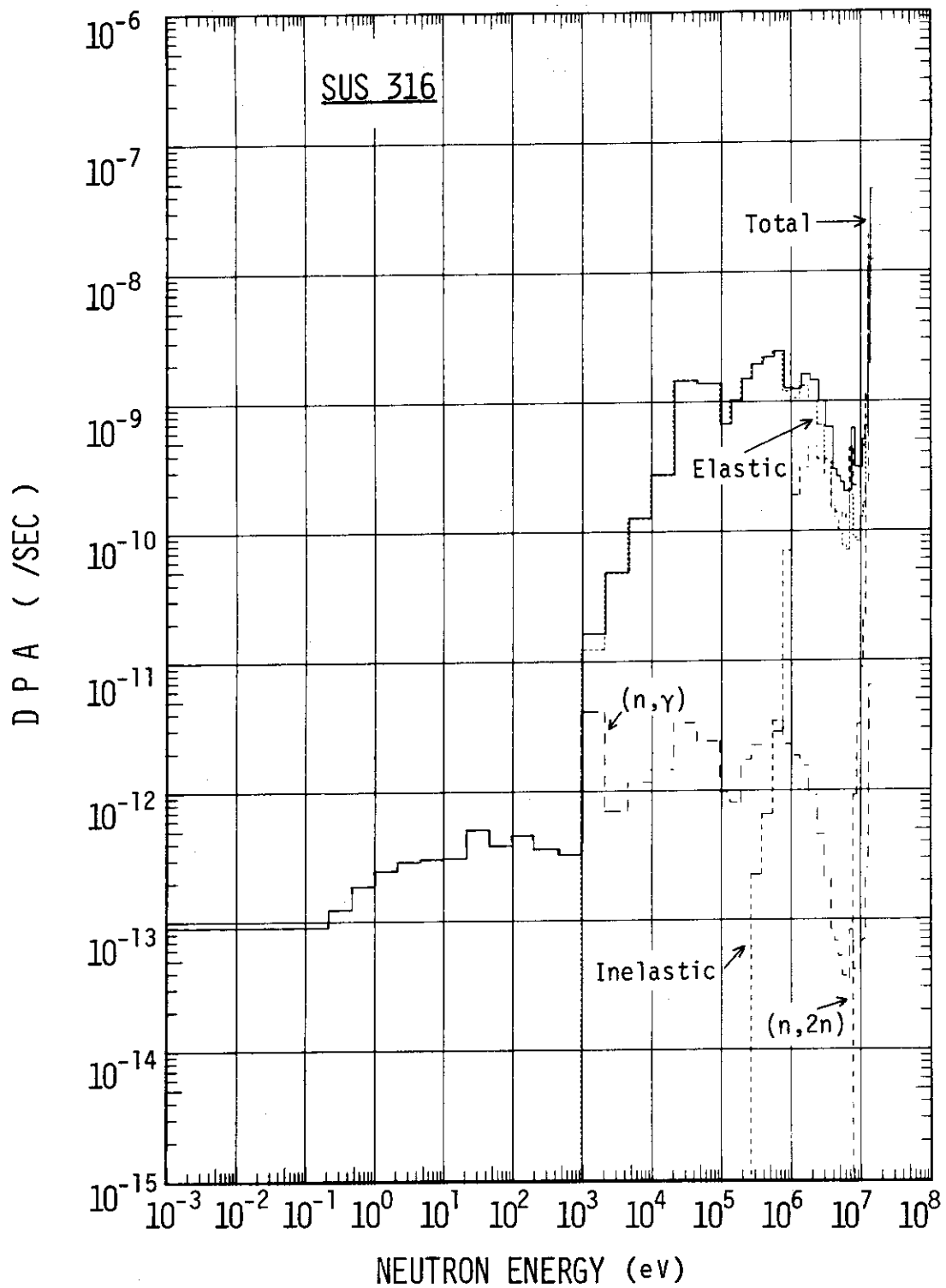


Fig. 4.6.5 Atomic displacement rate in the first wall as a function of neutron energy.

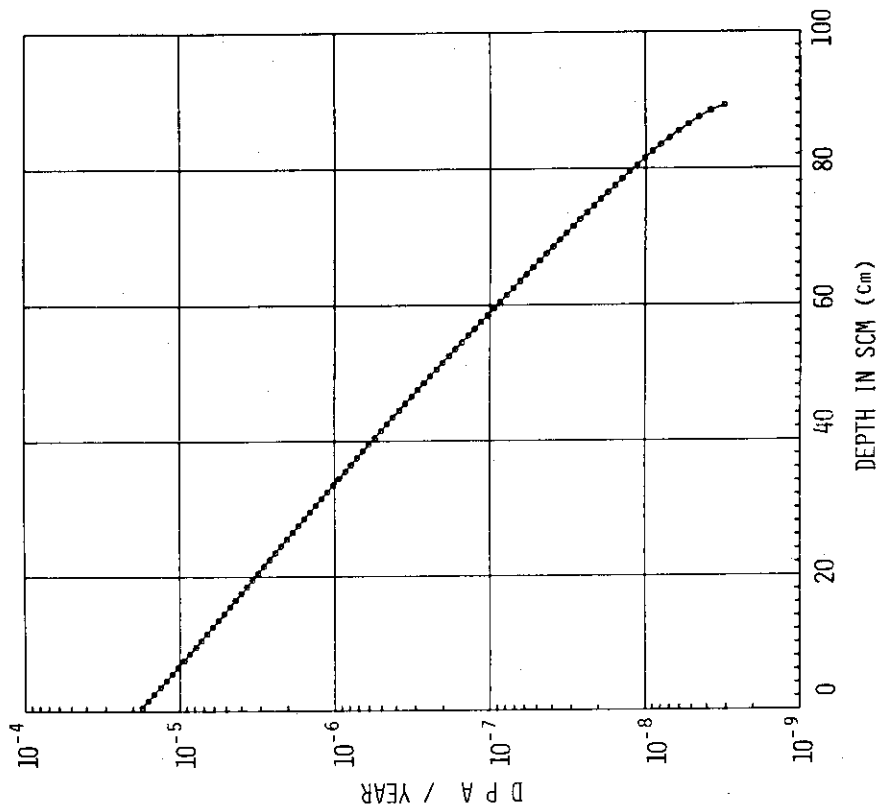


Fig. 4.6.7 Spatial distribution of atomic displacement rates in copper stabilizer as a function of depth within the inner toroidal magnet

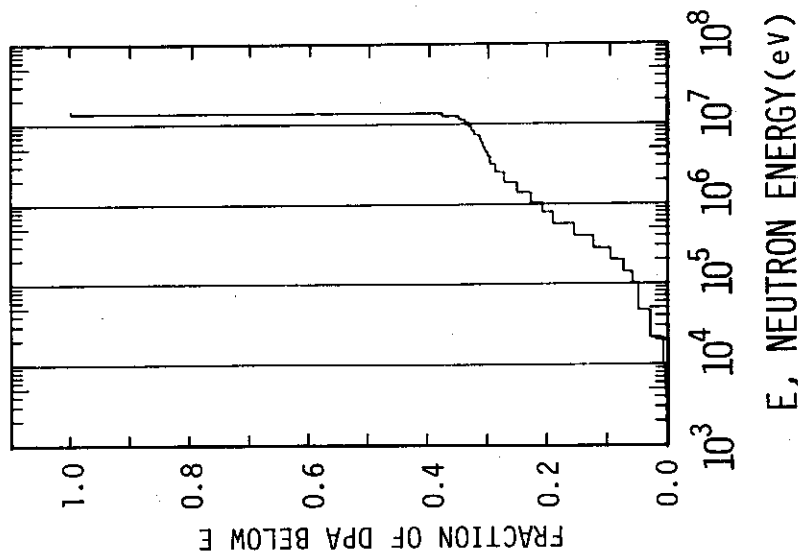


Fig. 4.6.6. Fraction of dpa below neutron energy E in the first wall.

4.7 ま と め

トリチウム増殖比に関する問題と今後の課題

- 構造材がブランケット中に占める体積は、トリチウム増殖比に大きな影響を及ぼす。トリチウム増殖比の計算においては現実的な構造材体積率を仮定すべきである。またブランケット構造設計においては体積率を過大にしないような設計を行うべきであろう。
- 実験炉のトリチウム増殖比の計算においては、2次元計算を行ったため、種々の補正が必要であった。計算精度を上げるためにはモンテカルロ計算コードを用いた3次元計算が必要である。
- インナーブランケット領域を縮小したため、トロイダルマグネットのトーラス内側部分の遮蔽に若干のリスクが負わされた。インナーブランケットをトーラス内側90度に縮小しても大丈夫であることを確認する必要がある。

放射線発熱に関する問題と今後の課題

- 放射線発熱の98%以上はブランケット中で生ずるが、その発熱率は第1壁においても $2W \cdot cm^{-3}$ 以下でありこの冷却は大きな問題とはならない。
- しかしその計算精度は不十分であり今後改良すべき以下の課題が考えられる。
 - (i) トーラスの内側と外側のブランケット、遮蔽層などの組成、寸法の違いを考慮してしかも3次元的な配置をも考慮したモンテカルロ法に基づく計算が必要である。
 - (ii) ガンマ線の生成断面積データを収集してより信頼性の高いもので置き換える必要がある。現在このデータの不備による誤差は約10%程度であると考えられる。
- 実験炉においては入射14MeV中性子あたりの外側ブランケット中での発熱量は16.8MeVであり、発熱量は約2割増大しただけであるが、実用炉においてはさらにブランケットにおけるエネルギー増倍率を高める努力が必要である。

第1壁中性子束分布に関する問題と今後の課題

- プラズマ形状が円形である限り第1壁中性子束分布には極端なピークは出来ない。非円形形状になった場合は詳細な計算が必要であろう。その場合はモンテカルロ法による計算が有効である。

誘導放射能に関する問題と今後の課題

- 遮蔽体外側のバルクの線量率は、炉停止時に従事者が近接できるレベルまで下げることができた。しかし、中性粒子入射孔の周辺では、マグネットなどの放射化は約1桁高くなるであろう。この放射化した部分からの γ 線が炉室に洩れないようにすることが必要である。
- 中性粒子入射加熱装置の誘導放射能と、その周辺の線量率を検討する必要がある。中性粒子入射孔からの中性子ストリーミングによって、中性粒子入射加熱装置は相当な誘導放射能を持つことが予想される。
- インナーブランケットは、ステンレス鋼を多量に含んでいるため、アウターブランケットより誘導放射能が大きくなるであろう。これによる装置全体の誘導放射能、線量率の増加を検討する必要がある。
- 機械式リミターも、定期的な交換、故障による交換が考えられるから、この誘導放射能も検

討しておく必要がある。

。また誘導放射能，線量率計算の精度を向上させるためには次のことが必要であろう。

- (1) 放射化断面積，崩壊データの整備。
- (2) 計算システムの拡充。現在のシステムでは，中性粒子入射加熱装置等の複雑形状部分の誘導放射能が計算できない。2次元輸送計算コードの出力から，中性子を読み込み，2次元輸送計算用の外部線源を計算できるようにシステムを拡充する必要がある。
- (3) 誘導放射能計算の際に入力となる中性子束分布の計算精度の向上。プラズマから離れた位置の誘導放射能分布が遮蔽体外側の線量率に寄与するから，プラズマから離れた位置の中性子束も正確に求める必要がある。
- (4) 2次元輸送計算コード(Ray-effectの除去)

放射性廃棄物に関する問題と今後の課題

。炉の保守に伴ってどれくらいの放射性廃棄物が出るかを検討する必要がある。

参 考 文 献

- 1) 迫 淳，他，JAERI-M 6670(1976)
- 2) 関 泰，田中吉左右，迫 淳，JAERI-M 6150(1975)
- 3) Tanaka, K., CONF-750989 III 251(1976)
- 4) Engle Jr., W.W., K-1693(1967)
- 5) Lathrop, K.D., LA-4600(1972)
- 6) Wright, R.Q., et al., ORNL-TM-2679(1969)
- 7) Ragheb, Magdi M.H., et al., UWFD-92(1975)
- 8) Kulcinski, G.L., et al., UWFD-68(1973)
- 9) Becker, G., et al., Z.Physik 269, 41-46(1974)
- 10) Dänner, W., IPP 4/101(1972)
- 11) 飯田浩正，関 泰，井手隆裕，JAERI-M 6639
- 12) 宮坂駿一，他，JAERI-M 5794(1974)
- 13) 伊尾木公裕，他，JAERI-M 6471(1976)
- 14) Lathrop, K., D. and Brinkley, F., W., LA-4848-MS(1973)
- 15) Conn, R.W., et al., FDM-113(1974)
- 16) 飯田浩正，他，(公刊予定)
- 17) Kaser, J., D., Postma, A., K. and Bradley, D., J.,
CONF-760935-17(1976)
- 18) Kulchinski, G.L., et al., UWFD-68(1973)
- 19) Kinchin, G.H. and Pease, R.S., Rep. Prog. Phys., 18(1955)1.
- 20) Lindhard, J. et al., Kgl. Danske Vindenskab, Mat.-Fys. Medd.,
33(1963)No. 10.

- 21) 伊尾木公裕, 他, 刊行予定
- 22) Drake, M.K. ed., BNL-50274(T-601)(1970)
- 23) 曾根和穂, 白石健介, JAERI-M 6358
- 24) Horak, J.A., and Blewitt, T.H., Phy. Stat. Sol. 9(1972)721

5. 遮 蔽 設 計

実験炉においてはD-T反応に伴って14MeVの中性子が放出されるので、炉の構成機器および人体を保護するための放射線遮蔽が必要となる。ここでは第1次予備設計で検討された炉の主要コンポーネントであるトロイダルコイル、ポロイダルコイルおよび真空排気ポンプに対する遮蔽計算の結果について報告する。さらに生体遮蔽設計に関する予備的検討の結果についても述べる。

Fig. 1. 2にも見られるように実験炉の機器遮蔽は、ブランケットおよび重コンクリートを主とする超電導マグネット遮蔽層によって行われる。これらは、ドーナツ状のプラズマを取り囲み複雑な形状をしており、しかもブランケットには中性粒子入射孔などの貫通孔が設けられている。そこで遮蔽層の外側に設置される機器が受ける放射線を厳密に求めるには3次元計算を必要とする。しかし中性子の平均自由行程の数十倍というような大きな複雑形状体系を精度良く取り扱える中性子輸送計算コードは現在のところ見当らない。ここではまず5.1節において、1次元 S_N 輸送計算を用いて行った超電導マグネットのバルクの遮蔽設計の結果を示す。次の5.2節においては、中性粒子入射孔からの中性子のストリーミング効果について述べる。中性子ストリーミングが、トロイダル磁場コイルに及ぼす影響を2次元 S_N 輸送計算を用いて調べた。また中性子ストリーミングによるクライオポンプにおける発熱量を3次元モンテカルロ法にて評価した。以上の機器遮蔽設計の他に、1次元 S_N 輸送計算で行った生体遮蔽設計の結果を5.3節に示す。そして遮蔽設計に関する問題点と今後の課題を5.4節にまとめた。

5.1節と5.3節の1次元解析の計算モデルの選び方、計算方法と結果の一部は、既にJAERI-M 6783⁽¹⁾として報告してある。その後の検討によりJAERI-M 6783においては、酸化リチウムの密度を4割程度過大に計算していたことが判明したため、この密度を正しい値に訂正した。また超電導マグネットの遮蔽の設計基準値の一部をより厳しい値に設定し直した。以上の二通りの変更に対しても遮蔽設計基準が満たされるようにブランケットと遮蔽層の組成を部分的に変更して全面的に再計算を行った。新たに設定した実験炉のブランケット、遮蔽層およびトロイダル磁場コイルの各領域の構成を、中間報告書⁽²⁾で設定したものと対比させてFig. 5. 1. 1に示す。この図は核計算を行う際に使用した計算モデルに対応している。核計算に使用した基本材料および各領域の組成を原子数密度の形でTable 5. 1. 1に示す。この表にはFig. 5. 1. 1で示した各領域の組成以外にポロイダル磁場コイル遮蔽計算および生体遮蔽計算に使用した物質と材料の組成も付け加えてある。

5.1 バルク遮蔽設計

実験炉では、トロイダル磁場コイル (TFC)、ポロイダル磁場コイル (PFC) および誘導エネルギー蓄積装置 (IES) に超電導マグネット (SCM) を使用することが考えられている。これらの SCM は耐放射線性が低く、しかも極低温に維持しなければならないので十分な放射線遮蔽を施す必要がある。上記 3 通りの機器に用いられる SCM の中で、実験炉では TFC の SCM がプラズマに最も近い位置に置かれるので、これに対する放射線遮蔽を十分に行えば、その他の SCM に対する遮蔽もほぼ満たされる。また TFC の遮蔽計算の結果を外挿することも可能であるので、ここでは TFC の遮蔽設計の結果を主に示す。PFC についても簡単な 1 次元解析により放射線発熱分布を求めたのでその結果を付け加える。

以下にまず設定した SCM の遮蔽設計基準について述べ、バルク遮蔽設計に用いた計算法の概要、トラスの内側部分の遮蔽設計、外側遮蔽設計について順次述べ、最後に結果が設計基準を満たしていることを示す。

5.1.1 遮蔽設計基準

超電導マグネット (SCM) の放射線による影響は、線量効果 (Fluence 効果) と線量率効果 (Flux 効果) に大別される⁽³⁾。線量効果は、SCM が蒙る放射線損傷の蓄積による性能変化であり、線量率効果は主として SCM 中の放射線発熱の効果である。これらの照射効果を明確にするには、理想的には実際の SCM を組み立てて通電した状態 (つまり高磁場下) で極低温下の照射試験が必要である。しかしながら大型の SCM に対する照射試験データが無い現在では、SCM の各コンポーネントである超電導線材、安定化金属、電気および熱絶縁材、構造材に対する照射データに基づいて遮蔽の設計基準が設定されている。

SCM の遮蔽設計を行う際にはその設計基準をできるだけ明確な根拠に基づいて設定することが望ましいが、これは以下の理由から困難である。ひとつには、核融合炉で使用するような大型の SCM 自体が設計の上でしか存在しないために対象が不明確であることであり、第 2 に上述のように SCM の各コンポーネントあるいはその組み合わせに対する照射データはあるが、組み立てられた SCM の理想的な条件下の照射データが欠如しているためである。また照射試験の結果も、照射温度、照射条件、試料の組成、製法などの違いによりかなりの差が見られる。

各コンポーネントの物性値は常温と極低温とでは大きく異なることがあり、特に極低温では annealing 効果による格子欠陥の回復が期待できないので、線量効果は常温での照射損傷より一段と厳しくなる。それでも超電導線材と安定化金属に対しては、極低温あるいは低温下の照射試験が多く行われるようになってきたが、絶縁材の極低温下の照射データは依然として不足していると言われている⁽⁴⁾。また極低温照射した超電導線材および安定化金属を常温あるいはそれ以上に焼き戻したときに、線量効果がどの程度回復するかのデータも重要である。

照射条件については、遮蔽層の選び方により SCM の受ける中性子およびガンマ線束の大きさとエネルギースペクトルは変ってくる。現在の照射試験は原子炉を用いて行われ、照射量を表わす目安として 0.1 MeV 以上の高速中性子のフルエンスが用いられているが、これは 14 MeV 中性子が存在する核融合炉の SCM における照射損傷に適用するには適当とは考えられない。

(この点は銅の変位損傷断面積が0.1 MeV以上で大きく変化している様子を示すFig. 4. 6. 2からも明らかである。)

超電導複合線材の照射においては、線材の製法と履歴、組成、幾何形状等に対する依存性が大きいようである。Nb₃Snの超電導線材の照射効果に関しては、照射により臨界電流密度J_cが増大する場合⁽⁵⁾および低下する場合⁽⁶⁾とがある。これは照射によりピン止め点が増加しJ_cが一旦増加するが、さらに照射量を増加すると照射による欠陥の悪影響が支配的になると解釈されている⁽⁴⁾。

このように、照射データの不足、実際のSCMの構造、冷却方式の不確定、照射環境の不確定など多くの不確定要素があるにもかかわらず、SCMの遮蔽設計例においては一応の設計基準を定めている^{(7)~(16)}。ここではそのような設計例を参考にすると同時に、保守修理時に作業者に対する誘導放射能の線量率を許容値以下にすることおよび2次遮蔽となる炉室のコンクリート壁とともに十分な生体遮蔽を行うことを設計基準に付け加えた。実験炉の遮蔽の設計基準は以下の通りである。

- (1) SCMのコンポーネントの照射効果の中で、現時点で最も厳しいと考えられるものは銅の電気抵抗の増大である。4.2°Kで12 Tの高磁場下にある銅の照射後の抵抗値を $8 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}$ 以下にする。⁽¹⁷⁾ そのためには照射による抵抗増大の許容値を $2.5 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}$ とすると、銅の変位損傷がほぼ $9.8 \times 10^{-5} \text{ dpa}$ のときこの許容値に達する。⁽¹⁸⁾ 4年間に一度焼き戻しをすることを考えて、1年間に生ずる銅の変位損傷を $2.45 \times 10^{-5} \text{ dpa}$ 以下に抑えることを設計基準とする。
- (2) Nb₃Snの超電導線材の臨界電流密度は、中性子のフルエンスが $10^{18} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$ 以上で変化するので、^{(5)~(6)}中性子のフルエンスがこの値以下であれば良いことにする。
- (3) 絶縁材の吸収線量は、炉の寿命の10年間でその特性が変化しない程度に抑える。マイラーが使用できない場合には、エポキシ樹脂、あるいはさらに耐放射線性の高い絶縁材を使用する。
- (4) JXFRのTFCにおける発熱量と線材の温度上昇との関係は不明であるが、線材の温度上昇を1°K以下に抑えるには最大の放射線発熱率は $10^{-3} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$ 以下にすれば良いものとする。
- (5) SCM中の放射線発熱量は、冷凍電力が過大にならない程度に抑える。
- (6) SCMの遮蔽層が、生体遮蔽の1次遮蔽の役割も果すものとする。すなわち、2次遮蔽となる炉室のコンクリート壁の厚さを過大にすることなく炉室外の線量率を従事者に対する許容値以下にし、敷地境界の線量を公衆に対する許容値以下にする。
- (7) トーラスの外側においては、運転停止後1週間経過後には、人間が近付いてSCMの修理ができる程度に、SCMの誘導放射能を低く抑えることにする。

5.1.2 計算モデルと計算方法

1次元計算モデルの選び方をJAERI-M 6783⁽¹⁾において検討した。その結果どのような計算モデルを用いてもSCMにおける最大の中性子束、放射線発熱率等の計算値間の差は、たかだか25%であることが示された。他方、実用炉⁽¹⁹⁾を対象としてなされた遮蔽計算法の検

討⁽²⁰⁾より、 S_N 輸送計算を行う上で空間メッシュを十分に細かく切ることが遮蔽設計の精度向上に重要であることが指摘された。以上の結果を考慮してバルクの遮蔽設計には1次元の円柱計算モデルを採用した。そして各領域の空間メッシュはできるだけその領域の中性子の平均自由行程の1/2以下になるように選んだ。

中性子束とガンマ線束の計算は1次元輸送 S_N 計算コードANISN⁽²¹⁾を用いて、 P_5-P_8 近似にて行った。この近似に伴う誤差は、SCMの表面で7%以下である。⁽²⁰⁾ 計算に使用した炉定数セットは、実用炉の遮蔽設計⁽¹⁵⁾に用いた42群中性子-21群ガンマ線結合断面積セットの核種数を増加したものである。つまり核データファイルENDF/B-IIIの中性子断面積、POPOP4ライブラリー⁽²²⁾の2次ガンマ線スペクトルデータより放射線発熱計算コードシステムRADHEAT⁽²³⁾に基づいて作成したものである。中性子発熱定数の計算にはMACKコード⁽²⁴⁾を用いた。ただし、新たに追加したタングステンの4つの同位元素、 ^{182}W , ^{183}W , ^{184}W , ^{186}W および ^{181}Ta の5核種の中性子断面積は、ENDF/B-IVよりSPTG4Z⁽²⁵⁾を用いて作成した。

5.1.3 内側遮蔽設計

核融合実験炉の第1次予備設計の設定条件として炉の寸法はできるだけコンパクトにすることが定められた。プラズマとトーラスの内側のD型のトロイダル磁場コイル(TFC)の直線部分との距離を小さくすることによりトロイダル磁場が有効に利用でき、主半径を小さくすることにより炉全体の寸法を小さくしてコストを下げるができる。そこでトーラスの内側においては、SCMの遮蔽をできるだけ薄くすることを目的として、この部分のブランケット(以後内側ブランケットと呼ぶ)にはトリチウム生産のための酸化リチウムの代りに、より遮蔽性能に優れた物質を装荷することにした。

トーラスの内側においては、Fig.1.2に見られるようにTFCとトロイダル磁場コイル(PFC)がほとんど隙間なく密着して配置されているので、運転中に内側ブランケットと遮蔽層を透過した中性子あるいは炉停止後の誘導放射ガンマ線は、TFCとPFCによって大きく減衰し炉室への漏洩は十分に小さくなることが期待できる。そこで内側の遮蔽設計の基準としては、SCMの照射効果に関するものだけを適用し、その中でも特に満足させることが困難と考えられた銅の変位損傷率を許容値以下にして、しかもできるだけ小さくするようにした。一連のパラメータサーベイ⁽¹⁾の結果Fig.5.1に示す遮蔽材の配置を選んだ。この遮蔽設計の考え方は、まず14MeV中性子をFeで減速し、次にタングステンWおよび重コンでさらに減速させた上で、 ^{10}B で中性子を吸収するものである。内側ブランケットの構造材はステンレス鋼(SUS316)であり冷却はHeにて行い。また遮蔽層の荷重の支持はステンレス鋼バンチング*入りの重コン構造材にて行い、冷却はボロン水にて行いものとした。

Fig.5.1.2に内側遮蔽計算に使用した1次元円柱モデルを示す。この図に示されているようにTFCの外側に密着してPFCが配置されているものとした。PFCの中での放射線発熱によるホットスポットが生ずる可能性を調べるためにPFCの中の領域はかなり詳細に区切っている。この計算モデルを、以後のこの章では内側計算モデルと呼ぶことにする。

* 磁束を透過させるためにこれを用いることが必要となろう。

5.1.4 外側遮蔽設計

トーラスの外側においては、SCMの照射効果のみならず、誘導放射能および生体遮蔽に関連した設計基準が満たされるようにした。そして外側においては、真空排気と中性粒子入射のための孔からの中性子ストリーミング効果を考慮して、この孔に面した遮蔽層の厚さを増加させる必要が生じた。

また長時間運転後1週間経過した時に人間が遮蔽層の外側まで接近できるようにするために、かなり遮蔽性能を向上させる必要が生じた。

そのためにまず外側ブランケットの厚さ20 cmの中性子反射体材料を黒鉛からステンレス鋼に置き換えた。その結果、トリチウム増殖比は約2%減少したが、SCM中の銅の最大の変位損傷率は約2/7になった。反射体にステンレス鋼を用いるとブランケットの重量が増大するが、トリチウム増殖比はほとんど変化せず遮蔽効果はかなり向上する。さらに黒鉛はトリチウムを吸収する可能性もあるので、ステンレス鋼反射体を採用した。

遮蔽性能をさらに向上させるために、外側遮蔽層の重コンの厚さを40 cmから75 cmに増加させ、10 cmの鉛層を5 cmに減少させた。このように遮蔽層の厚さを正味30 cm増加させるためには、中間報告書⁽²⁾の設計では空間が不十分であったためTFCをコンスタントテンションD型より平たい形に変更した。さらに中性粒子入射孔に面した遮蔽層を厚くするために、孔の数を12から8に減少させ、TFCの本数も24本から16本に減少させるなど大幅な設計変更がなされた。つまり遮蔽層を厚くすることにより炉構造、TFC、中性粒子入射装置などの全面的設計変更が必要となった。

Fig. 5.1.3に、外側のバルク遮蔽計算に使用した3通りの計算モデルを示す。Fig. 1.2に見られるようにトーラスの外側においては、TFCの間にはかなりの隙間があるので、PFCの遮蔽計算には、TFCがないものとして、PFCにおける放射線を過大評価するような計算モデルを採用した。TFCとPFCの遮蔽計算には1次元円柱モデルを用いた。TFCに対するモデルを以後外側計算モデルと呼ぶことにする。これに対して生体遮蔽の計算では1次元球モデルを使用し、TFCとPFCによる放射線の減衰を考慮せず、しかも炉室コンクリートの厚さは最も薄い天井と同じ2 mとした。

5.1.5 結果と検討

トーラスの内側および外側におけるバルクの遮蔽計算の結果が、SCMに関する遮蔽設計基準を満たすことを示す。生体遮蔽に関する計算結果は、5.3節において別途示すことにする。

(1) 放射線分布

実験炉の内側および外側のブランケットからSCMまで(内側および外側計算モデル)における中性子束およびガンマ線束の分布を、それぞれFig. 5.1.4と5.1.5に示す。Fig. 5.1.4のトーラスの内側のSCM表面($R=315$ cm)においては、ガンマ線束の方が中性子束よりも大きい。ガンマ線による発熱およびマイラーの吸収線量は考慮されているが、Cuおよび Nb_3Sn に対する放射線損傷に及ぼす影響は考慮されていないので、この影響も調べる必要がある。Fig. 5.1.5のトーラスの外側のSCM表面($R=435$ cm)においては、中性子束の方がガンマ線束より1桁程度高く、中性子束によるCuおよび Nb_3Sn の損傷だけを考慮すれば

十分であろう。

S C M中の最大中性子束は、トーラスの内側において $7.71 \times 10^8 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ であり、トーラスの外側において $3.53 \times 10^6 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ であり、内側の最大値の約1/500である。炉の負荷率を50%として10年間使用するとしても、最大中性子フルエンスは $1.2 \times 10^{17} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$ であり、 Nb_3Sn の超電導線材の臨界電流密度が変化する $10^{18} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$ よりほぼ1桁低く抑えられた。

内側および外側計算モデルにおける中性子スペクトルの空間的变化を、Fig. 5. 1. 6と5. 1. 7に示す。同様なガンマ線スペクトルの空間的变化をFig. 5. 1. 8と5. 1. 9に示す。Fig. 5. 1. 6～5. 1. 9において中性子束およびガンマ線束は、各エネルギー群のフラックス値が高さに対応している。Fig. 5. 1. 6より10 eV以下の中性子は内側ブランケット中でかなり減少するが、遮蔽層の重コン中で増加し、 B_4C により吸収される様子がわかる。また数MeV以上の中性子は特にブランケットでの減少が著しいことがわかるが、T F Cにおいても14 MeV中性子のピークが見られる。

外側計算モデルにおいては、ブランケット中では ^6Li の吸収によりエネルギーが低い中性子ほど減少量が多いことがわかる (Fig. 5. 1. 7)。重コン中においてはほぼ全てのエネルギーの中性子が一様に減衰し、重コンがバランスの良い遮蔽材であることが示されている。

内側と外側計算モデルのガンマ線スペクトルの空間変化を見ると以下の点に気付く (Fig. 5. 1. 8と5. 1. 9)。どちらの場合にも7 MeV近くに鉄の捕獲ガンマ線と思われるピークが見られる。プラズマ以外のいずれの領域でも0.1 MeV以下の低エネルギーガンマ線はそれ以上のガンマ線よりも2桁以上小さくなっている。ガンマ線束は媒質中で減衰はするが、そのスペクトルの空間的变化は小さくほぼ一定の形をしている。

内側および外側計算モデルの代表的な位置における中性子およびガンマ線のスペクトルを、より見易い形でFig. 5. 1. 10～5. 1. 13に示す。これらの図では、横軸の対数目盛で表わしたエネルギー値に対応して、単位レサジーあたりの中性子束およびガンマ線束の値を与えてある。

内側のS C Mの表面における中性子スペクトルはかなり硬く、数百keVの範囲に幅広いピークを有すると同時に14 MeV中性子の鋭いピークも残っており、14 MeV中性子が照射損傷にかなりの影響を及ぼすことが予想される (Fig. 5. 1. 10)。これに対してFig. 5. 1. 11に示した外側のS C M表面における中性子スペクトルは比較的平坦ではあるが、やはり数百keVと14 MeVにピークを有している。ガンマ線スペクトルは、構成材料の差により小さなピークの現われ方に差が生じているが、どの位置においても100 keV～8 MeVの範囲のガンマ線が大部分を占めている。7 MeV近傍のはっきりしたピークは鉄の捕獲ガンマ線と思われる。

(2) 銅の変位損傷率分布

Fig. 5. 1. 14とFig. 5. 1. 15にそれぞれ内側および外側計算モデルにおけるT F CのS C M中の銅の変位損傷率を示した。入射中性子1個あたりの銅原子の最大dpaは、内側のS C M表面において $6.8 \times 10^{-29} \text{ dpa} \cdot \text{n}^{-1}$ であり、外側のS C M表面において $1.5 \times 10^{-31} \text{ dpa} \cdot \text{n}^{-1}$ である。この二つの値を実際の炉の中性子入射密度により規格化し、1年間、負荷率0.5で運転したときの運転時間 $1.6 \times 10^7 \text{ s}$ を掛けると、それぞれ $9.0 \times 10^{-6} \text{ dpa} \cdot \text{y}^{-1}$ と $2.0 \times 10^{-8} \text{ dpa} \cdot \text{y}^{-1}$ となり、いずれの値も設計基準値として定めた $2.45 \times 10^{-5} \text{ dpa} \cdot \text{y}^{-1}$ より低くなっている。

る。外側の値は内側の $1/450$ であり、この値は中性子のストリーミング効果を考慮しても十分に低い値である。銅の dpa が 9.8×10^{-5} dpa になったときに常温に焼き戻せば良いものとするれば、10 年以上も焼き戻しをしなくても良いことになる。

(3) 絶縁材の吸収線量

絶縁材としてはマイラーを使うものとした。マイラーの組成は、HとCが2対1の割合であり、その比重が1.0であるものとして吸収線量を計算した。トーラスの内側と外側におけるマイラーの吸収線量率分布をそれぞれ Fig. 5.1.16 と 5.1.17 に示す。これらの図においては、HとCのそれぞれの原子による中性子とガンマ線の毎秒の吸収線量を区別して示してあるので、HとCの原子数比が2対1でない組成の線量も換算して求めることができる。またSCMにおけるマイラーの吸収線量を下げるには、中性子束を下げる方が有効であることがわかる。トーラスの内側と外側のSCM中のマイラーの最大の吸収線量は負荷率50%としたときの1年間の吸収線量はそれぞれ $4.3 \times 10^7 \text{ rad} \cdot \text{y}^{-1}$ 、 $8.5 \times 10^4 \text{ rad} \cdot \text{y}^{-1}$ となる。常温におけるマイラーの照射試験データでは、 $1.2 \times 10^8 \text{ rad}$ までは特性変化がないとしているので、内側のSCMでは3年間でこの値に達する。エポキシ樹脂がマイラーの20倍の耐放射線性があるならば、内側SCMの絶縁はエポキシ樹脂を用いれば良い。

極低温におけるマイラー、エポキシ樹脂などの照射試験を行い、吸収線量が 10^8 rad 以上でどのような特性変化が生ずるかを調べる必要がある。もしマイラー、エポキシ樹脂が共に 10^8 rad 程度で重大な性能劣化を生ずるならば、耐放射線性が高い絶縁材を開発するか、遮蔽層をさらに厚くするかしなければならない。

(4) 放射線発熱

トーラスの内側および外側のブランケット、遮蔽層およびTFCにおける放射線発熱率分布を Fig. 5.1.18 と 5.1.19 とに示す。SCM中の最大発熱率は内側と外側でそれぞれ $6.2 \times 10^{-5} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$ と $3.8 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$ であり、これらの値は設計基準値とした $10^{-3} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$ より十分に小さい。これらの計算結果から概算したSCM中の放射線による総発熱量は680 Wであり、これを冷凍するのに要する電力は500倍としても、約340 kWに過ぎない。

Fig. 5.1.20 に外側のPFCにおける放射線発熱率分布を示す。PFCの中の放射線発熱は超電導線材中で最大値 $4.3 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$ をとっている。これは重い元素NbやCuからなる線材中では特にガンマ線吸収が集中的に生ずるためである。同じようなことはTFC中에서도生ずることが予想されるので今後はTFCの計算モデルもより実際に近付けた詳細なものとする必要がある。

以上の結果をまとめて設計基準とともに Table 5.1.2 に示す。この表よりマイラーに対する内側SCMの最大の吸収線量以外の量は設計基準を満たしていることがわかる。外側のSCMにおいては、中性粒子入射孔を通しての中性子ストリーミング効果を考慮しても十分に基準が満たされている。SCM中の発熱量も680 W程度であれば、渦電流、伝導などによる発熱量と較べて十分小さい。⁽¹⁷⁾

絶縁材については、マイラーより耐放射線性の高いエポキシ樹脂のようなものを用いなければならない。

(関 泰)

Table 5.1.1a Mixture Table for JXFR (I)

Nuclide	NT No. FO-P5	Li ₂ O (85% T.D.)	S.S.-316	Heavy Concrete (NSL-a)	B+C (¹⁰ B:95%)	Borated Water, H ₂ O(B)	Tungsten (W)	Plasma and Vacuum	Graphite (C)	Helium Gas (10 atm)	Lead (Pb)	Aluminum (Al)
⁶ Li	1-6	5.118 -3										
⁷ Li	7-12	6.385 -2										
¹² C	13-18											
¹⁶ O	19-24	3.448 -2										
⁴ He	25-30											
Nb	31-36											
Mo	37-42											
Cr	43-48											
Ni	49-54											
Fe	55-60											
H	61-66											
¹⁰ B	85-90											
N	91-96											
Al	97-102											
Cu	109-114											
Pb	115-120											
Mg	145-150											
Ca	157-162											
¹⁸² W	193-198											
¹⁸³ W	199-204											
¹⁸⁴ W	205-210											
¹⁸⁶ W	211-216											
Si	229-234											
Ti	235-240											
Li ₂ O	241-246											
S.S.	247-252											
H.C.	253-258											
B ₄ C	259-264											
H ₂ O(B)	265-270											
W	271-276											
Vacuum	277-282											
Graphite	283-288											
He	289-294											
Pb	295-300											
Al	301-306											

Table 5.1.1b Mixture Table for JXFR (2)

(Unit in atoms·cm ⁻³ × 10 ²⁴)									
Nuclide	MT Number PO2P5	Air	Fiber Reinforced Epoxy (FRP)	SUS	Super Conductor (SC)	Liquid Helium (Liq. He)	Copper (Cu)	Nb ₃ Sn	Mixture MT Number
⁶ Li	1~6								
⁷ Li	7~12								
¹² C	13~18		3.6 -2						
¹⁶ O	19~24	1.17 -5	2.6 -2						
⁴ He	25~30				6.4 -3	1.9 -2		1.0 -5	
Nb	31~36								
Mo	37~42			1.6 -2				1.130 -3	
Cr	43~48			6.5 -3				1.418 -2	
Ni	49~54			6.3 -2				1.674 -3	
Fe	55~60							8.863 -3	
H	61~66		4.0 -2					5.318 -2	
¹⁰ B	85~90								
N	91~96	4.22 -5	2.0 -3						
Al	97~102								
Cu	109~114				6.4 -2		8.464 -2		
Pb	115~120								
Mg	145~150								
Ca	157~162								
¹⁸² W	193~198							1.215 -2	
¹⁸³ W	199~204							6.577 -3	
¹⁸⁴ W	205~210							1.398 -2	
¹⁸⁶ W	211~216							1.297 -2	
Si	229~234		1.0 -2						
Ti	235~240				6.5 -3				
Air	307~312								
FRP	313~318							0.9	S.S.
SUS	319~324							0.1	He
SC	325~330							0.73	W
Liq. He	331~336								
Cu	337~342								
Nb ₃ Sn	343~348								
SS+He	349~354								
SS+W+He	355~360								

Table 5.1.1c Mixture Table for JXFR (3)

(Unit in atoms·cm ⁻³ × 10 ²¹)										
Nuclide	MT No. FO/P5	H.C. (0.9) H ₂ O(B) (0.1)	Al(0.3)	SCN S.S. (0.60) Cu(0.28) Nb ₃ Sn(0.07)	SUS(0.5) SC (0.2) Liq. He(0.3)	S.S. (0.4) B ₄ C (0.4) H ₂ O(B) (0.2)	Li ₂ O(0.24) S.S. (0.09) He (0.27)	Li ₂ O(0.72) S.S. (0.17) He (0.11)	Ordinary Concrete	Mixture Mf Number
⁶ Li	106						1.228 -3	3.685 -3		
⁷ Li	7012						1.532 -2	4.598 -2		
¹² C	13018					1.185 -2			6.02 -6	
¹⁶ O	19024	3.383 -2				6.630 -3	8.275 -3	2.483 -2	4.57 -2	
⁴ He	25030				5.70 -3		2.700 -5	1.100 -5		
Nb	31036				1.28 -3					
Mo	37042			3.884 -3		5.020 -4	1.130 -4	2.134 -4		
Cr	43048			7.530 -4		6.300 -3	1.418 -3	2.678 -3		
Ni	49054			9.450 -3	8.00 -3	3.939 -3	8.863 -4	1.674 -3		
Fe	55060			5.909 -3	3.25 -3		5.319 -3	1.005 -2	7.05 -4	
H	61066			3.545 -2	3.15 -2	2.364 -2			1.40 -2	
¹⁰ B	85090					1.326 -2				
N	91096					3.764 -2				
Al	970102		1.801 -2						3.29 -3	
Cu	1090114			2.370 -2	1.28 -2					
Pb	1150120									
Mg	1450150								5.63 -4	
Ca	1570162								2.57 -3	
¹⁸² W	1930198									
¹⁸³ W	1990204									
¹⁸⁴ W	2050210									
¹⁸⁶ W	2110216									
Si	2290234									
Ti	2350240				1.30 -3				1.44 -2	
H ₂ O	3610366	0.9								H.C. 2530258
Al(0.3)	3670372	0.1				0.2				H ₂ O(B) 2650270
SCN	3730378		0.3							Al 3010306
SUS+SC	3790384						0.09	0.17		S.S. 2470252
SS+B ₄ C	3850390									Cu 3370342
Li ₂ O(0.24)	3910396			0.60						Nb ₃ Sn 3430348
Li ₂ O(0.72)	3970402			0.28						SUS 3190324
O.C.	4030408			0.07						SC 3250330
					0.5	0.4				Liq. He 3310336
					0.2					B ₄ C 2590264
					0.3					Li ₂ O 2410246

Table 5.1.2 Results of bulk shielding design
of super conducting magnets

Items*)	Design criteria	Values at inner SCM	Values at outer SCM**)
Maximum dpa in copper [dpa·y ⁻¹]	2.45×10^{-5}	9.0×10^{-6}	2.0×10^{-8}
Maximum neutron fluence [n·cm ⁻²]	1.0×10^{18}	1.2×10^{17}	5.6×10^{14}
Maximum dose in Mylar [rad]	1.2×10^8	4.3×10^8	8.5×10^5
Maximum nuclear heating [W·cm ⁻³]	1.0×10^{-3}	6.2×10^{-5}	3.8×10^{-8}
Total nuclear heating in SCM [W]	—+)	680	

*) Load factor and reactor lifetime are assumed to be 50% and 10 years, respectively.

**) To take the effect of neutron streaming through the injection ports the values for outer SCM should be multiplied by 20~50.

+) As low as practicable for cryogenic capacities.

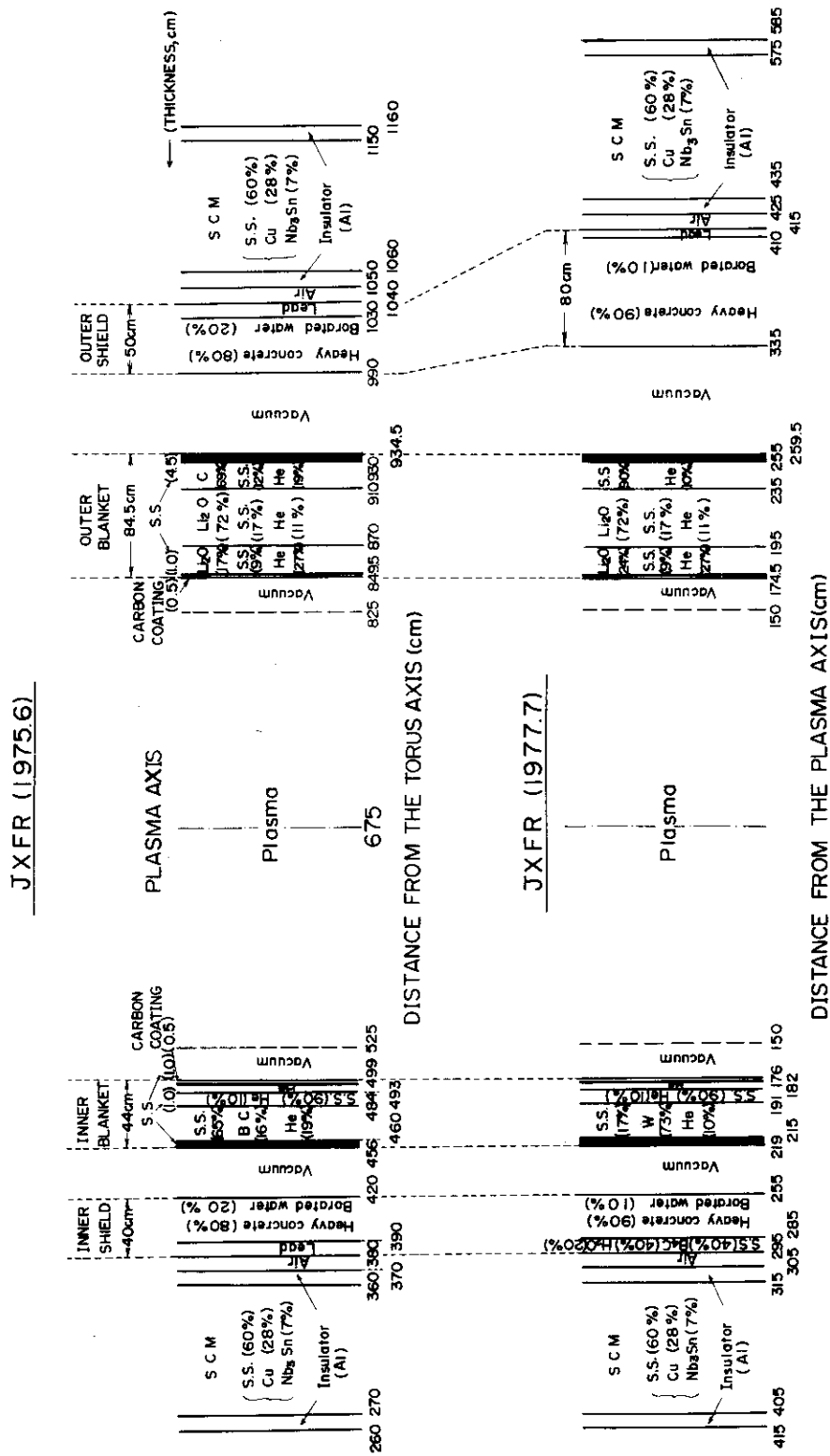


Fig. 5.1.1.1 Modification of the blanket, shield and magnet of JXFR

Inner Blanket, Shield and Magnets Calculational Model

Plasma Axis —————			radius (cm)	mesh no. ($\sum_i n_i$)
			0	1
zone no. (i)				
BLANKET	1	Plasma		(1)
			150	2
	2	Vacuum		(1)
			174.5	3
	3	Carbon Coating		(2)
			175	5
	4	Stainless Steel (SS)		(2)
			176	7
	5	Helium		(1)
			181	8
SHIELD	6	SS		(2)
			182	10
	7	SS(90%)+He(10%)		(10)
			191	20
	8	SS(17%)+W(73%)+He(10%)		(24)
			215	44
	9	SS		(4)
			219	48
	10	Vacuum		(1)
			255	49
TFC	11	Heavy Conc.(90%)+Borated Water(10%)		(40)
			285	89
	12	SS(40%)+B ₄ C(40%)+H ₂ O(20%)		(8)
			295	97
	13	Air		(1)
			305	98
	14	Insulator (Al)		(2)
			315	100
	15	SCM		(90)
			405	190
PFC	16	Insulator (Al)		(2)
			415	192
	17	FRP		(3)
			418	195
	18	SUS		(1)
			418.2	196
	19	SC		(1)
			418.4	197
	20	Liq. He		(1)
			418.7	198
PFC	21	SUS		(1)
			419	199
	22	SUS+SC+He		(65)
			484	264
	23	FRP		(3)
			487	267
	24	Cu		(1)
			487.2	268
	25	SUS		(1)
			492.2	269

Fig. 5.1.2 Inner blanket, shield and magnets calculational model

Outer Blanket, Shield Calculational Models					Toroidal Field Coil					Poloidal Field Coil					Biological Shield				
Plasma Axis	zone no. (i)	radius(cm)	mesh no. $\sum n_i$ (n_i)	1															
BLANKET	1	150	(1)		Plasma														
	2	174.5	(1)		Vacuum														
	3		(2)		Carbon Coating														
	4	175	(2)		Stainless Steel (SS)														
	5	176	(4)		$\text{Li}_2\text{O}(24\%)+\text{SS}(9\%)+\text{He}(27\%)$														
	6	195	(20)		$\text{Li}_2\text{O}(72\%)+\text{SS}(17\%)+\text{He}(11\%)$														
	7	235	(16)		$\text{SS}(90\%)+\text{He}(10\%)$														
	8	255	(10)		SS														
SHIELD	9	259.5	(1)		Vacuum														
	10	335	(50)		Heavy Conc. (90%)+Borated Water(10%)														
	11	410	(8)		Lead														
TFC	12	415	(1)		Air														
	13	425	(2)		Insulator (Al)														
	14	435	(70)		SCM														
	15	575	(2)		Insulator (Al)														
	16	585	(191)																
	17																		
	18				SUS+SC+He														
	19				FRP														
	20				Cu														
	21				SUS														
	22																		
	23																		
	24																		
	25																		
	26																		
	27																		

Fig. 5.1.3 Outer calculational models for toroidal field coil, for poloidal field coil and for the biological concrete shield

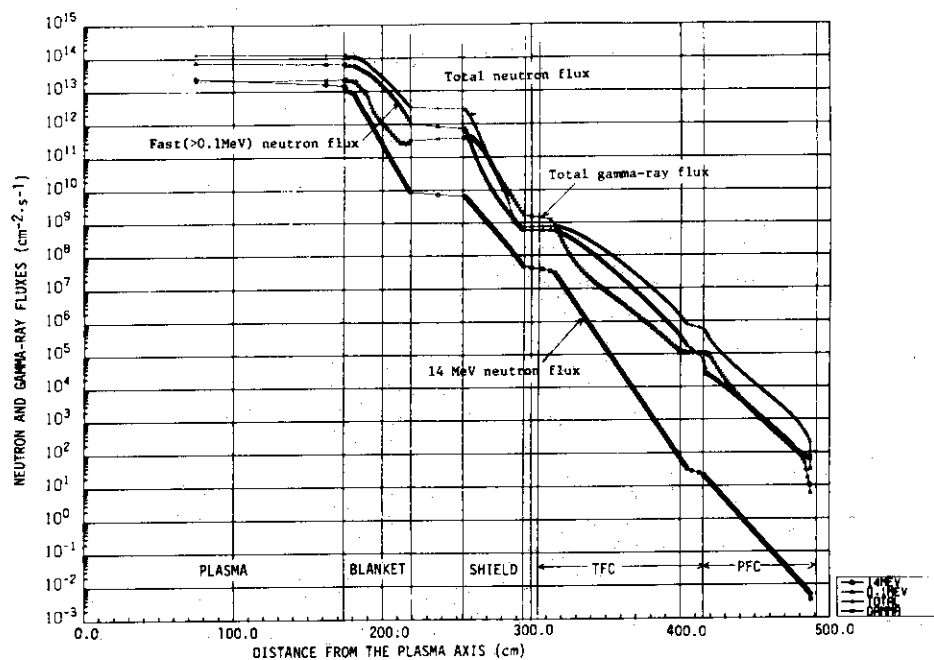


Fig. 5.1.4 Neutron and gamma-ray fluxes in the inner calculational model

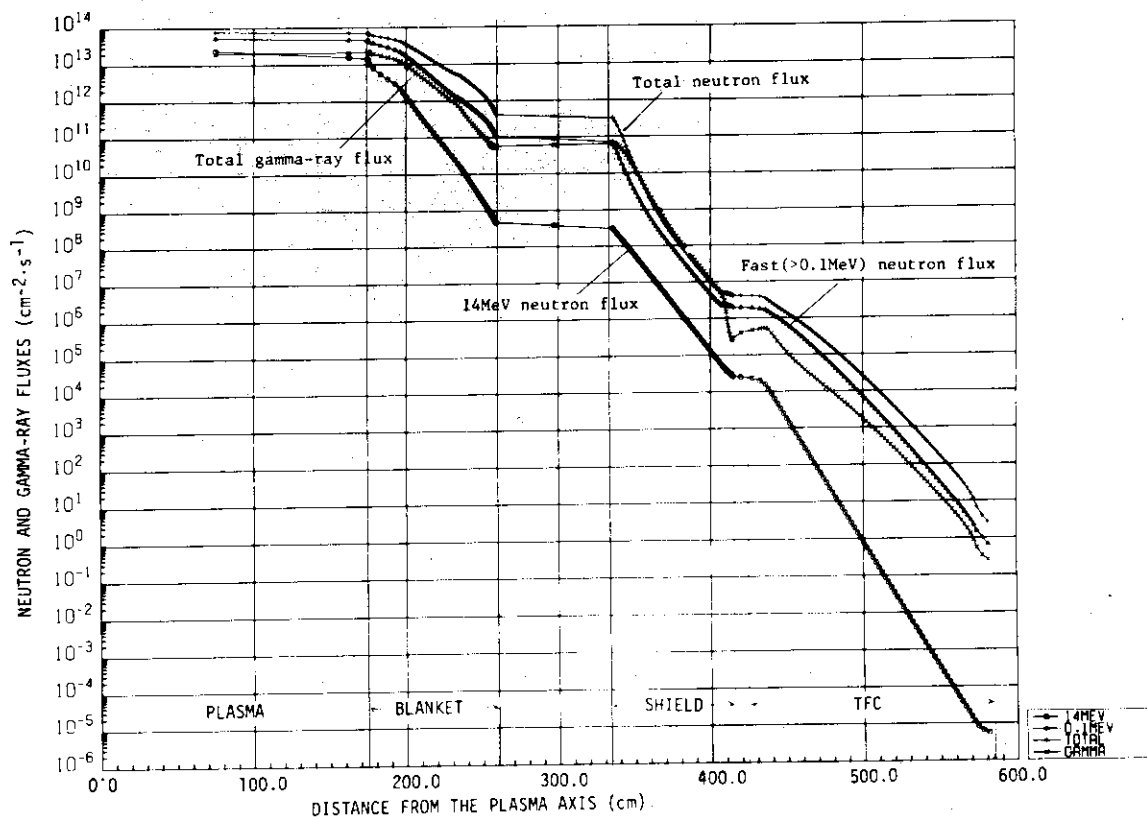


Fig. 5.1.5 Neutron and gamma-ray fluxes in the outer calculational model

NEUTRON FLUX IN INNER BLANKET, SHIELD AND MAGNETS

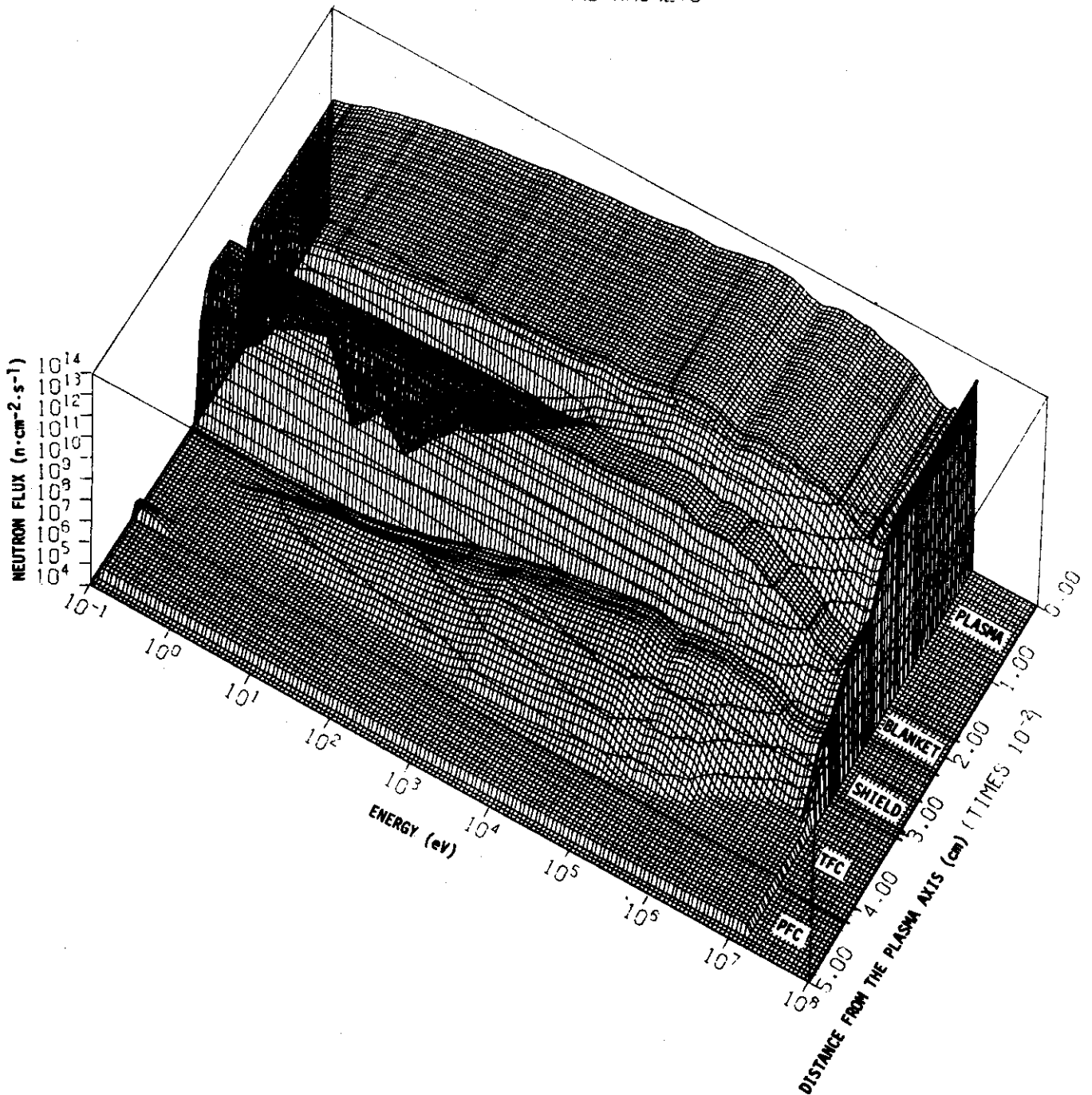


Fig. 5.1.6 Spatial distribution of the neutron spectra in the inner calculational model

NEUTRON FLUX IN OUTER BLANKET, SHIELD AND MAGNET

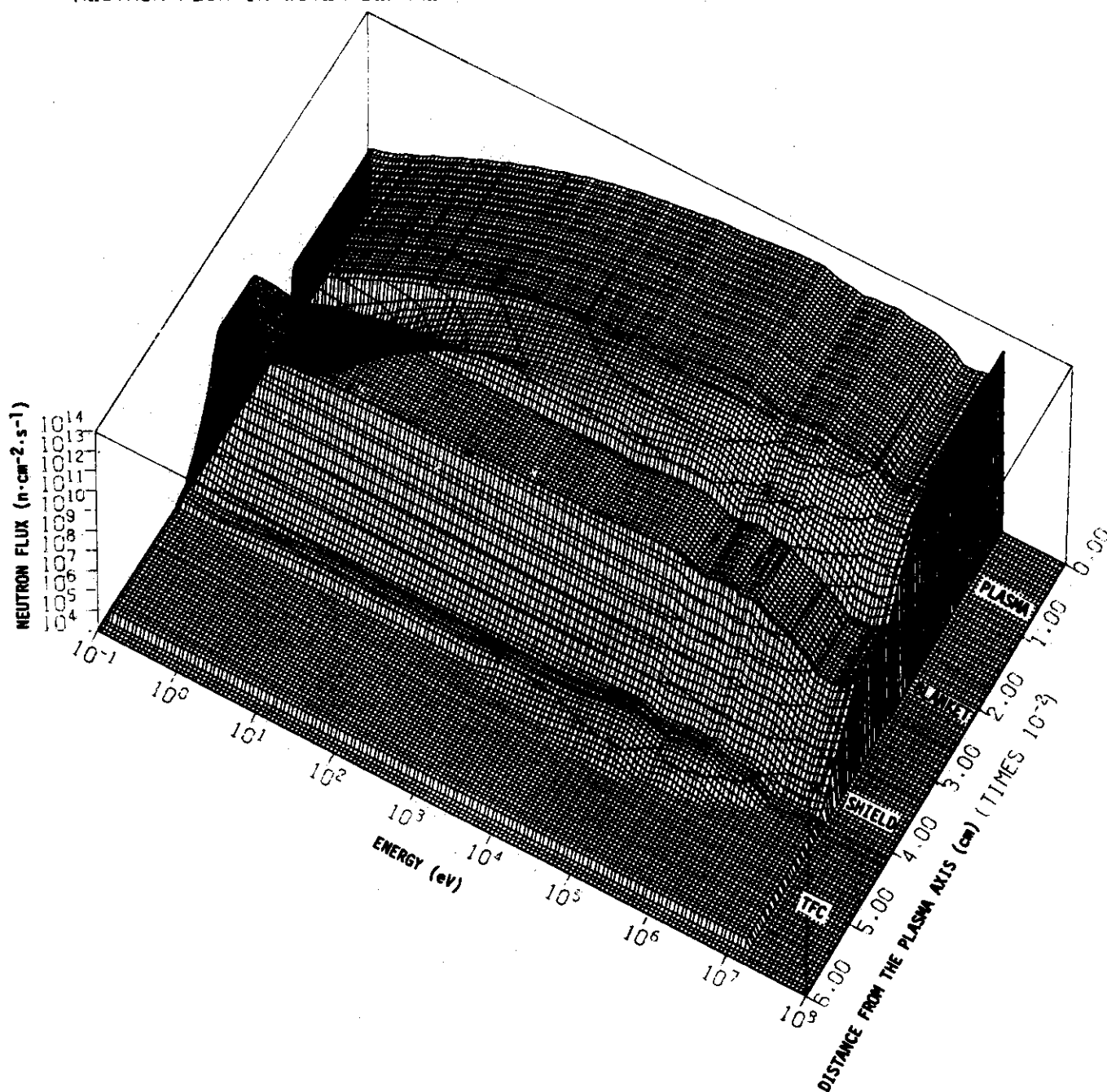


Fig. 5.1.7 Spatial distribution of the neutron spectra in the outer calculational model

γ-RAY FLUX IN INNER BLANKET, SHIELD AND MAGNET

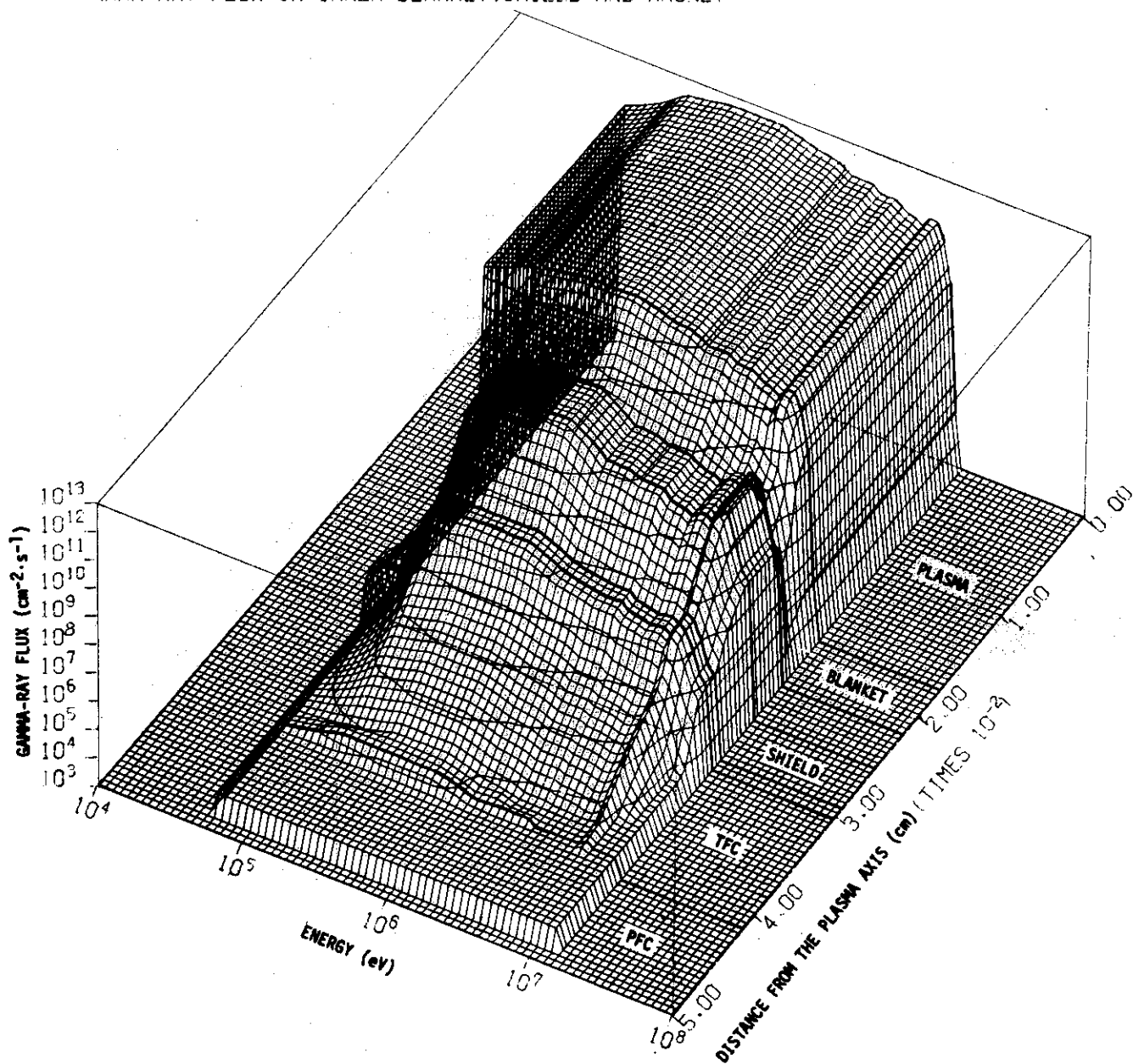


Fig. 5.1.8 Spatial distribution of the gamma-ray spectra in the inner calculational model

γ-RAY FLUX IN OUTER BLANKET, SHIELD AND MAGNETS

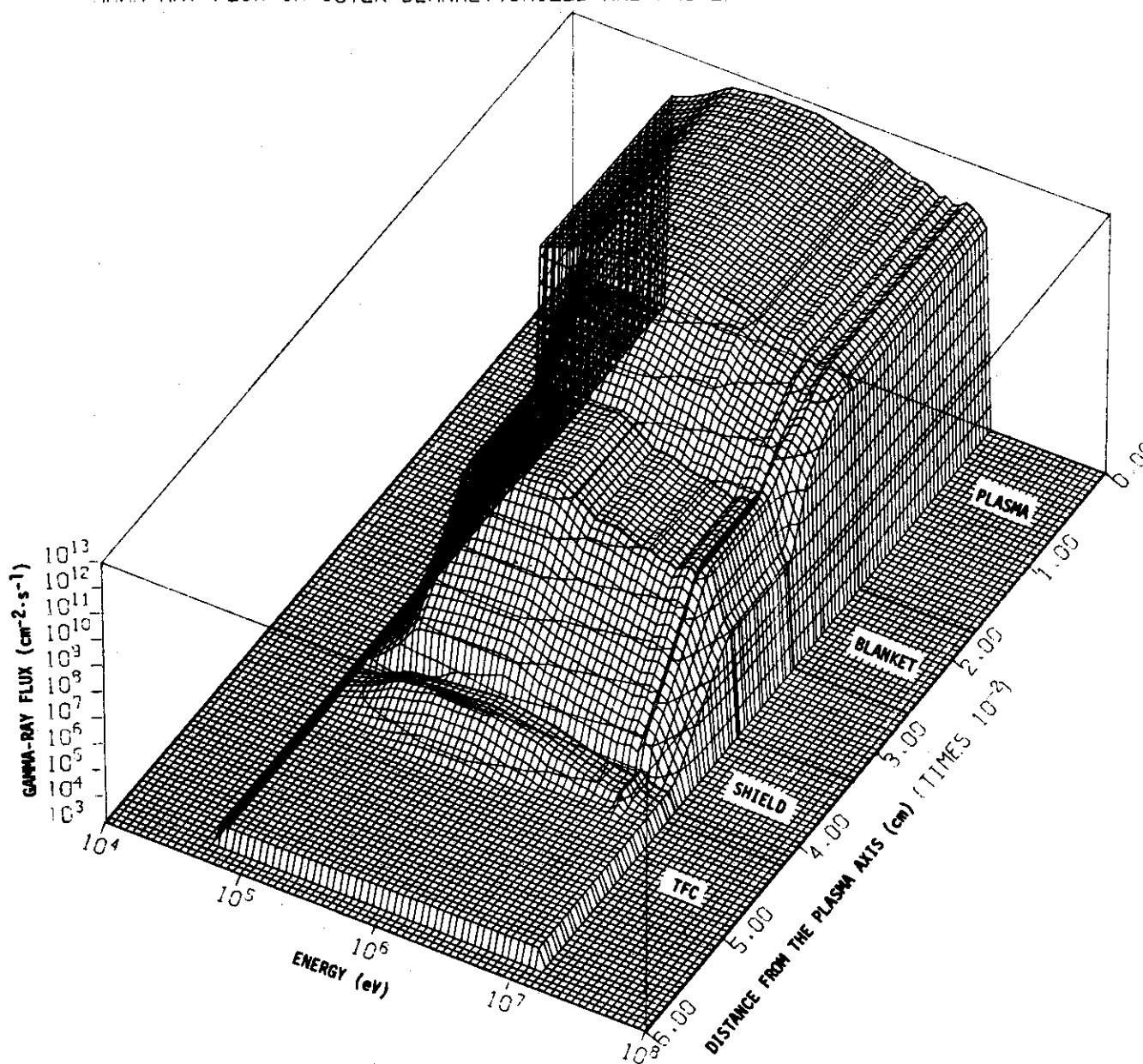


Fig. 5.1.9 Spatial distribution of the gamma-ray spectra in the outer calculational model

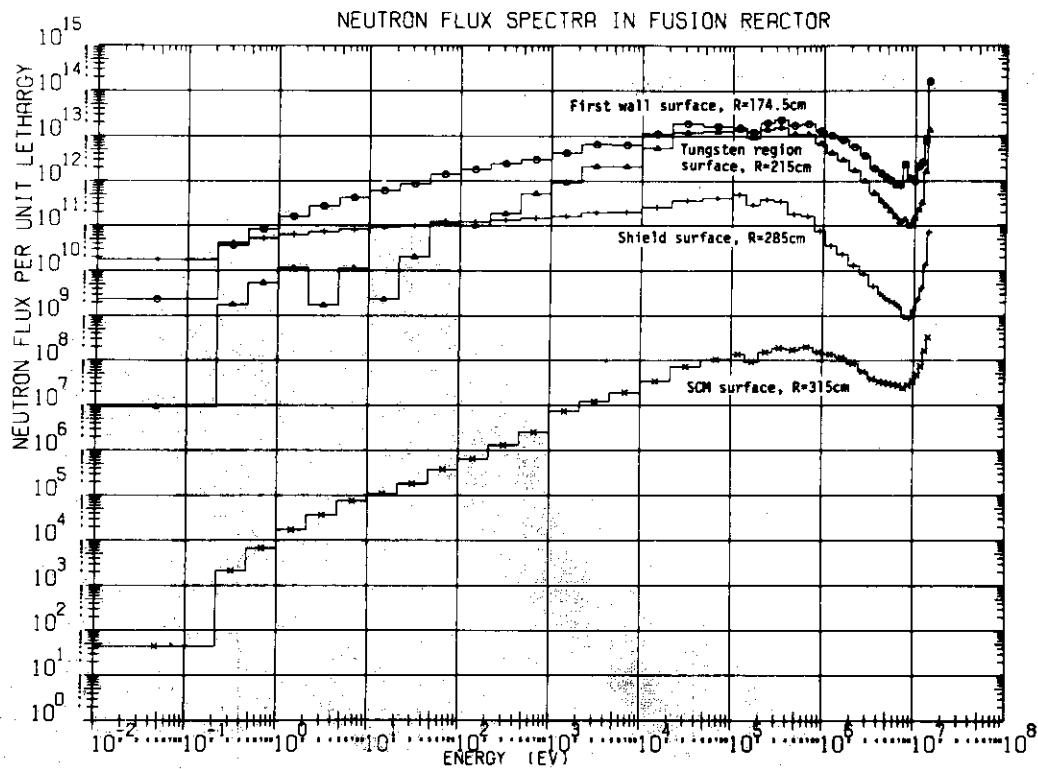


Fig. 5.1.10 Neutron energy spectra at various positions of the inner calculational model

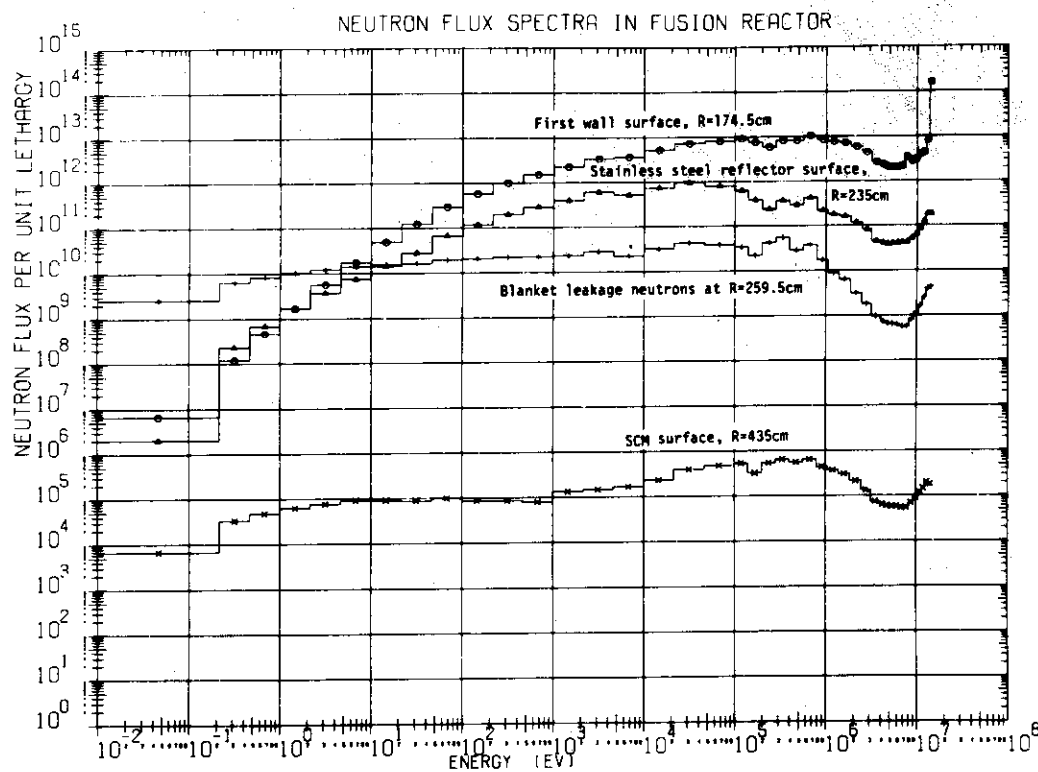


Fig. 5.1.11 Neutron energy spectra at various positions of the outer calculational model

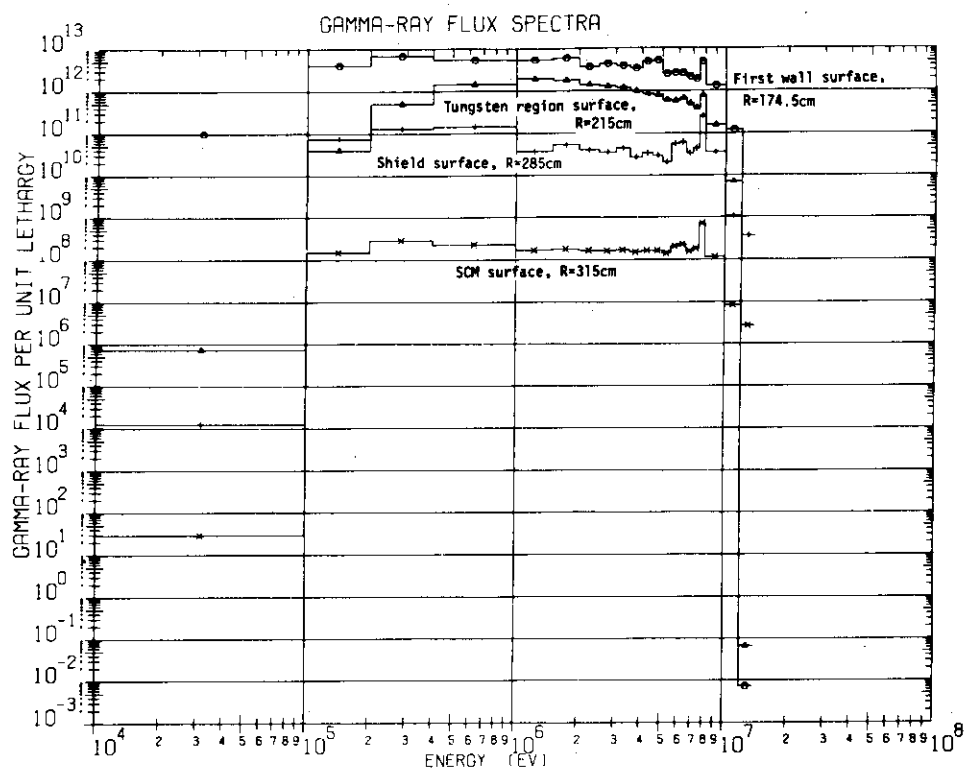


Fig. 5.1.12 Gamma-ray energy spectra at various positions of the inner calculational model

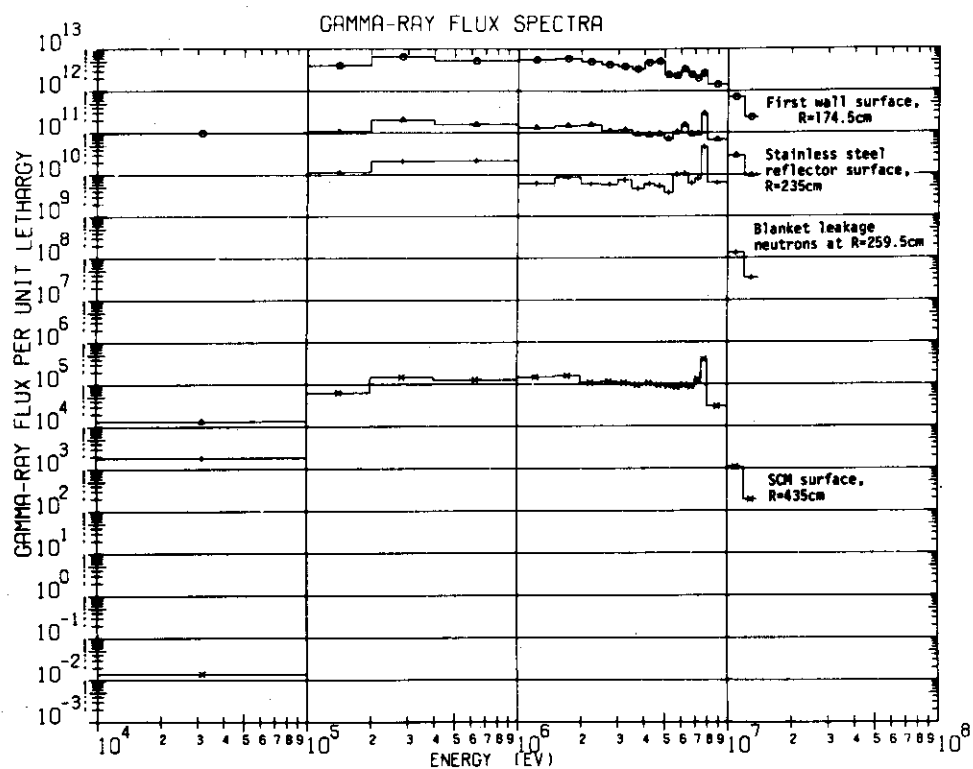


Fig. 5.1.13 Gamma-ray energy spectra at various positions of the outer calculational model

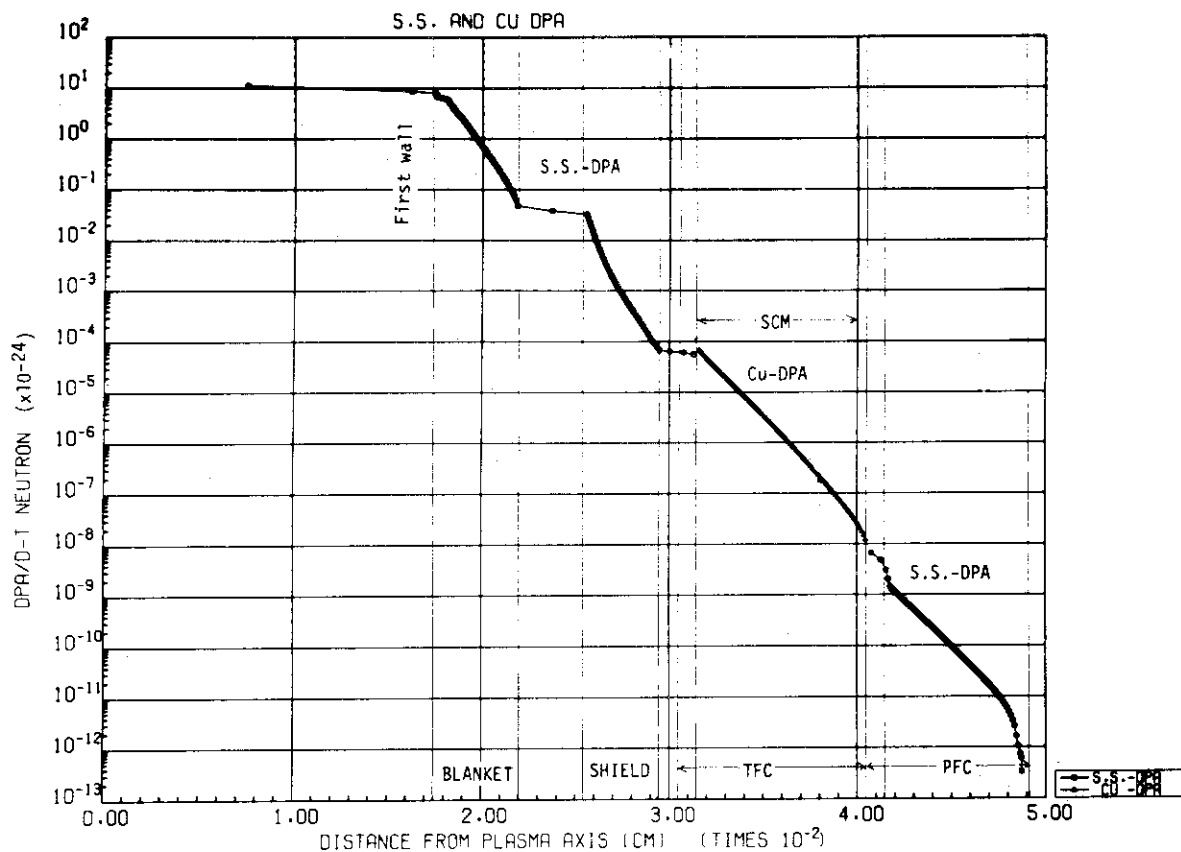


Fig. 5.1.14 Stainless steel and copper displacement damage rates for the inner calculational model

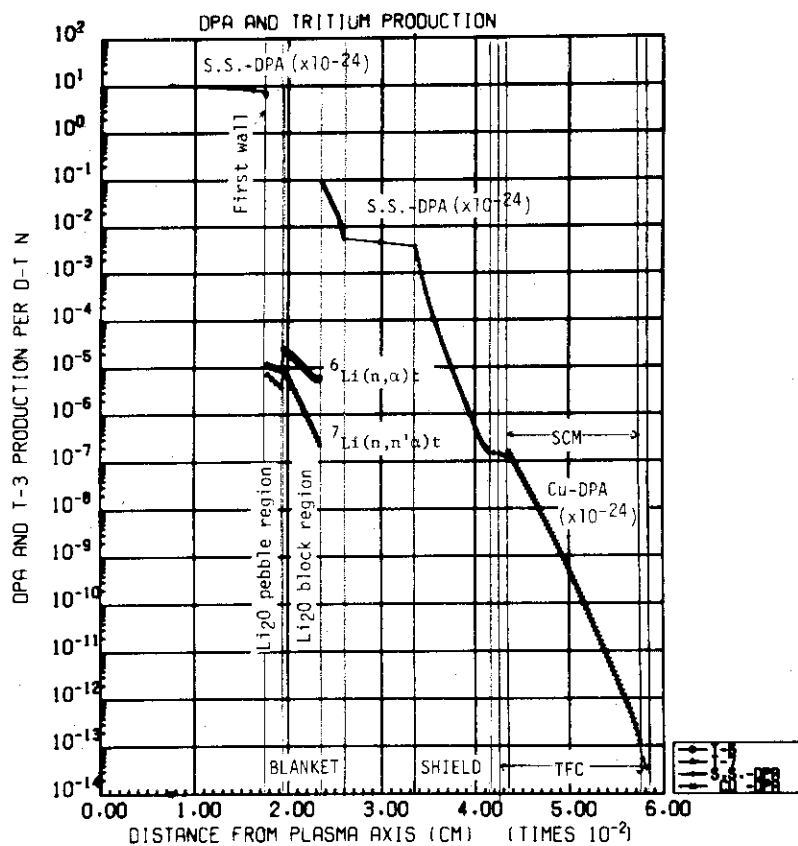


Fig. 5.1.15 Tritium production rates and stainless steel and copper displacement damage rates for the outer calculational model

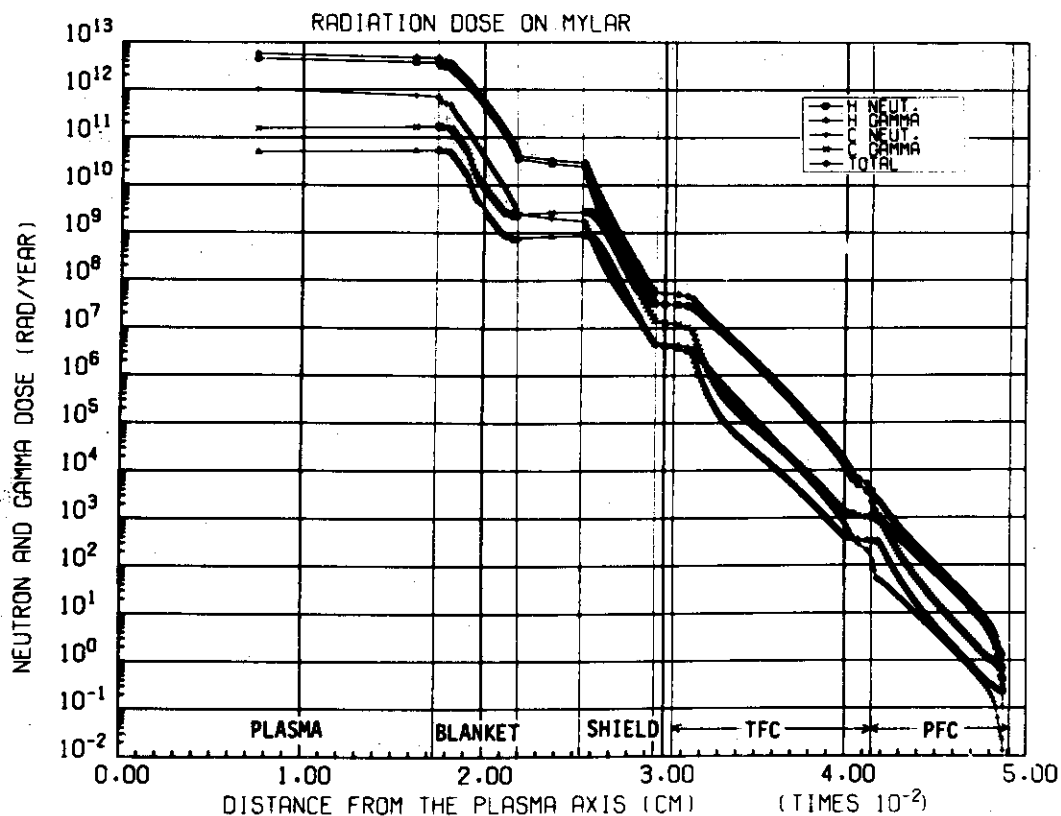


Fig. 5.1.16 Dose absorbed in Mylar as a function of Mylar position in the inner calculational model

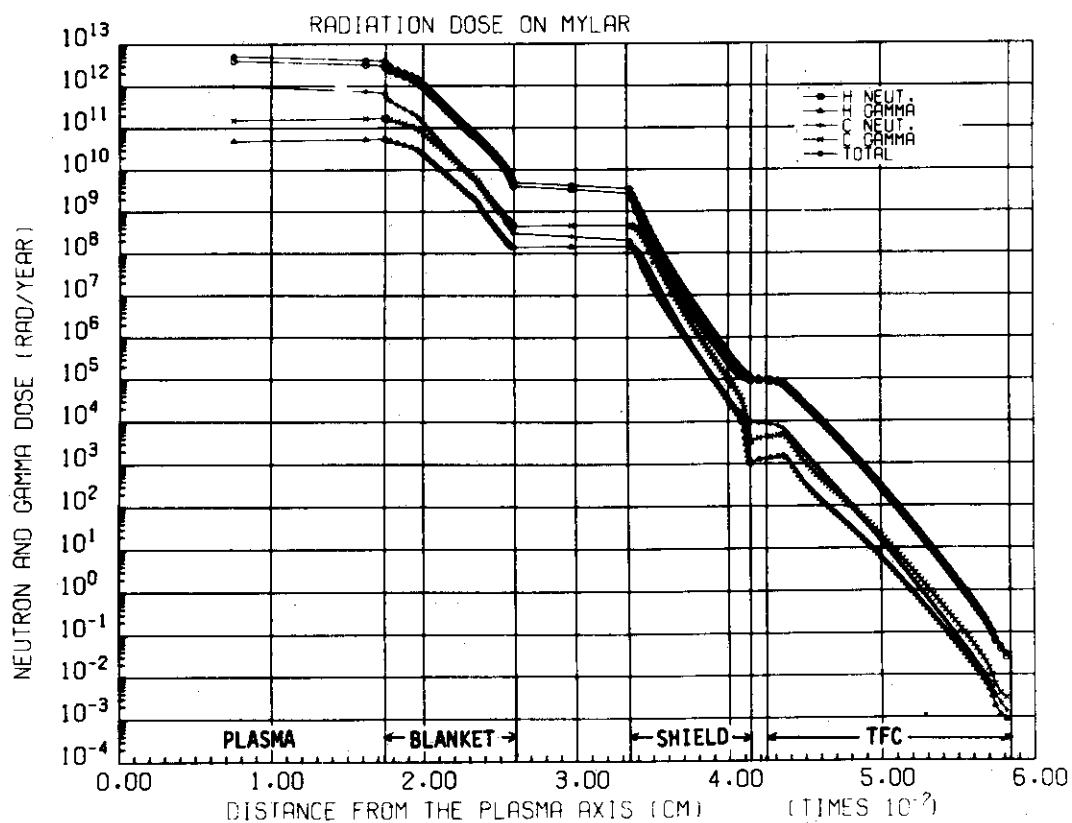


Fig. 5.1.17 Dose absorbed in Mylar as a function of Mylar position in the outer calculational model

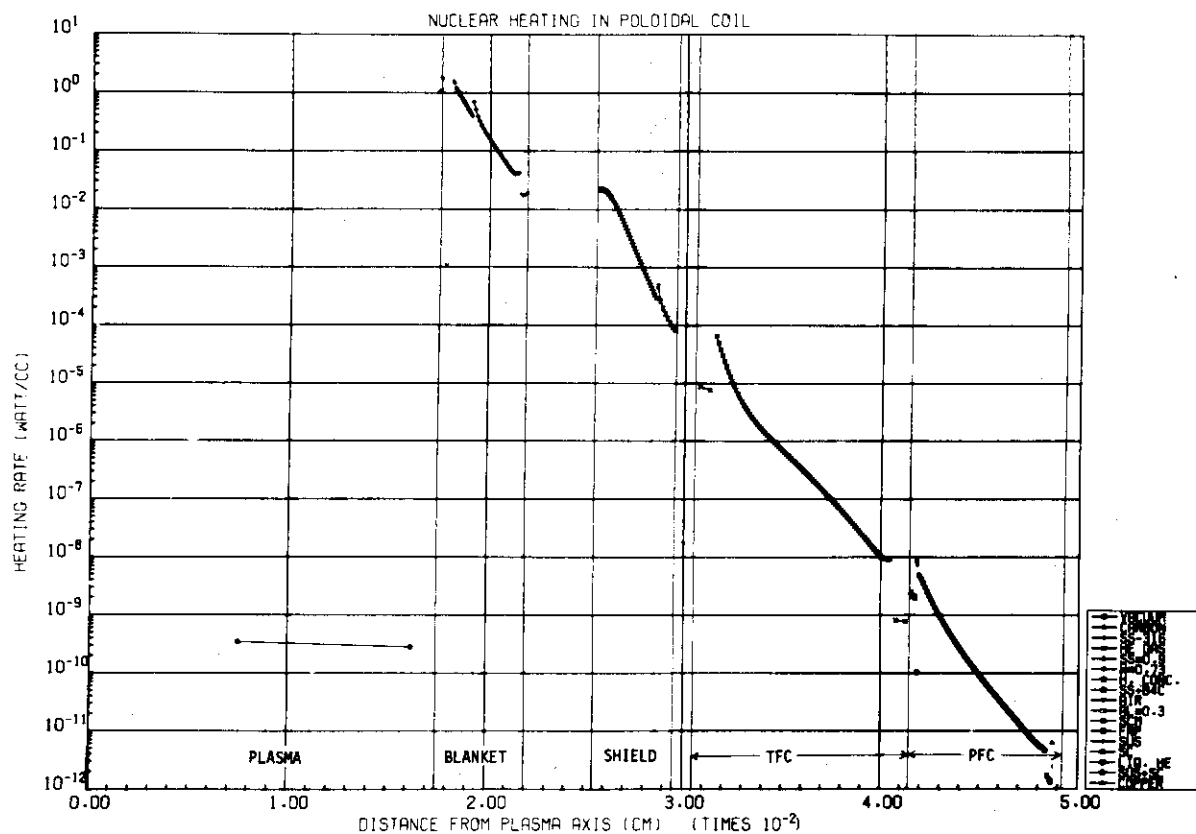


Fig. 5.1.18 Radiation heating rate as a function of position in the inner calculational model

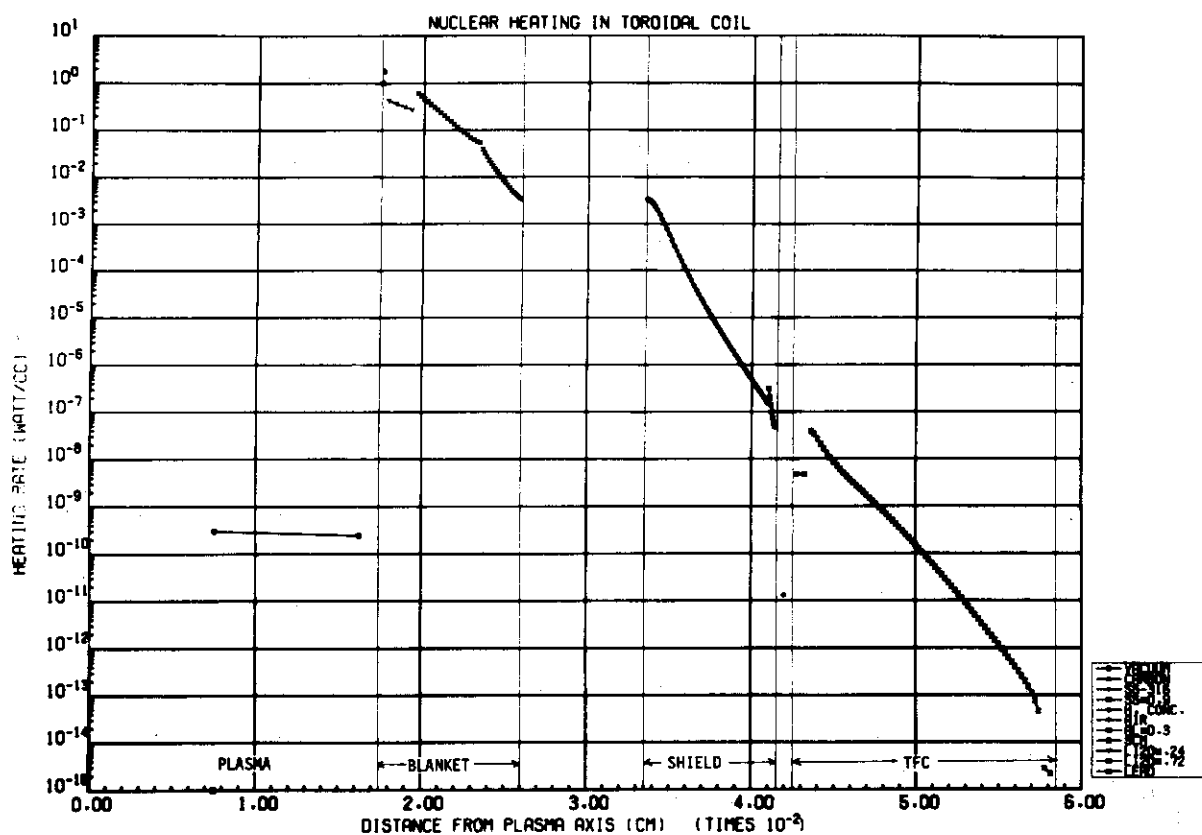


Fig. 5.1.19 Radiation heating rate as a function of position in the outer blanket model

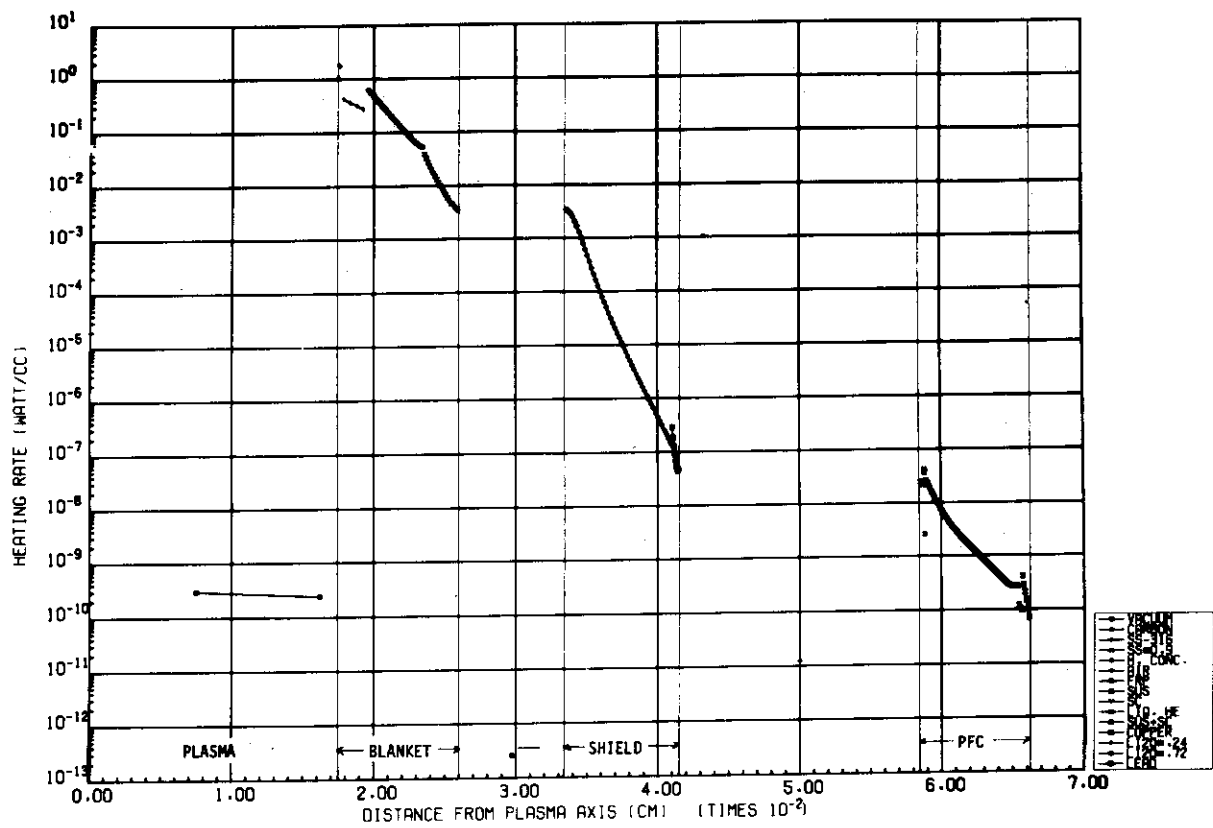


Fig. 5.1.20 Radiation heating rate in the outer poloidal coil

5.2 中性子ストリーミング効果

5.2.1 超電導マグネット

実験炉ではプラズマ加熱用の中性粒子入射孔や真空排気孔などがブランケット中に設けられており、そこからの中性子ストリーミングは超電導マグネット (SCM) の放射線損傷、周辺機器の誘導放射能等に大きな影響を及ぼすと考えられている。SCMおよびその周辺の遮蔽層は入射孔を通して中性子源であるプラズマを直視できる位置にあり、機能上効率を大幅に低下させることなくその経路を曲げることはできない。このような複雑な体系における放射線分布を厳密に求めるためにはモンテカルロ法などの3次元計算が必要であるが、現在計算コードを整備している段階であるのでここでは2次元 S_N 輸送コードTWOTRAN-GG⁽²⁶⁾を用いて解析を行った。

中性子束の減衰は85 cmのブランケット層で約2～3桁であり、ボロン水冷却の重コンクリート遮蔽領域では約15 cmで1桁の減衰である。入射孔を通過してSCM周辺の遮蔽層に到達する中性子はブランケットでの減衰は期待できないので、SCMでの中性子束を設計基準値以下にするためには、この部分の遮蔽の厚さは少なくとも70～80 cmは必要と思われる。実験炉の第1次予備設計の中間報告書⁽²⁾においては、入射孔に面する遮蔽層は50 cmとされていたので、この部分の厚さを80 cmとするために炉の分割数を12個から8個にするなどの大幅な設計変更がなされた。

実験炉には中性粒子入射孔、真空排気孔の他に壺型ブランケット容器の2重壁や炉モジュール間のギャップ、遮蔽体中の冷却配管等の小さなボイド領域があるが、入射孔に比べて充分に小さく、その取り扱いとは3次元になるのでここでは考慮していない。本節では超電導マグネットの遮蔽という観点からストリーミング効果を調べたが、中性粒子入射孔はプラズマから放出される14 MeV中性子の通り道であるので中性粒子入射装置は直撃を受けることになる。従って主要機器の放射線損傷、発熱、誘導放射能等も重要な問題である。

(1) 計算モデルと計算方法

実験炉のトーラスはFig.1.1に示されているように8分割されている。中性粒子入射装置はそのうちの4個のモジュールに設置され、他の4個のモジュールには機械式リミターが装備されている。トーラスの外側のブランケット中にはトーラスに沿って直径120 cmの円筒状の孔が合計8個配置されている。4個は中性粒子入射と真空排気を兼ねており、他の4個は排気専用に使われる。Fig.5.2.1はブランケット中に設けられた中性粒子入射孔の断面を示したものである。入射孔の占める体積はブランケット体積の約1.6%である。実験炉のブランケットはトーラスの内側と外側では各部の組成、厚さは異なるなど複雑な形状をしているが、ここでは取り扱いを簡単にするため、外側についてのみ考えることとする。入射孔の周囲の幾何形状に焦点を置けば、2次元計算でも入射孔からのストリーミングがSCM遮蔽に及ぼす影響を調べることは可能である。

入射孔はプラズマの軸に垂直な軸をもつ円筒形状をしているので、2次元体系では入射孔とプラズマ形状を同時に満足するようには模擬できない。R-Z座標系を用いた場合、中性子源であるプラズマを円柱で模擬すれば、入射孔はブランケット全体を貫く平板状のスリットとな

り、入射孔からの中性子の洩れは実際よりもかなり過大評価されることになる。他方、入射孔を円柱で模擬した場合には Fig. 5. 2. 2 に示すようにプラズマやブランケット、遮蔽層は同心円の円柱とはならず、平行な円板となり、実際の形状とはかなり異なる。この場合にはプラズマの体積に比べてブランケットや遮蔽層の体積が実際よりも小さくなるため、SCMにおける中性子束は過大評価となる恐れがある。ここではSCMの遮蔽に及ぼす中性子ストリーミングの効果という観点から入射孔の周囲の配置が実際に近い後者のモデルを採用した。ブランケットと中性粒子入射装置との間にある冷却配管用の空間は実際には断面が長方形であるが、Fig. 5. 2. 2 に示したモデルではR-Z体系を採用しているため、断面の面積が等しくなるような円形断面となっている。

中性子束の計算には2次元 S_N 輸送コードTWOTRAN-GGを用い、中性子エネルギー群数は7群、 P_3-S_{12} 近似で行った。エネルギー群構造はTable 5. 2. 1に示されている。7群の断面面積セットは核データファイルENDF/B-IIIからSUPERTOG⁽²⁷⁾を用いて処理した42群の断面面積を1次元輸送計算コードANISN⁽²¹⁾で縮約して求めた。発熱定数の計算にはMACK⁽²⁴⁾コードを用い、変位損傷断面面積はDPA⁽²⁸⁾コードを使用して求めた。

(2) 計算結果と検討

中性粒子入射孔を無視したトラス外側の1次元計算では、全中性子束は85 cmのブランケット層で2~3桁、80 cmの遮蔽層で約5桁減衰し、超電導マグネット(SCM)中で最大 $3.5 \times 10^6 \text{ n/cm}^2/\text{sec}$ となっている。入射孔を考えた場合、それから放出される中性子はブランケットを通過しないため、大部分が14 MeVであり、この中性子は殆んど減衰することなく中性粒子入射装置やSCM遮蔽層に入射する。従ってSCMの遮蔽を考える際に最も厳しい部分は、入射孔を通して中性子源であるプラズマを直視できる領域である。ここでは遮蔽層とSCMにおける発熱およびSCMに使用されている安定化材としての鋼の変位損傷率を計算し、設計基準を満足するかどうかを調べた。

Fig. 5. 2. 3はFig. 5. 2. 2に示した2次元R-Zモデルにもとづいて計算した体系全体の全中性子束の分布を示したものである。入射孔のない場合の1次元計算によれば体系から洩れる中性子の割合はD-T中性子1個当り 3×10^{-13} である。今回の2次元計算では、入射孔の存在によって中性子の洩れは約1.3%にまで増加している。Fig. 5. 2. 3からも明らかなように入射孔およびそれに続く冷却配管用のダクト部では中性子束の減衰は殆んど見られず、その大きさはほぼブランケット中での中性子束と同程度で約 $10^{12} \text{ n/cm}^2/\text{sec}$ である。ダクトの出口には中性粒子入射装置が設置されているので、クライオパネルの発熱、その他機器の放射線損傷、誘導放射能等も重要な問題である。遮蔽層内での全中性子束の減衰の様子は場所によってかなり異なっている。入射孔から離れた領域($R=324 \text{ cm}$)では80 cmの厚さによって約 4×10^4 減衰しているが、入射孔の周囲($R=223 \text{ cm}$)では 2×10^3 となっており、入射孔からの中性子ストリーミングが顕著であることが示されている。SCM中での全中性子束の分布にも空間依存性があり、最大 $4.6 \times 10^7 \text{ n/cm}^2/\text{sec}$ である。入射孔に面したSCMの表面での全中性子束は、入射孔から離れた表面に比べて約5倍しか高くなっていないが、エネルギースペクトルが異なるのでSCM中での核変換、変位損傷、発熱等の変化は、全中性子束の変化よりも大きい。

Fig.5.2.4は遮蔽層中での中性子による発熱率を第1壁からの距離の関数として示したものである。aはダクトから5cm遮蔽層に入った位置での分布であり、b、cはそれぞれ、30cm、70cmの位置での分布である。ダクトに接しているaでは最大 $2 \times 10^{-2} \text{W/cm}^3$ であり、入射孔からのストリーミング効果によって殆んど減衰していない。ダクトから70cm離れたcでは遮蔽層の全長にわたって約4桁の減衰である。Fig.5.2.5はSCM領域での発熱分布を示したものであり、aはダクトに近い位置($R=250\text{cm}$)で、bはダクトから離れた位置($R=324\text{cm}$)である。遮蔽層を充分厚くしてあるので、入射孔からのストリーミングの影響はそれ程大きくはないが、SCM表面で約13倍の差があり、最大 $1.2 \times 10^{-6} \text{W/cm}^3$ である。この値は入射孔のないトラス内側のSCM領域と同程度であり、設計基準値 10^{-3}W/cm^3 は満足している。

Fig.5.2.6は第1壁およびブランケット中でのSUS316の変位損傷率(dpa/yr)の分布を示したものである。入射孔の周囲($R=65\text{cm}$)では最大 2.3dpa/yr で、ブランケット全長にわたって高々1桁程度しか減衰していないので第1壁と同程度である。それに対して、入射孔から充分に離れた位置($R=324\text{cm}$)では3桁の減衰であり、これは1次元計算と一致しているので入射孔の影響は無いと見なして良い。入射孔によるストリーミング効果が著しいのは入射孔の周囲60cm程度の領域である。Fig.5.2.7は入射孔に近い位置と離れた位置におけるSCM中の銅の変位損傷率を比較したものである。最大値は $5.8 \times 10^{-7} \text{dpa/yr}$ であり、入射孔に隣接した領域と離れた領域との差は約8倍程度である。炉の負荷率を50%とすれば1年間に受ける放射線損傷は最大 $2.9 \times 10^{-7} \text{dpa}$ であるので設計基準値 $2.45 \times 10^{-5} \text{dpa}$ は満足している。

以上の結果は2次元モデルによる体系近似、エネルギー群縮約効果、 P_3-S_8 近似等の誤差要素を含んでいるので設計の詳細化にともない精度の高い計算が必要である。

(井手隆裕)

5.2.2 クライオポンプに於ける放射線発熱

核融合炉の真空ポンプとしては、大容量のものが得られる、トリチウムなどの回収が比較的容易である、構造が簡単であるなどの理由でクライオポンプが有望である。実験炉においても各ユニットに2台ずつ、合計16台のクライオポンプが真空ポンプとして使われる。クライオポンプは液体ヘリウム温度で運転されるため、熱負荷を出来るだけ小さくして冷凍機に要求される入力を許容できる程度に抑える必要がある。一方、プラズマからクライオポンプの間には必ず真空引きのためのダクトがあり、そこを歩いていくらかの中性子がポンプに到達し、ポンプの熱負荷となるであろう。モンテカルロ法による輸送計算コードMORSE⁽²⁹⁾を用いて、ポンプ中の放射線発熱を求めるための予備的な計算を行った。

3次元の計算モデルをFig.5.2.8に示す。図中の数字は領域の番号を示しており、放射線発熱はこの領域中の平均値として求められる。エスティメーターとしてはコリジョン・デンシティ・エスティメーターを用いた。クライオポンプ中には液体窒素温度領域、液体ヘリウム温度領域があり各々別個に計算されるべきであるが、ここでは予備的な計算なのでクライオポンプ中での総発熱量を求めた。従ってポンプ中の詳細な構造は考慮していない。冷却のために大きな冷凍電力を必要とするのは液体ヘリウム温度領域の熱負荷であり、総発熱量に較べればか

なり小さくなるであろう。また γ 線による発熱は中性子による発熱よりむしろ大きいと考えられるが、ここでは評価していない。これは総発熱量をかなり小さめに評価していることになる。

用いた中性子断面積は1次元 S_N 計算コードANISNによって7群に縮約して求めており、 P_5 までルジャンドル展開されている。ANISNによる1次元計算は、SPTG4Z⁽²⁵⁾を用いてENDF/B-3と-4の核データファイルから作成した42群の P_5 の断面積を用い、角度分割数 S_8 で行った。

モンテカルロ計算で追跡した中性子ヒストリー数は 10^6 個である。Fig.5.2.9にfractional standard deviation (F.S.D)の変化を示した。クライオポンプ(領域16)では最終的にはF.S.Dは0.191になったが、更に減少させることは極めて困難であることが図より推定される。 10^6 個のヒストリーを追うのに、FACOM230-75で約2時間15分の計算時間を要した。この計算では、計算時間を短縮するため、①実験は80 cm (H.C. 75 cm, 鉛5 cm)ある遮蔽体を10 cmのH.C.とし、その外側は真空とする、②ブランケット(領域③と④)で散乱を起した粒子は全て消滅する、とした。この2つの近似は共に結果に重大な影響は与えない。実際、体系からescapeした中性子の全重みは、プラズマで発生し中性粒子入射孔からブランケット外に出た中性子の全重みより充分小さい。すなわち、中性粒子入射孔から出た中性子はその重みの大部分を計算体系内で減少させている。この計算では、スプリットティング、パス・ストレッチングなどのサンプリング・バイアス法を用いていないから、重みの減少は粒子の吸収を意味している。遮蔽体を80 cmにして計算すれば、この遮蔽体の最初の10 cmからescapeした中性子のうちの幾らかが、遮蔽体の表面から10 cmの厚さの領域まで返って来ることになるがその量は小さい。

Table 5.2.2はモンテカルロ法で計算した各領域(全て厚さ10 cmのH.C)の全中性子束と、ANISNで計算した遮蔽体の最初の10 cm部分の中性子束を比較したものである。この表から分るように、ダクトのプラズマに近い部分、領域11の中性子束はANISNの1次元計算で得られた値より充分大きいことが分る。すなわち直接中性粒子入射孔を通して洩れ出した中性子がダクトを通過する量は、ブランケットを通り抜けて来た中性子がダクトを通過する量より充分大きい。従って②の近似が計算結果に与える影響は小さいと言える。なお、プラズマに近い部分ではあるが領域8の中性子束はANISNの計算値よりも小さい。これは領域8からは中性粒子入射孔を通して直接プラズマが見えないからである。

上記の2つの近似的取り扱いをしなければ、恐らく100倍以上の計算時間を必要とするであろう。

Table 5.2.3に発熱量の計算結果を示す。クライオポンプ(第16領域)での発熱量は約30 Wである。クライオポンプは全部で16台であるが、同時に作動しているものは8台である。この8台での発熱をクライオポンプ冷却系への負荷であるとする、合計240 Wの熱負荷となる。液体ヘリウム温度では1 Wの熱負荷を除熱するのに500 Wの電力を必要とする、すればこの熱負荷に対して必要な電力は120 kWである。これは充分小さな値でありポンプの冷却に問題を与えるものではない。

Table 5.2.4にクライオポンプ中の中性子束スペクトルを示す。この表からポンプ中の中性

子束スペクトルはかなり軟かいことが分る。従ってエネルギーが低い方の中性子束を精度良く求めることが、計算精度を上げるのに重要であることが分る。特に第7群(25eV~0.001eV)はKERMAファクターも第1群, 第2群と同じ程度に大きいから総放射線発熱に対する寄与は極めて大きい。

今回の計算結果は、クライオポンプ中の中性子による発熱が充分小さいことを示したが、更に γ 線による発熱、ポンプの詳細構造の効果などを検討する必要がある。今回の計算は更に複雑な体系に於いて、 γ 線の輸送も含めた計算を実用的な計算時間内で行うための予備的な計算である。

また、中性粒子入射装置内にもクライオポンプが使用される予定である。このクライオポンプ中の放射線発熱も検討する必要がある。

(飯田浩正)

Table 5.2.1 7-group neutron energy group structure

Group	Energy Limits	Mid-Point Energy
1	15.000 - 13.720 MeV	14.360 MeV
2	13.720 - 7.328	10.524
3	7.328 - 2.500	4.914
4	2.500 - 0.283	1.392
5	283.0 - 4.650 KeV	143.8 KeV
6	4650. - 21.50 eV	2336. eV
7	21.50 - 0.001	10.75

Table 5.2.2 Total neutron fluxes of each region

Region	8	9	10	11	12	13	14	15	*ANISN
Total neutron flux (n/cm ² ·sec)	9.34+10	1.33+11	1.91+11	5.09+11	2.94+11	1.65+11	6.50+9	1.91+11	1.17+11

* Total neutron flux averaged over the first 10 cm thick of shielding.

Table 5.2.3 Calculational results and fractional standard deviations of each region

Region	Volume (cm ³)	Heat deposition rate (W/cm ³)	Heat deposition (W)	Fractional standard deviation
8	6.75+4	1.07-3	7.22+1	0.124
9	6.75+4	2.49-3	1.68+2	0.104
10	7.50+4	4.18-3	3.14+2	0.0925
11	2.25+5	1.38-2	3.11+3	0.0304
12	2.25+5	7.50-3	1.69+3	0.0410
13	2.50+5	4.29-3	1.07+3	0.0508
14	1.34+6	9.97-5	1.33+2	0.0855
15	1.63+5	5.52-3	9.00+2	0.0558
16	8.63+6	3.37-6	2.91+1	0.191

Table 5.2.4 Neutron energy spectrum in cryo-pump

Energy group	Energy range (eV)	Neutron flux (arbitrary unit)	Fractional standard deviation
1	1.5+7 ~1.372+7	1.51-12	0.707
2	1.372+7 ~7.328+6	0.0	-
3	7.328+6 ~2.50+6	4.40-12	0.594
4	2.50+6 ~2.84+5	1.21-11	0.367
5	2.84+5 ~4.65+3	1.18-11	0.387
6	4.65+3 ~2.15+1	2.26-11	0.310
7	2.15+1 ~1.0-3	1.75-11	0.177

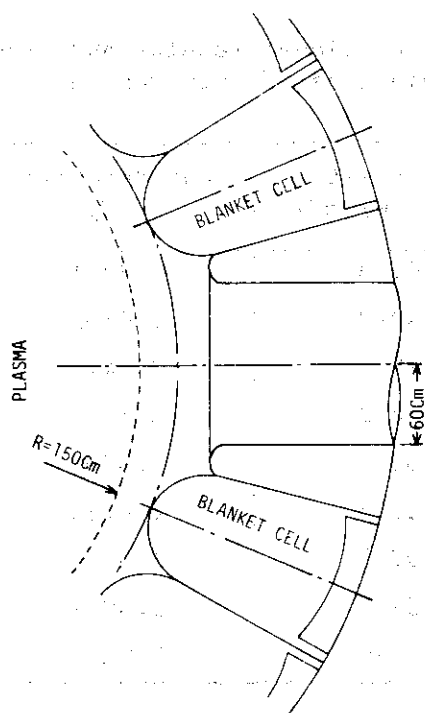


Fig.5.2.1 Cross sectional view of the injection port

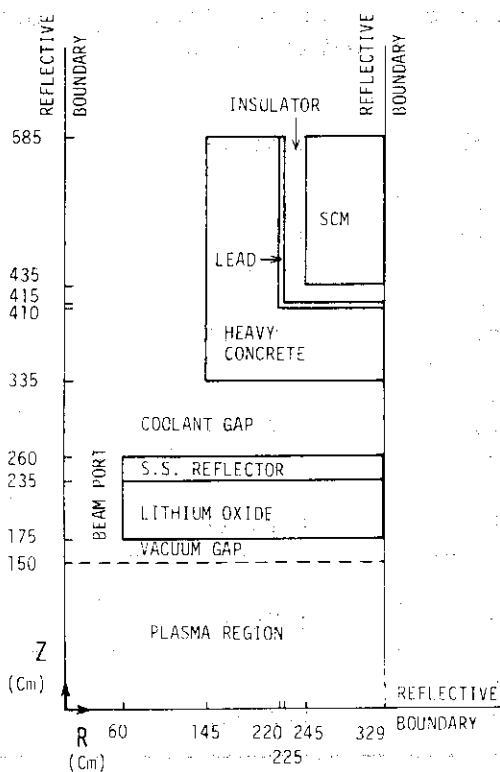


Fig.5.2.2 Schematic of calculational geometry for analysis of neutron streaming

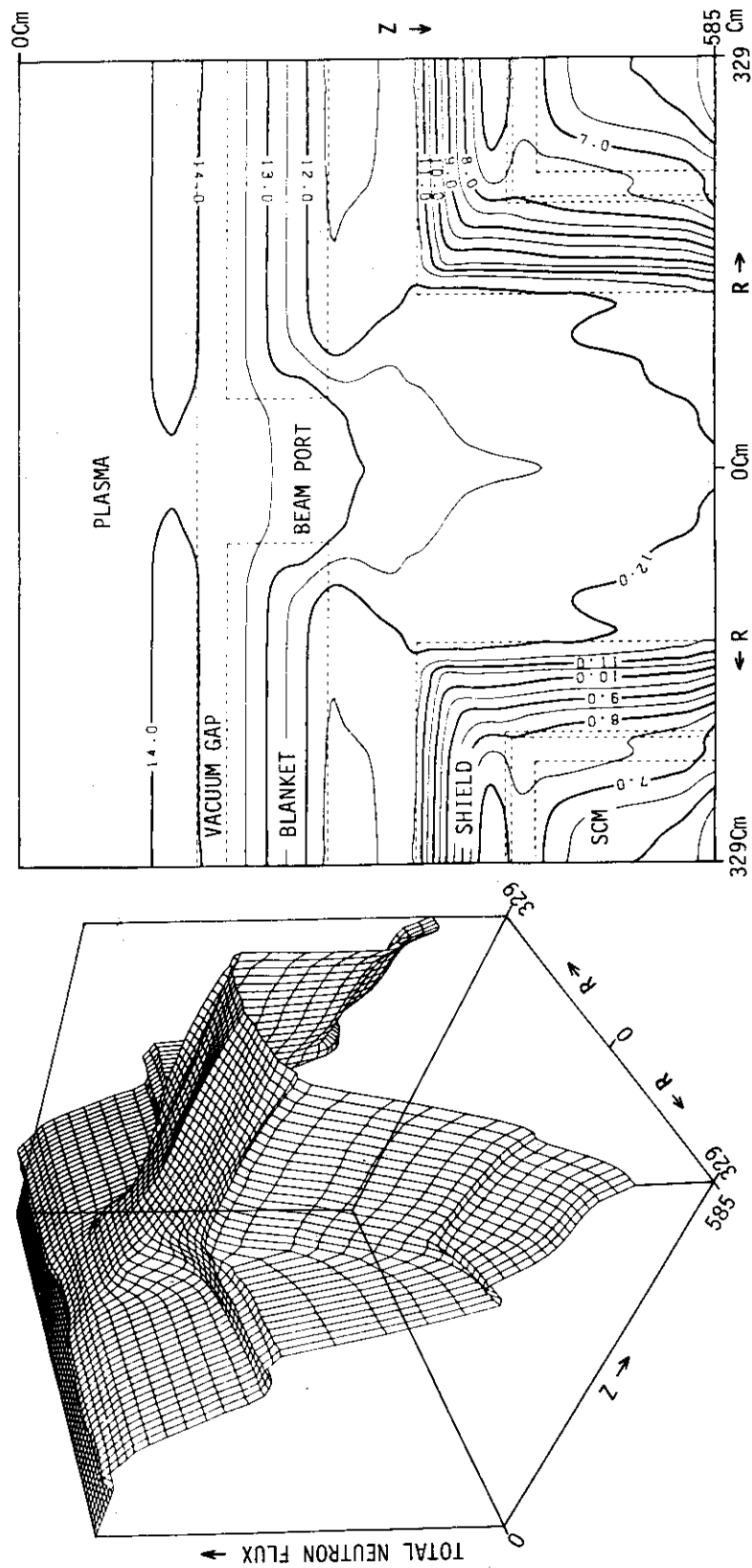


Fig.5.2.3 Perspective view of total flux

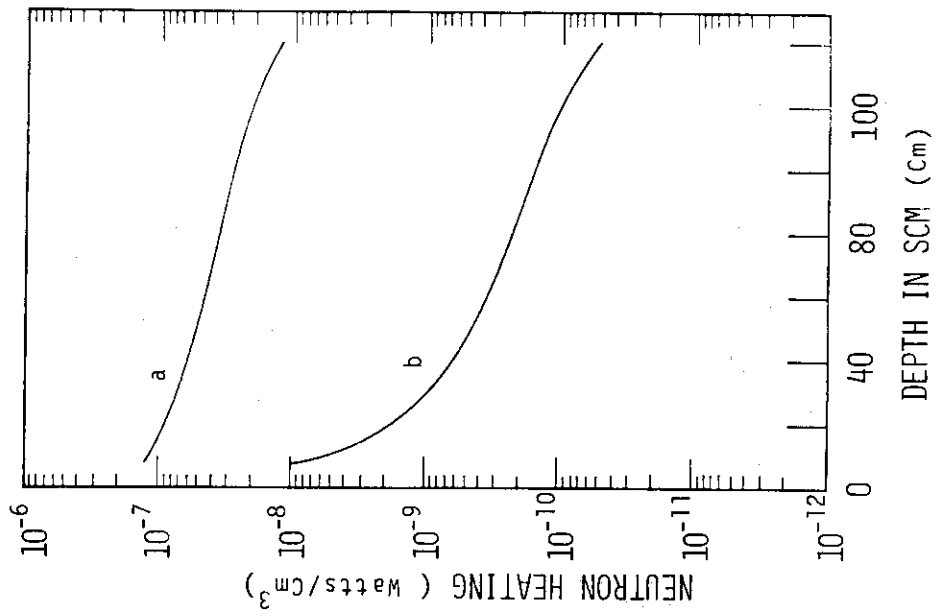


Fig. 5.2.5 Neutron heating in the TFC for two locations with respect to the duct

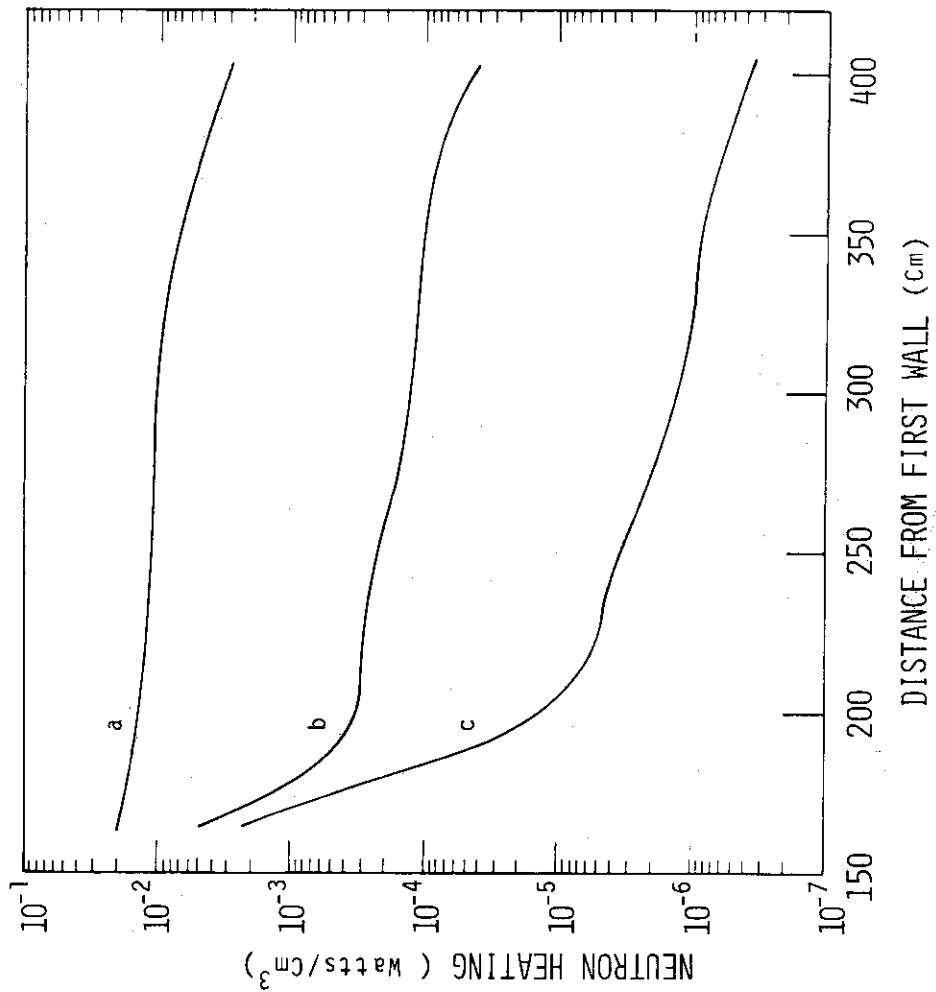


Fig. 5.2.4 Neutron heating in the heavy concrete for three locations with respect to the duct

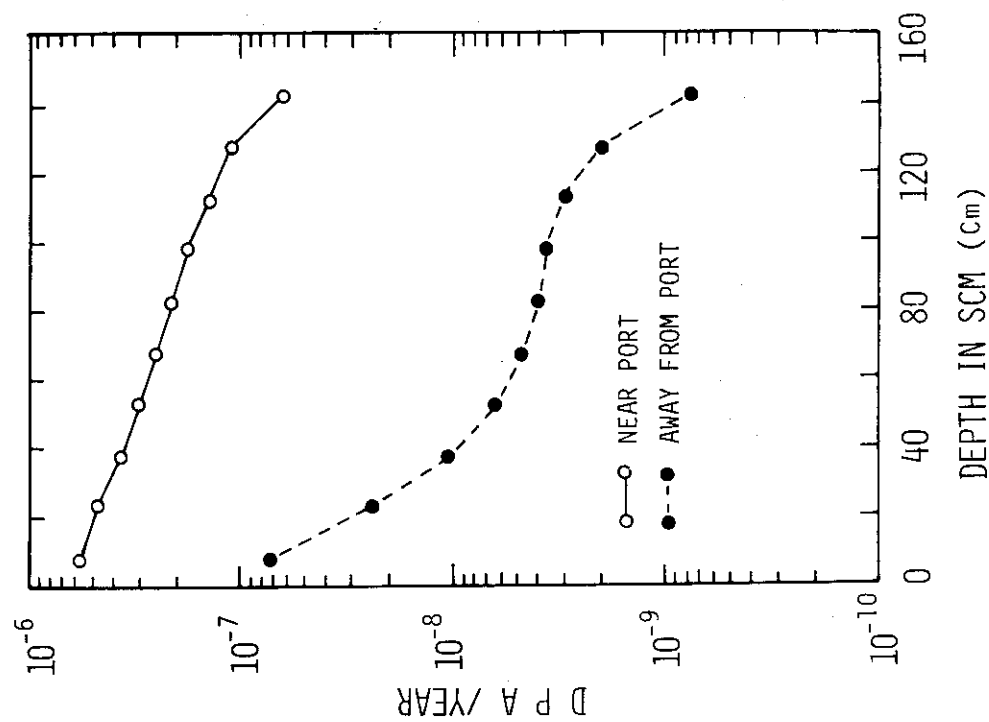


Fig. 5.2.6 Atomic displacement rates in stainless steel as a function of depth in the blanket for two locations with respect to the neutral beam port

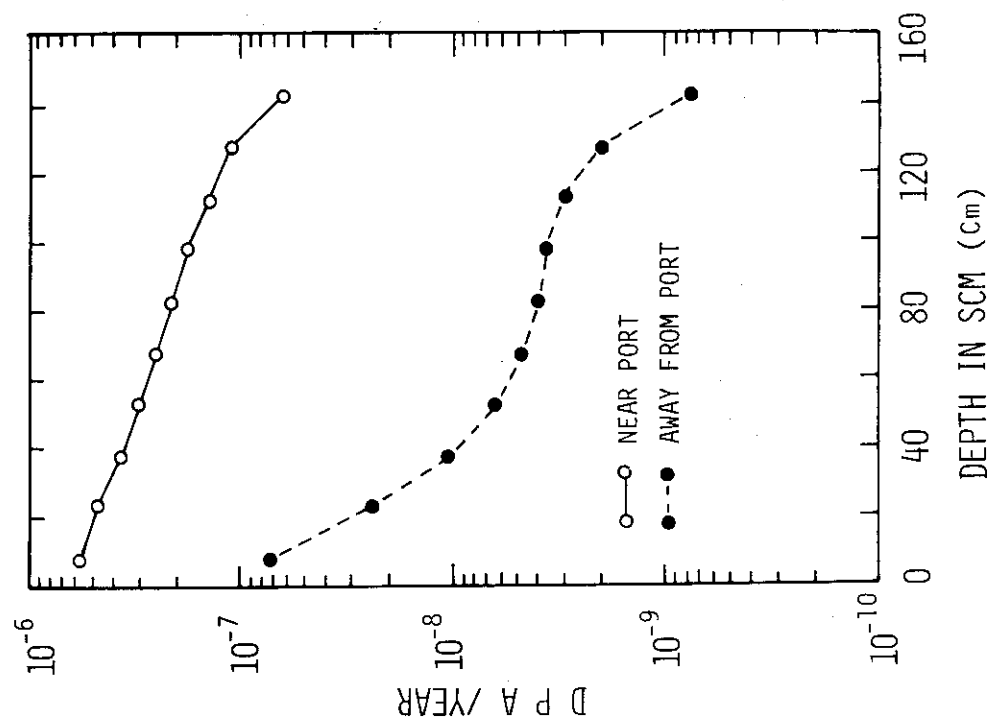
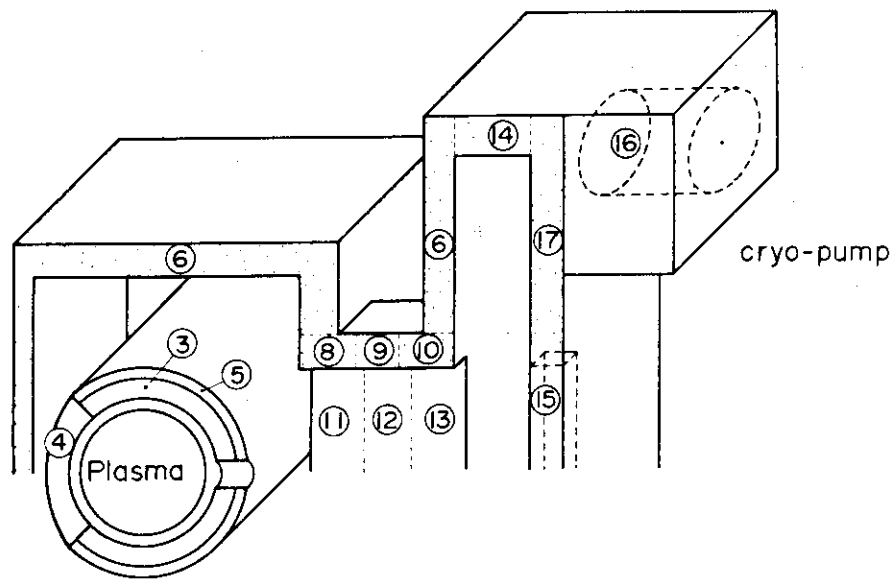


Fig. 5.2.7 Atomic displacement rates in copper stabilizer as a function of depth in the TFC for two locations with respect to the duct



- | | |
|------------------|------------------|
| ③ Lithium Oxide | ⑪ Heavy concrete |
| ④ Inner Blanket | ⑫ Heavy concrete |
| ⑤ Reflector | ⑬ Heavy concrete |
| ⑥ Heavy concrete | ⑭ Heavy concrete |
| ⑧ Heavy concrete | ⑮ Heavy concrete |
| ⑨ Heavy concrete | ⑯ cryo-pump |
| ⑩ Heavy concrete | ⑰ Heavy concrete |

Fig.5.2.8 Three dimensional calculation model for heat deposition in Cryo-pump

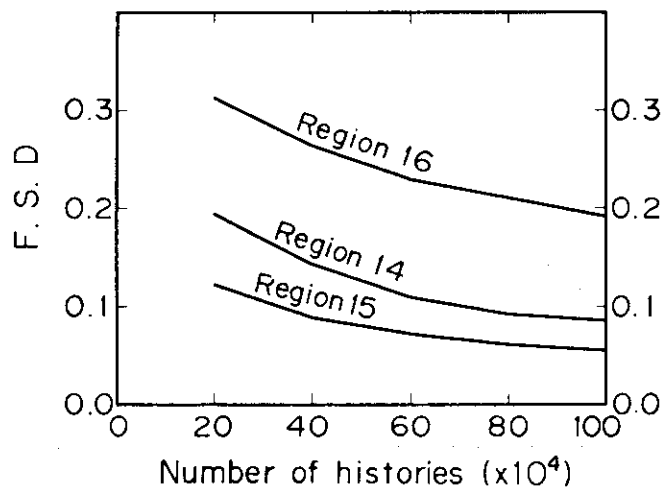


Fig.5.2.9 F.S.D of region 14, 15 and 16 vs. number of histories

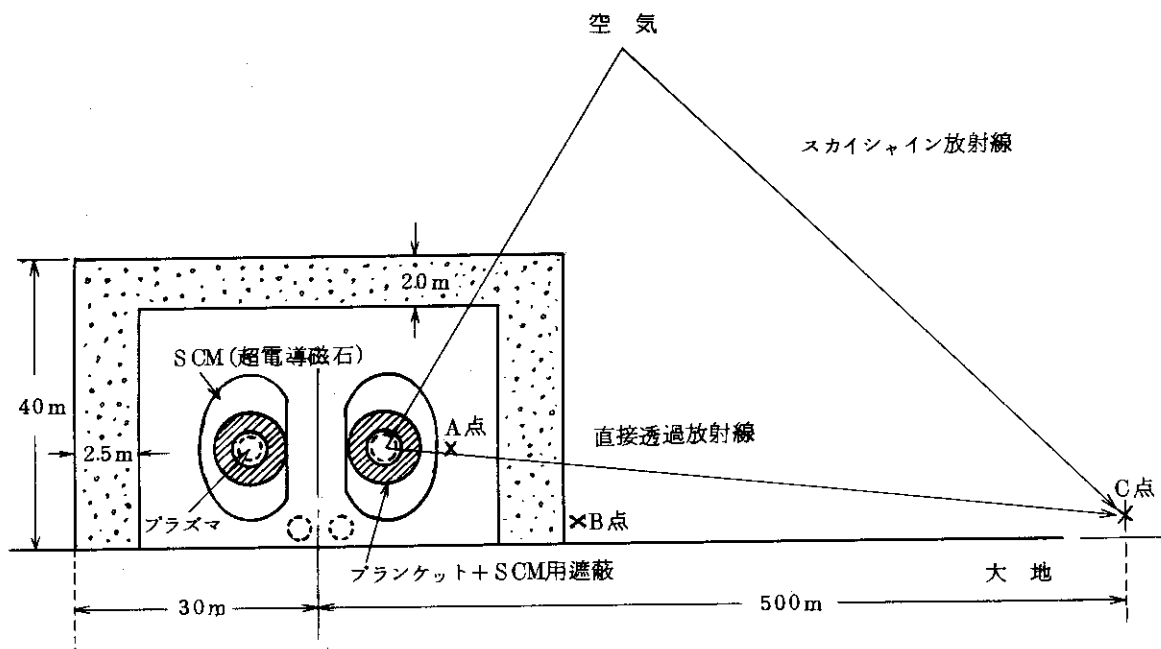
5.3 生体遮蔽設計

5.3.1 概 要

実験炉を格納する炉室が、半径30m、高さ40mの円筒状で、天井で2m、側壁で2.5mの厚さの通常コンクリートで構成されるものとして生体遮蔽の検討を行った。

実験炉の概観はFig.1.1に、その断面図はFig.1.2に示されている。Fig.1.2に示されているように、トーラスの外側においては、85cmの厚さのブランケットと、80cmの厚さの超電磁石(SCM)用の遮蔽層が配置されている。このブランケットと遮蔽層とを総称して以後は装置遮蔽と呼び、炉室のコンクリートを生体遮蔽と呼ぶことにする。Fig.1.2においてトーラスの内側において装置遮蔽は外側よりも50cmほど薄くなっているが、平面図に示されているように内側においては厚さ110cmのトロイダルコイルが、ほぼ隙間なく配置されているので、内側から洩れる放射線は外側より低くなるものと考えられる。外側ブランケットに設けられた中性粒子入射孔からの中性子のストリーミングを考慮すると炉室内へ洩れる放射線は、これらの孔が無い場合よりも高くなるが、この点はこれらの孔の周辺のSCM遮蔽層を厚くすることによって対処することを考えている。

そこで生体遮蔽を検討する上で使用する1次元計算モデルにおいては、プラズマの周囲には全面にわたってトーラスの外側と同じ装置遮蔽、すなわち85cmの厚さのブランケットと、80cmの厚さのSCM遮蔽層が置かれるものとした。炉室をも含めた実験炉の概略図を以下に示す。



略図1 実験炉の概略図

(1)炉の定常運転時、(2)炉停止時、つまり炉を1年間、100%の負荷率で連続運転してから1週間経過した時、および(3)修理のために炉を解体した時の、炉室内(図のA点)、炉室コンクリートの外側(B点)と敷地境界(C点)における放射線線量率を計算した。

Table 5.3.1 に各点における線量率を示す。この表において空白の部分は十分に小さいと予想される。

5.3.2 計算方法と計算結果

運転時の線量率の計算方法の詳細は JAERI-M6783⁽¹⁾ に示してある。炉室内の線量率の計算ではプラズマを無限円柱で模擬して1次元円柱計算モデルを用いた。炉室の外側における線量率分布はプラズマを球で模擬して1次元球計算モデルを用いた。停止時の誘導放射ガンマ線の線量率の計算方法は、第4章の4.4に述べてある。

Fig.5.3.1 に運転時の炉の周辺の中性子とガンマ線の線量率を示す。SCM遮蔽層の外側 ($R > 415 \text{ cm}$) においては、最大で $2.5 \times 10^5 \text{ mrem/h}$ にもなり運転中は人間は炉室内には入れないことがわかる。また炉室内においては中性子による線量率がガンマ線のそれより2桁以上高く、中性子による線量率だけを考慮すれば十分である。

Fig.5.3.2 に運転時の炉室外の中性子とガンマ線の線量率分布を示す。装置遮蔽(ブランケット 85 cm と遮蔽層 80 cm) によって線量率はほぼ 10^{-8} に減衰し、炉室コンクリート壁(厚さ 2 m) によりさらに 10^{-8} に減衰している。その結果、炉室の外側で $8.0 \times 10^{-4} \text{ mrem/h}$ 以下になり、敷地境界として 500 m 地点では $2.5 \times 10^{-6} \text{ mrem/h}$ となっている。この値を負荷率 0.5 として年間の線量率に換算すると $1.1 \times 10^{-2} \text{ mrem/y}$ となり目標とした線量率 5 mrem/y より十分小さい。

Fig.5.3.3 に1年間運転後停止してから1週間経過時の放射化されたステンレス鋼からの誘導ガンマ線の線量率分布を示す。遮蔽層の外側の空気中では 0.7 mrem/h 以下となっており従事者に対する許容線量率 2.5 mrem/h を下廻っている。TFCの内側表面より 15 cm の深さの部分の線量率は 2 mrem/h 程度に高くなっている所以この部分の修理を行う場合は注意を要する。またこの図はバルクの遮蔽に対する結果であるが、5.2で述べたように中性子のストリーミングが見込まれる中性粒子入射孔周辺では、誘導放射能も十数倍になると予想されるので、人間がそのような地点に立入ることのできる時間も制限されることになろう。

(関 泰, 飯田浩正)

Table 5.3.1 Maximum dose rates at various positions
in JXFR under various conditions

<u>Conditions of JXFR</u> and the types of radiations	Positions		
	In the reactor room (Point A) [mrem/h]	Outside the concrete wall (Point B) [mrem/h]	At the site boundary (Point C) [mrem/y]
<u>Operation</u>			
neutron	2.5×10^5	8.0×10^{-4}	5.1×10^{-3}
gamma-ray	1.2×10^3	1.1×10^{-4}	6.0×10^{-3}
total	2.5×10^5	1.9×10^{-3}	1.1×10^{-2}
<u>One week after shutdown</u>			
(i) <u>Scheduled shutdown</u> induced gamma-ray	0.7	-	-
(ii) <u>One module</u> <u>extracted for</u> <u>repair</u> induced gamma-ray	$10^7 \sim 10^8$	10^{-4}	-

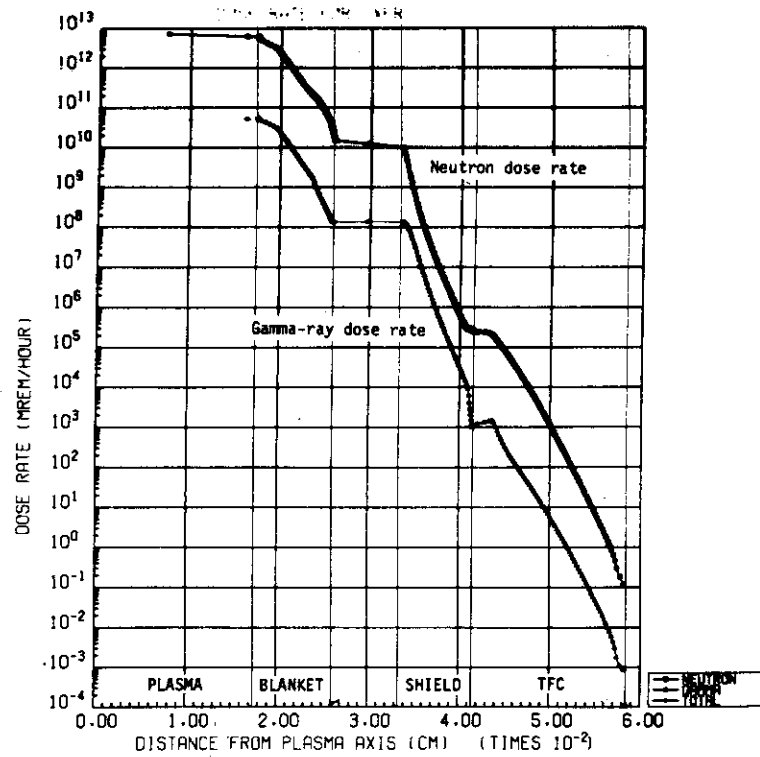


Fig. 5.3.1 Dose rate distribution in the blanket, shield and magnet at the reactor operation

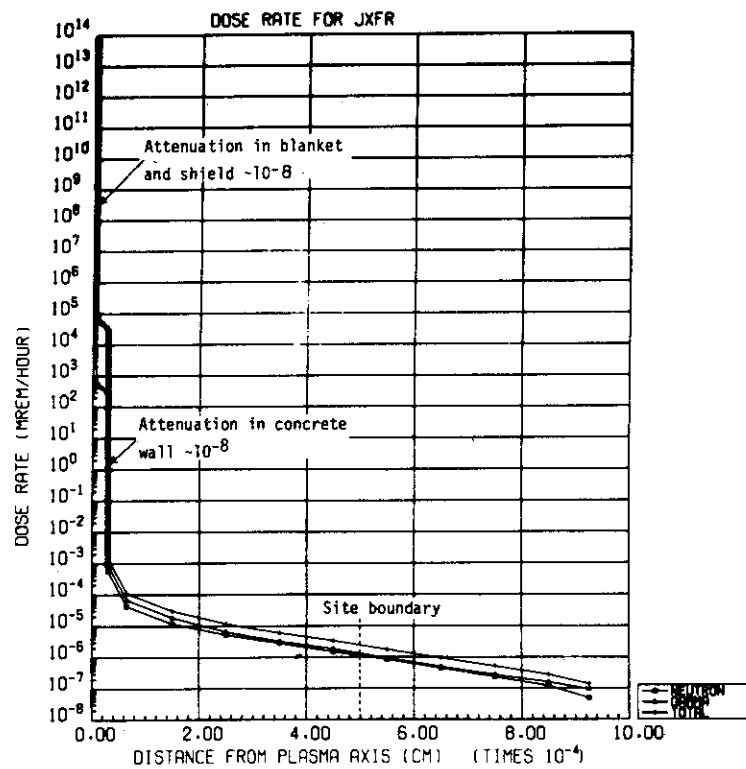


Fig. 5.3.2 Dose rate distribution in and around the reactor room at the reactor operation

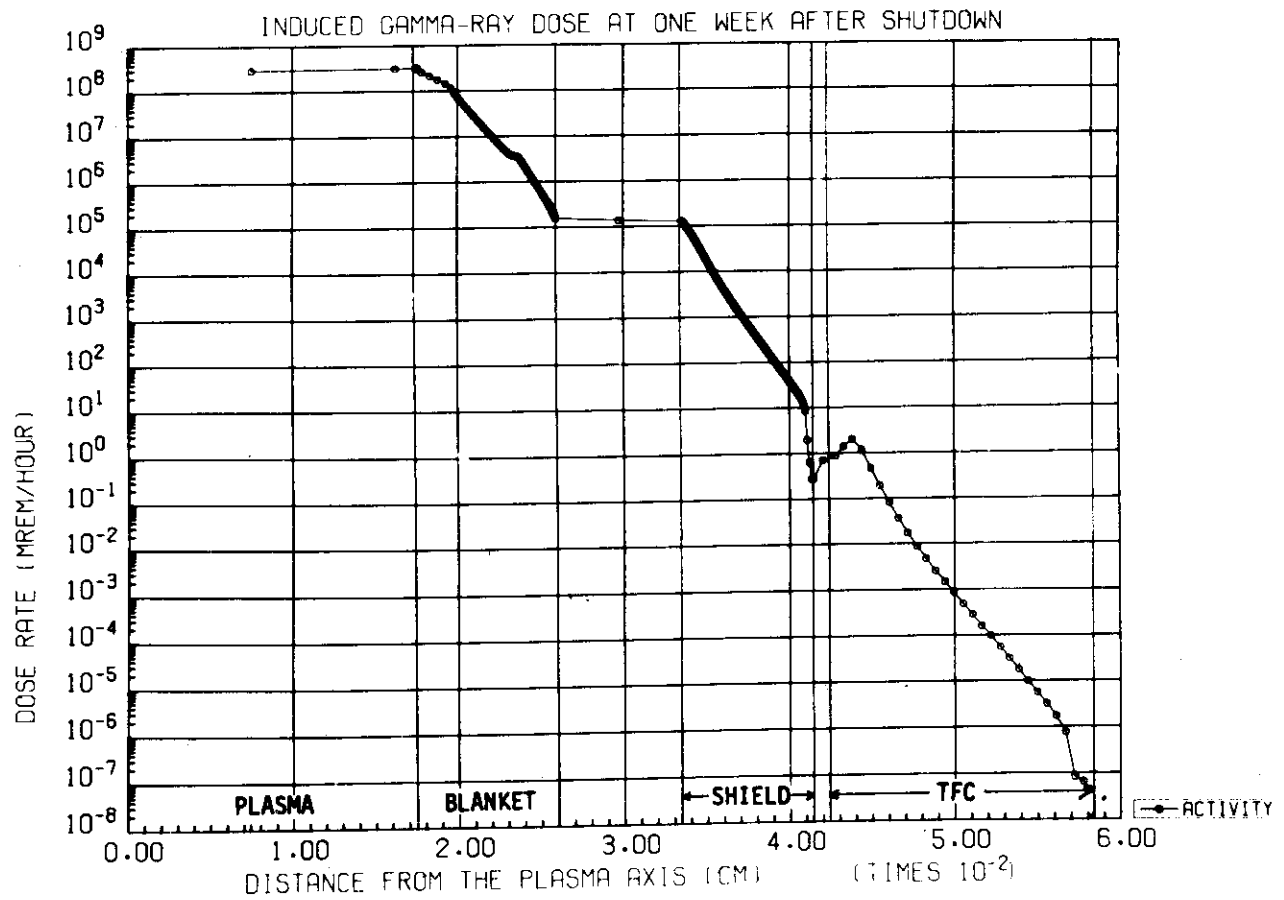


Fig. 5.3.3 Gamma-ray dose rate from the induced activities of stainless steel at a time one week after one year of operation

5.4 ま と め

核融合実験炉の超電導マグネット (SCM) の遮蔽設計を行い、設定した設計条件がほぼ満たされていることを示した。

- (1) 照射により SCM 中の銅の電気抵抗は、約 11 年間運転後に照射前の値より最大で $2.5 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}$ 増加するので 10 年間に一度焼き戻しを行えば良い。
- (2) Nb_3Sn の超電導線材は 20 年間運転後においても臨界電流密度はほとんど変化しないものと予想される。
- (3) 絶縁材としては、マイラーは数年の照射で性能劣化が予想されるのでエポキシ樹脂などより耐放射線性が高いものを使用しなければならない。
- (4) 放射線発熱による SCM の温度上昇は 1°K の数十分の一程度と考えられる。
- (5) SCM 中の放射線発熱に対する冷凍電力は 400 kW 程度であり十分に小さい。
- (6) トーラスの外側の SCM の 1 年間運転後 1 週間経過時の誘導放射能による最大の線量率は、 2 mrem/h 程度であり従事者に対する許容線量率以下となる。ただし中性粒子入射孔付近の SCM の線量率は一部許容値を越えるので、作業時間は制限される。
- (7) 生体に対する 2 次遮蔽としては、2 m の厚さの通常コンクリートにより炉室を構成すれば良い。

以上の遮蔽設計においては、中性粒子入射孔からの中性子ストリーミングを考慮しても十分な遮蔽を施した。しかしながら、ブランケット容器の二重壁の間隙を通してのストリーミング効果は、適当な評価法がないので考慮していない。対策としては、二重壁間にはできるだけ多数のリップを設けること、ストリーミング中性子が多くなる位置に局所的な追加遮蔽を置くことを考えている。

遮蔽設計の結果を見ると、SCM のコンポーネントである銅と絶縁材に対する線量効果が最も厳しく、これらを許容値以下に抑えるような遮蔽を施せば、放射線発熱は十分に低く抑えられることがわかった。そこで従来考えられていた SCM 中の放射線発熱に要する冷凍費と遮蔽層の厚さとをバランスさせるような最適化は必要がないと考えられる。

今後の課題としては以下の点が考えられる。

- (i) 電気および熱絶縁材の極低温下の照射試験データを蓄積し、より明確な遮蔽設計基準を定めること。その結果、許容線量率が特に厳しい場合には、耐放射線性が高く極低温下で高性能を維持する絶縁材の開発が意味のあるものとなる。
- (ii) ブランケット容器の二重壁間を通しての中性子ストリーミング効果の評価、および 3 次元計算によるバルク中性子ストリーミング効果の評価法の精度向上が必要である。
- (iii) 3 次元計算によりポロイダル磁場コイルの SCM および他の放射線損傷が問題となる炉コンポーネント (真空ポンプ、中性粒子入射装置、計測器等) の遮蔽設計も行わねばならない。
- (iv) 遮蔽層と SCM の構造設計などの進展に伴い、支持方式、冷却方式に合致したより現実的な計算モデルを使用すると同時に、重量やコストを減少させる方向の設計も必要となる。
- (v) 遮蔽層、SCM の誘導放射能評価をより詳細に行わなければならない。

ストリーミングに関する問題点と今後の対策

中性子ストリーミングの問題は開口部の周囲の幾何形状に敏感であるため3次元の取り扱いが必要である。現時点では、実用的なコードとしてモンテカルロ法があるが、超電導マグネットの遮蔽という観点からは、ストリーミング解析と同時に深層透過問題を取り扱わなければならないので、分散の低減、計算時間の短縮等の手法の開発が必要である。

クライオポンプに於ける放射線発熱に関する問題と今後の課題

- クライオポンプ1台当りの放射線発熱量30Wというのは、ポンプの冷却に過大な負荷を与えるものではない。しかし、無視し得る程小さな値でもなく更に精度の良い計算を必要とする。特にγ線の寄与の評価、ポンプ詳細構造の考慮を行うことが重要である。
- 中性粒子入射装置内にもクライオポンプがあり、ここで計算した主真空ポンプより厳しい状態に置かれるものと思われる。やはり形状が複雑なためモンテカルロ計算コードによる放射線発熱計算が必要である。

生体遮蔽設計上の問題点と今後の課題

- 実際の炉室形状、大気、大地などを詳細に模擬してスカイシャイン効果を精度良く評価する計算手法が確立していない。炉室など生体遮蔽を目的として大量のコンクリートが必要となるので、その最小必要量を求めるためのスカイシャイン計算コードの整備はかなり重要と考えられる。
- また上記の計算手法の確証のために、強力な14MeV中性子源の炉室周辺における線量率の測定データも蓄積しておく必要がある。

参 考 文 献

- (1) 関 泰, 飯田浩正, 井手隆裕, JAERI-M 6783(1976)
- (2) 炉設計研究室, JAERI-M 6670(1976)
- (3) 岡田東一, 椿原 啓, 昭和51年日本原子力学会年会要旨集, 第1分冊(炉物理, 炉工学)(1976)A15
- (4) ULLMAIER, H., Proc. of the International Conf. held at Gatlingburg, Tennessee, Oct. 1-3, 1975, CONF-750989 Vol. II (1976)403
- (5) SOELL, M. et al., IEEE Transactions on Magnetism, Vol. MAG-11, No.2 (1975)178
- (6) PARKIN, D.M. and SWEEDLER, A.R., ibid (1975)166
- (7) McCracken, G.M. and BLOW, S., CLM-R120(1972)
- (8) KRIESE, J.T. and STEINER, D., ORNL-TM-4235(1973)
- (9) ABDU, M.A. and MAYNARD, C.W., Proc. Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, CONF-740402-P.1, (1974)685
- (10) CASINI, G. and CUNIBERTI, R. ibid (1974)238

- (11) PRICE, W.G., Jr., MATT-1050 (1974) 164
- (12) GABRIEL, T.A., SANTORO, R.T. and ENGLE, W.W., Jr.,
ORNL-TM-4619 (1974)
- (13) BATZER, T.H. et al., UCRL-51617 (1974)
- (14) 伊尾木公裕, 他, 昭和49年秋の分科会予稿集(Ⅱ), 炉物理炉工学, 日本原子力学会
(1974) E61
- (15) 関 泰, JAERI-M 6046 (1975)
- (16) ABDOU, M.A., Nucl Tech., 29, 7 (1976)
- (17) 炉設計研究室, 「核融合実験炉用超電導トロイダルマグネットの設計研究」, 公刊予定
- (18) KULCINSKI, G.L. et al., UWFDM-68 (1973)
- (19) SAKO, K. et al., Plasma Phys. and Cont. Nucl. Fusion Research
1974, Vol. 3, International Atomic Energy Agency (1975) 535
- (20) 関 泰, 飯田浩正, 井手隆裕, JAERI-M 6540 (1976)
- (21) ENGLE, W.W., Jr, K-1963, Ork Ridge Gaseous Diffusion Plant
(1967)
- (22) FORD, W.E., III, CTC-42 (1970)
- (23) 宮坂駿一, 他, JAERI-M 5794 (1974)
- (24) ABDOU, M.A. et al., ORNL-TM-3994 (1973)
- (25) 長谷川 明, 公刊予定
- (26) LATHROP, K.D. and BRINKLEY, F.W., LA-4432 (1970)
- (27) WRIGHT, R.Q., et al., ORNL-TM-2679 (1969)
- (28) 伊尾木公裕, 他, 公刊予定
- (29) STRAKER, E.A., et al., ORNL-4585 (1970)

6. 超電導トロイダルマグネット設計

6.1 設計の概要

本設計では巻線中最大磁場が12.0 Tと高く、NbTiなど合金系超電線材の使用限界を超えるので、高磁場用超電導線材として最も有望なNb₃Snを用いることとした。Nb₃Snを用いた大型超電導マグネットは現在の研究開発レベルからはなお大きな飛躍が必要であるが、今後の研究開発推進により実現可能と考えられる。

トロイダルマグネット諸元は、Table 6.1.1に示す通りである。マグネットは16本のコイルから構成され、これらの間に作用する電磁力支持がマグネット設計上の大きな要素となっている。電磁力はコイル1本あたり向心力約6万トン、拡張力約17万トン、倒し力約2万トン・メートルに達する。このように大きな電磁力を支持するためコイル形状は均一応力型にほぼなっている。又、超電導線は18枚の超電導ディスク(SUS 310S)の両面に埋めこまれて支持され、超電導線そのものには殆んど応力が生じない構造となっている。

コイル運転電流は21.5 kAとかなり大きい値をとっている。導体部分はダブルコンダクタで4面冷却が可能な構造をとっており、完全安定化を実現している。なお低磁場領域ではNb-Tiを用いる設計(ハイブリッド方式)も行ったが、ここでは全領域でNb₃Snを使用する設計について述べることにした。Nb₃Snの場合、高い平均電流密度で完全安定化することができ、導体寸法を小さくすることにより構造材スペースを大きくとれるという有利さがある。

本設計のトロイダルマグネットの特色をまとめると次のようになる。

- (1) Nb₃Sn超電導線材を用い、巻線中での最大磁場は12 Tに達している。
- (2) 超電導線はSUS 310 Sの超電導ディスクに埋めこまれて電磁力支持されている。
- (3) コイル形状は均一応力D型に近い形をとっている。
- (4) ダブルコンダクタの4面冷却方式を採用し、安定化電流を増加させ、完全安定化を実現している。
- (5) D型コイル間の張り合いと支持リング・支持シリンダで向心力支持を行っている。
- (6) 励磁電源系は18系列とし、コイルクエンチ時の誘起電圧や異常電磁力を十分小さく押えている。

他の実験炉トロイダルマグネット設計を本設計と比較したのがTable 6.1.2である。本設計のマグネットは他の設計に比して大型高磁場型であることがわかる。又、マグネット磁場エネルギーと運転電流の相関をFig. 6.1.1に示した⁽¹⁾。本設計では従来の設計に較べて大電流方式を採用しており、最近では諸外国でもこの方式を用いた設計が幾つかある。

超電導トロイダルマグネット設計としての検討項目を以下に掲げる。

- (1) マグネット基本設計
- (2) 磁場・電磁力解析
- (3) 構造設計と応力解析

- (4) マグネット材料とその特性
- (5) クライオスタット・冷却負荷・冷却システム
- (6) 励磁システム
- (7) マグネットの製作・組立と輸送
- (8) 安全性検討

これらの各項目については 6.2 節以降に述べることにする。これらの検討項目の中で特に問題となるのは(3)構造設計と応力解析である。解析結果によると、ステンレス鋼の超電導ディスク中の最大応力は 40 kg/mm^2 程度に達する。この他に、ポロイダル磁場との相互作用により、トロイダルコイルは繰り返し荷重を受ける。荷重繰り返し回数は実験炉寿命期間で 100 万回にも達し、材料疲労が問題であろう。今後、コイルの形状や寸法の修正を含めて構造上の改良を行う必要がある。

なお、Fig.6.1.2 にトロイダルマグネット全体の鳥瞰図、Fig.6.1.3 に立面図、Fig.6.1.4 に平面図、Fig.6.1.5 に断面図を示す。

Table 6.1.1 Main characteristics of toroidal field magnet.

<u>Magnet Structure</u>	
Number of coils	16
Number of discs per coil	18
Number of slots per disc	14×2
Number of conductors per slot	2 (double conductors)
<u>Dimensions of Magnet</u>	
Major radius	6.75 m
Inner diameter	11.2×7.3 m
Outer diameter	14.4×10.0 m
<u>Magnetic Field</u>	
Magnetic field at plasma center	6T
Peak field at coil	12T
Maximum ripple at plasma	0.47%
<u>Inductance</u>	
Total	190H
<u>Stored Energy</u>	
Total	59.9 GJ
Per coil	4.74 GJ
<u>Magnetomotive Force</u>	
Total	202.5 MAT
Per coil	12.66 MAT
<u>Magnetic Force</u>	
Hoop force per coil	166,000 ton
Centering force per coil	64,000 ton
Lateral force per coil	1.87×10^7 kg·m
<u>Dimensions of Coil</u>	
Thickness	0.92 m
Width	0.94-1.30 m
Length of straight section	7.8 m
<u>Stainless steel Disc</u>	
Thickness	5.0 cm
Width	94-130 m
Depth of slot	1.7 cm
Width of slot	3.0-5.2 cm
Depth of liq. He channel	1.0 cm
Width of liq. He channel	1.0 cm
Disc material	SUS 310S
Thickness of insulator between discs	0.1 cm
<u>Number of Turns</u>	
Total	8064
Per coil	504
Per disc	28

Table 6.1.1 Main characteristics of toroidal field magnet (continued)

<u>Superconducting Cable</u>	
Superconductor	Nb ₃ Sn
Stabilizer	Cu
Superconducting composite	Fine-multi twisted
Thickness	4.5 mm
Width	26-48 mm
Grades	13
Cu/SC ratio	48-17
Copper resistivity (maximum after irradiation)	$3 \times 10^{-10} \Omega m$
Insulator	Epoxy glassfiber
<u>Current</u>	
Operational current	25,100 A
Stabilization current	25,300 A
Critical current	25,500 A
<u>Current Density</u>	
At conductor	107-58 A/mm ²
Average at conductor	82 A/mm ²
Average at disc	15-11 A/mm ²
<u>Cooling</u>	
Method	Liq. He Pool Cooling
Temperature	4.2 K
Cool-down time	160 hr
<u>Heat Load</u>	
Superconductor loss	1.30 kW
Neutron and gamma ray heating	0.98 kW
Eddy current loss at structure material	0.15 kW
Cryostat loss	3.98 kW
Current lead loss	1.08 kW
Total	7.49 kW
<u>Power Supply</u>	
Number of suppliers	18
Dump resistor	0.3 Ω
Excitation time	5 hr
Induced voltage at excitation	19.4 V
Capacity of supplier	26kA $\times$ 20V = 520kVA
<u>Length of Conductor</u>	
Per turn	39-33 m
Total	290 km
<u>Weight</u>	
Conductors of a disc	2.84 ton
Stainless steel disc (including conductors)	13.8 ton
Stainless steel discs and Helium can	298 ton
Toroidal coil	883 ton
Total	7150 ton

Table 6.1.2 Main parameters of EPR toroidal field magnets

	JXFR ¹⁾	ANL ²⁾	GA ³⁾	ORNL ⁴⁾	FINITOR ⁵⁾
Toroidal field at plasma center (T)	6.0	4.32	3.9	4.7	3.5
Maximum toroidal field at coil (T)	12.0	10.0	7.9	11.0	7.8
Magnetomotive force (MAT)	202.5	134.0	88.48	166.0	157.5
Operation current (kA)	25.1	60.0	10.0	78.0	-
Stored energy (GJ)	59.9	30.0	16.7	29.0	-
Inductance (H)	190	16.7	334	9.5	-

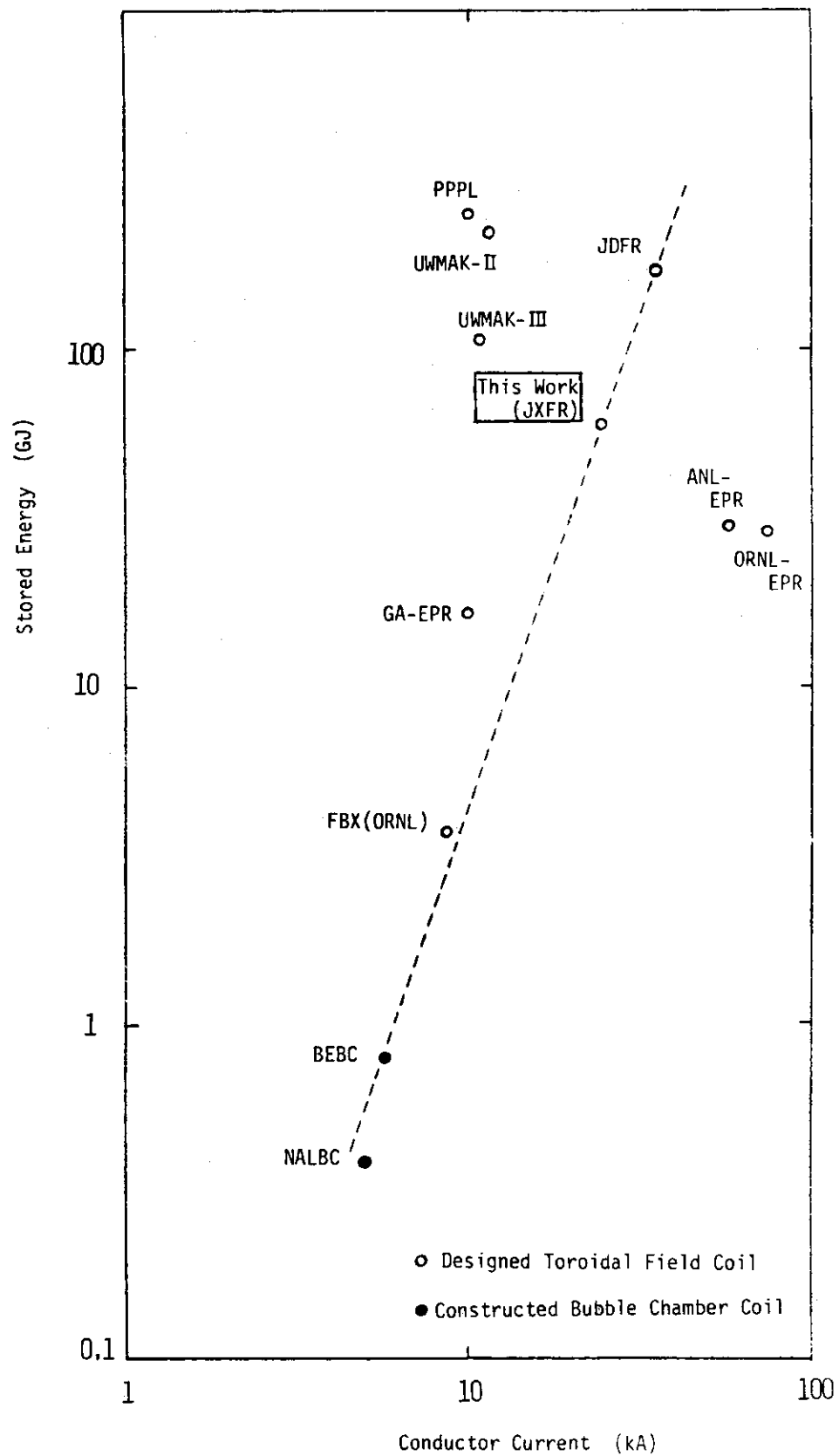


Fig. 6.1.1 Current and Stored Energy of Superconducting Magnets

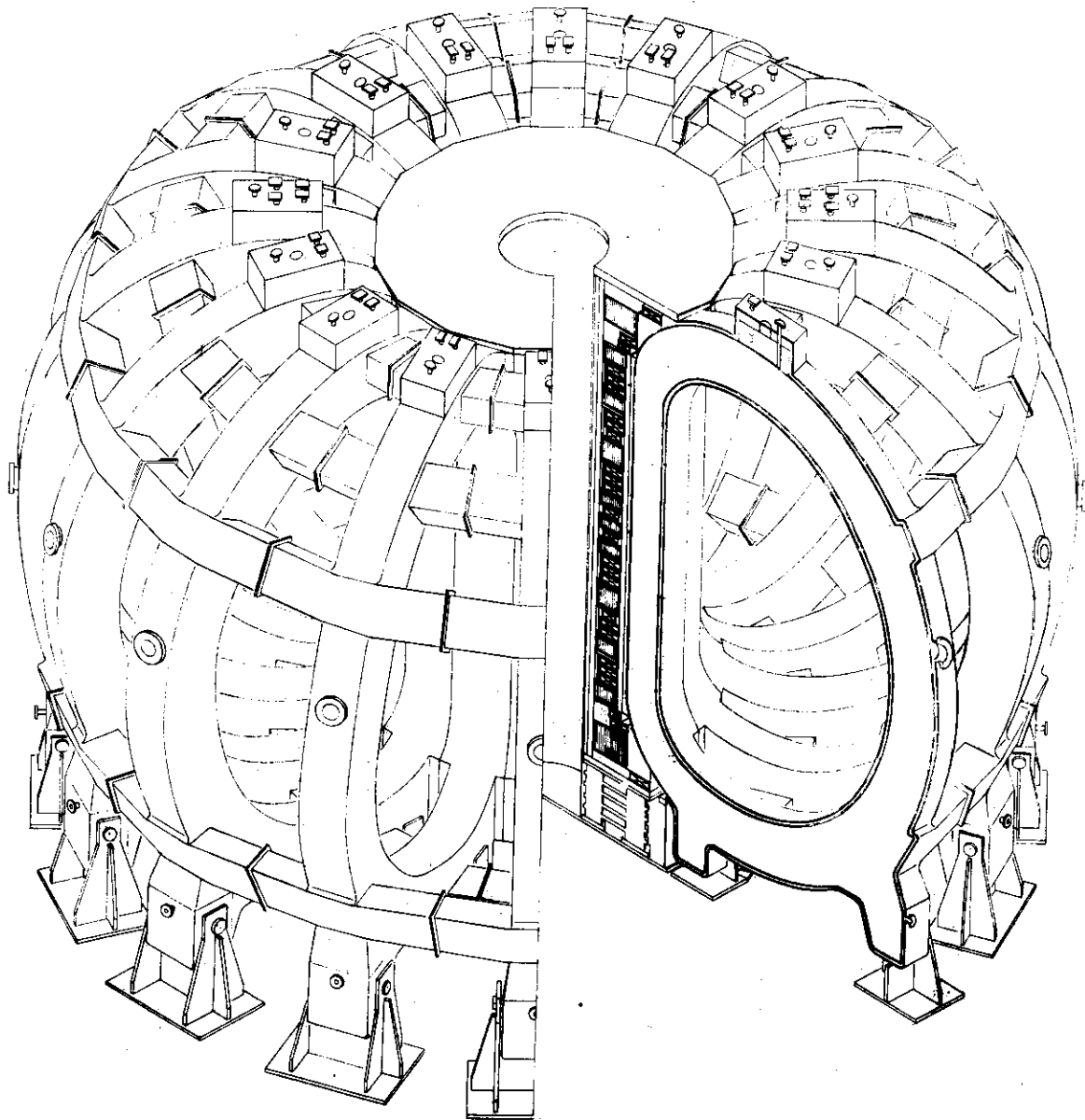


Fig. 6.1.2 Overall View of Toroidal Field Magnet

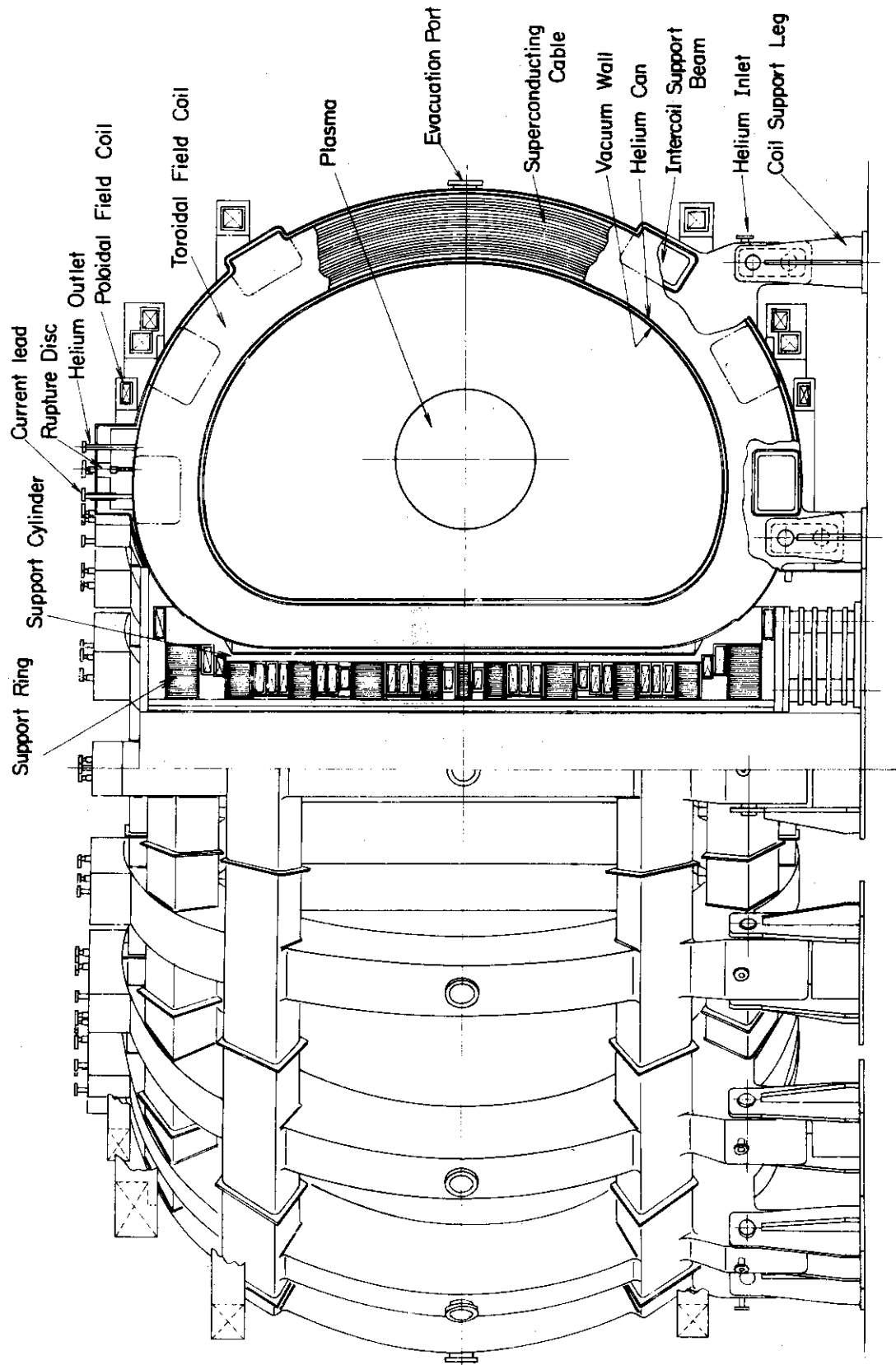


Fig. 6.1.3 Side View of Toroidal Field Magnet

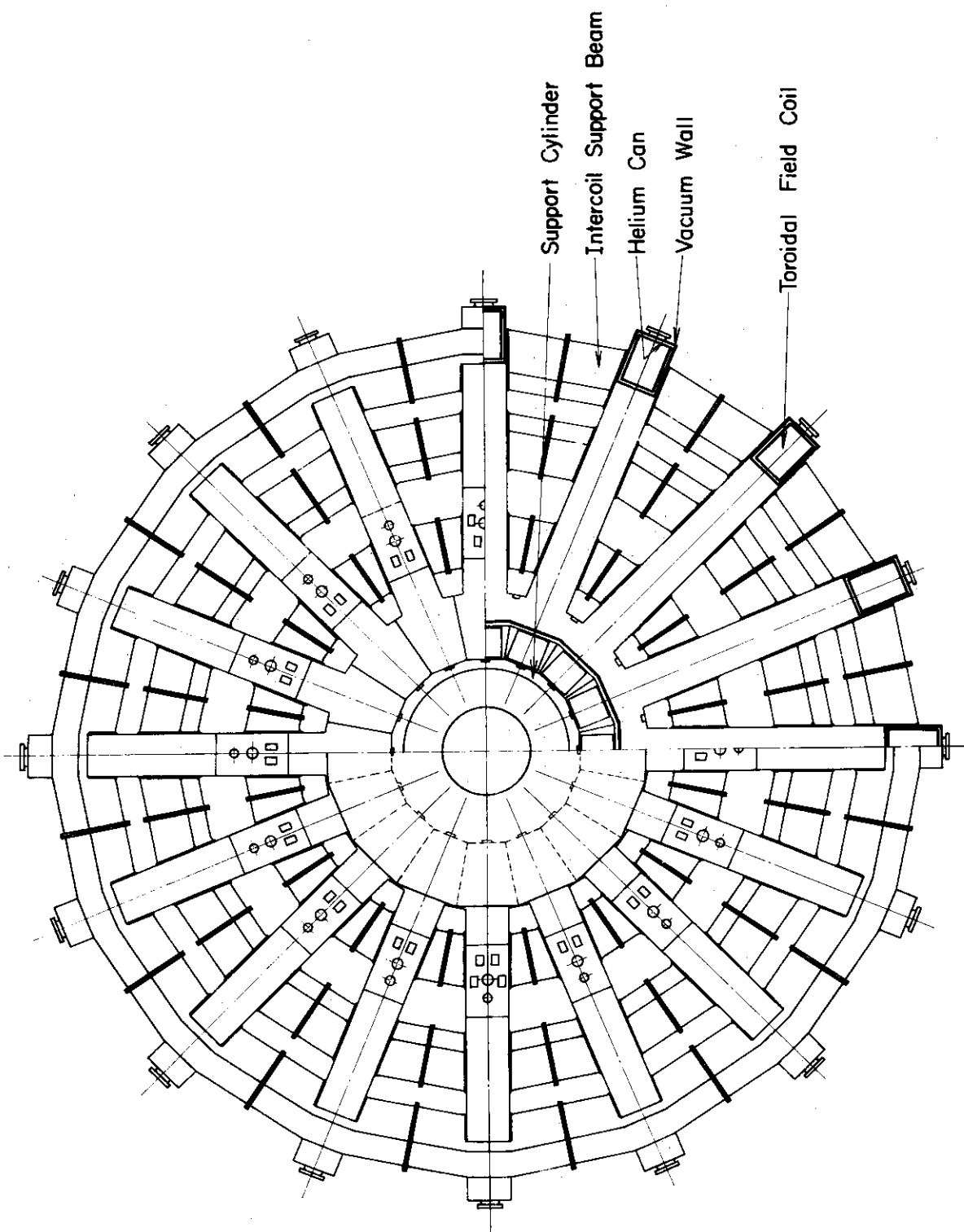


Fig. 6.1.4 Plane View of Toroidal Field Magnet

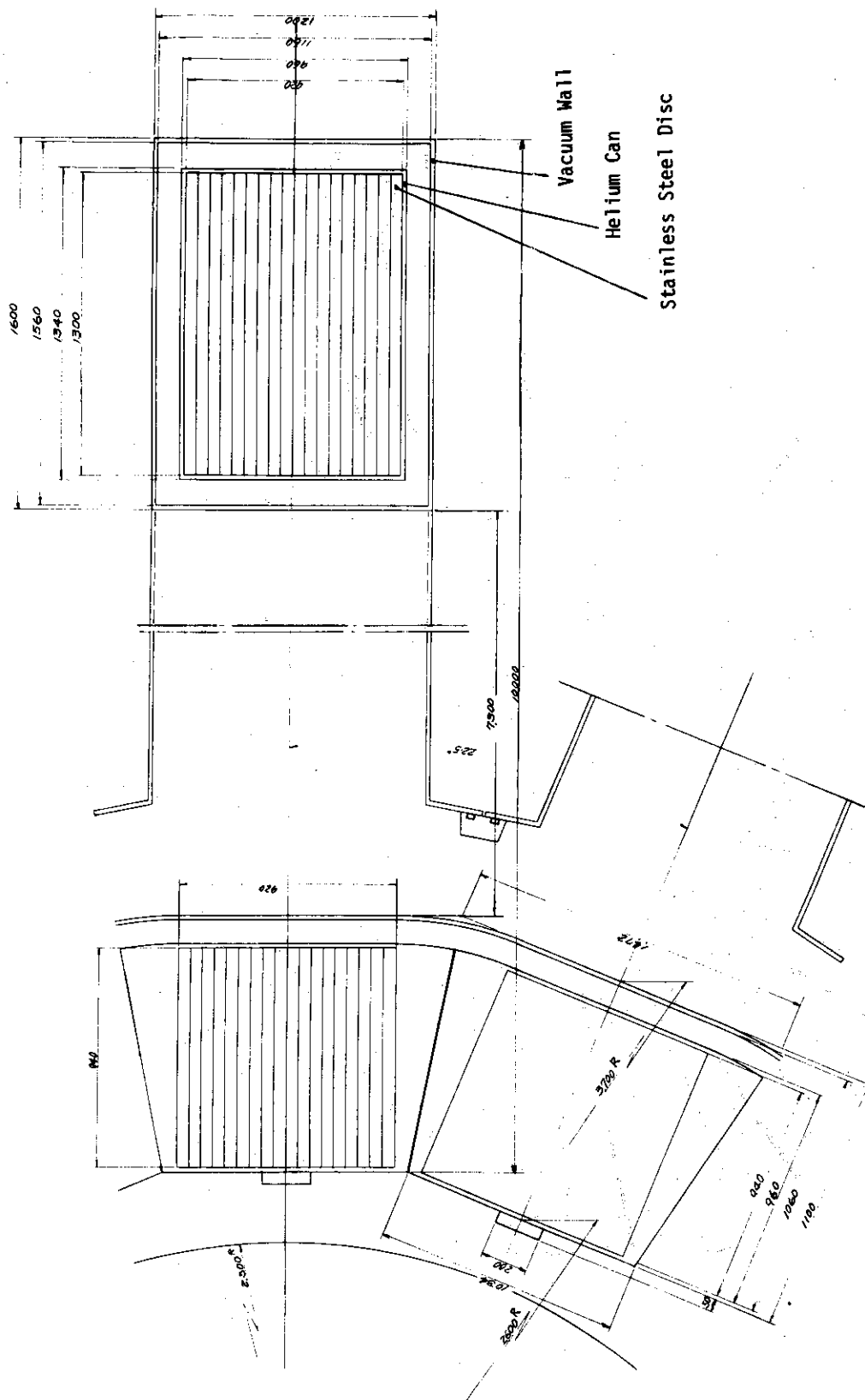


Fig. 6.1.5 Cross Section of Toroidal Field Magnet

6.2 マグネット基本設計

6.2.1 コイル形状

(a) 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いくつかあり、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。

- (1) ブランケット、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、磁場エネルギーあるいはインダクタンス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Oval型を採用している設計もある。

トロイダルコイルには1コイル当り17万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均一応力D型を採用することにした。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大半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でもJET (EURATOM) やJT-4 (原研) でこの形状を用いている。しかし均一応力D型は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ず、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、本来の均一応力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。

(b) 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。矩形断面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、

- (1) 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。

- (2) 励磁分割保護方式(6.7節参照)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有効な働きをしている。

このような点、特に製作上から矩形断面のほうが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した。Fig. 6.2.1に本設計におけるコイル断面図を示す。

6.2.2 ディスク方式コイル巻線支持

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。

トロイダルコイルのパンケーキ巻線では、電磁力による張力を支持するために高強度金属（主にステンレス鋼）の補強テープを複合超電導線と共に巻線する場合がある。この補強テープ方式は完全な均一応力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、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、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。内部ガーダ支持方式では補強ガーダの数が増すに従って曲げ応力に弱くなる。この欠点を克服する方法として、ここではFig. 6.2.2に示すようにステンレス鋼のディスク（超電導ディスクと呼ぶ）に超電導線を埋めこんで支持する方式をとることとした。

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。両面スロットの長所として

- (1) ボロイダル磁場によるたおし力に対して強い。
- (2) 超電導線の層間接続を同一ディスク内で行うことができる。
- (3) 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。
- (4) ディスク枚数が少ないので組立精度が向上する。

がある。したがって、本設計では両面ディスク方式を採用する。

トロイダルコイルを16分割したD型コイル製作・組立上の問題も考慮して、51 mm厚さの超電導ディスク18枚、および1 mm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を、ディスクの片面に14、両辺合計して28とした。

6.2.3 コイル運転電流

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BEB C (Big European Bubble Chamber) コイルが800 MJで5,700 A、NAL (National Accelerator Laboratory) の泡箱用コイルが400 MJで5,000 Aである。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6,000 - 15,000 Aの間にある。ところが、本設計の運転電流は25,100 Aという大電流値を用いている。これは以下の検討により判断された。

(a) 複合超電導線の製造上の条件

超電導線の使用実績は6,000 A以下である。25,100 A定格の超電導線の製作はより困難になるように見えるが、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。

(b) 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、ディスク工作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。

(c) 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

$$I_s \propto I^{3/4}$$

の関係がある。例えば、導体電流 $I = 10,000$ A を 25,100 A に大きくすると、安定化電流 I_s は 10,000 A から 19,900 A にしかならない。

(d) 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、本設計では励磁分割方式を採用しているので、励磁電流（コイル電流）のいかに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。

(e) 励磁の条件

本設計では励磁分割方式をとっているので、電流値のいかにかわらず励磁電圧は同じ値としている。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。

(a)～(e)の総合評価としては電流値が大きい方が秀れていると思われる。励磁分割方式では、大電流の方が励磁分割数が少なくなり、電源系列数が少なくてすむというメリットがあるからである。6.2.2で述べたように1ディスクのスロットは28個（両面で）であり、1スロット1ターンとすれば、全トロイダルマグネットで8064ターンとなる。一方、全起磁力は202 MATであるので、コイル運転電流は25,100 Aとなる。

6.2.4 複合超電導線と超電導ディスクの基本仕様

(a) 複合超電導線の断面形状と寸法

エッジ・フラット4面冷却の場合には、偏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つの偏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、Fig. 6.2.3 のようにダブルコンダクター方式を実証炉用トロイダルマグネット同様採用することにした。⁽²⁾

コイル運転電流 I_c は 25,100 A であるので、安定化電流 I_s は I_c より若干高い。

$$I_s \simeq 25,300 \text{ A},$$

臨界電流 I_c は I_s より若干高い

$$I_c > 25,500 \text{ A}$$

と設定した。これらは1ターン当りの値であり、ダブルコンダクターの1導体当りの値は、これらの半分になる。

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場の値を知る必要がある。6.3節の巻線内磁場分布のデータから得た値によると、スロット No.1 4 に 1.2 T, No.1 3 に 1.1.3 T, …… , No. 2 と No. 1 に 3.3 T 印加する。かくして、ダブルコンダクター方式の1導体当りの厚さを 4.5 mm として、各スロット用複合超電導線の必要素線本数や銅帯巾などが計算される。決定された複合超電導線の諸元を Table 6.2.1 に示した。

(b) 超電導ディスク基本構造

超電導ディスクのスロット付近の断面形状は Fig. 6.2.3 に示されている。ディスクのスロット間には He 通路が設けられており、スロット内で発生した He バブルは He 通路へと追いつき出すことにより、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。

又、前項(a)で計算された複合超電導線形状 (Table 6.2.1) に基いて各スロットの寸法を決定した。結果は Fig. 6.2.4 に示される通りで、ステンレス鋼構造材のスペースファクターはかなり小さくなってしまっている。なお、Fig. 6.4.8 (後掲) に超電導ディスク、複合超電導線、He 通路などの基本構造を示してある。

Table 6.2.1 Characteristics of superconducting cable for each slot

Slot No.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Maximum Field (T)	3.3	3.3	4.0	4.8	5.7	6.5	7.2	7.9	8.6	9.3	10.0	10.6	11.3	12.0
Critical current per filament (A)	264	264	232	195	160	136	119	103	91	80	71	66	62	59
Number of filaments	49	49	55	66	80	94	108	124	141	160	180	194	206	216
Cross section of superconductors (mm ²)	2.20	2.20	2.47	2.96	3.59	4.22	4.84	5.56	6.32	7.17	8.07	8.70	9.24	9.69
Width of copper conductor (mm)	26	26	27	28	30	32	34	36	38	40	42	44	46	48
Cross section of copper conductor (mm ²)	105	105	108	110	115	121	126	131	136	140	144	150	156	162
Cu/SC ratio	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

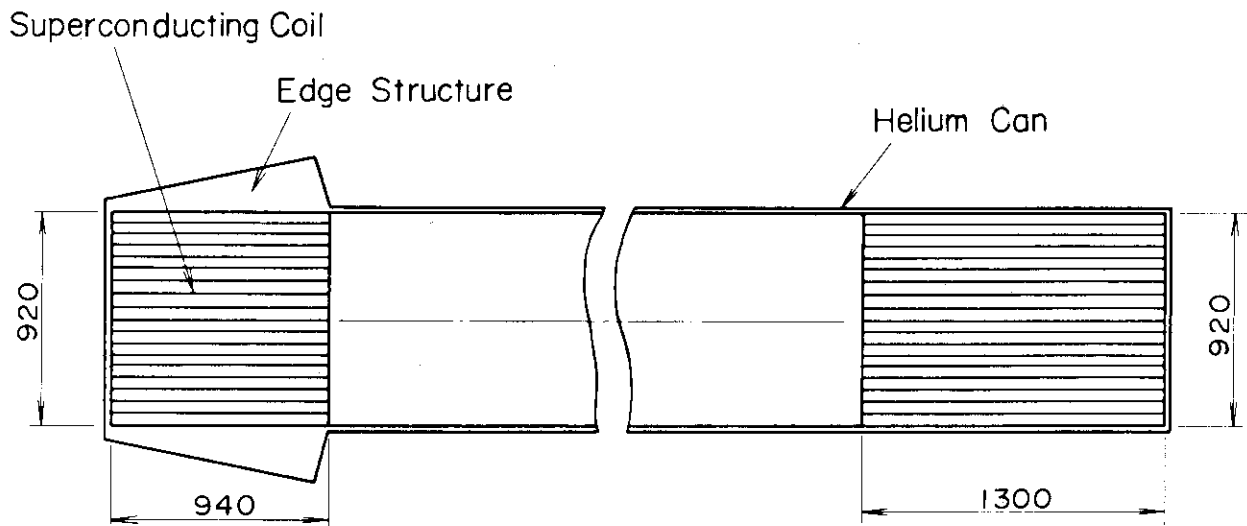


Fig. 6.2.1 Coil Cross Section

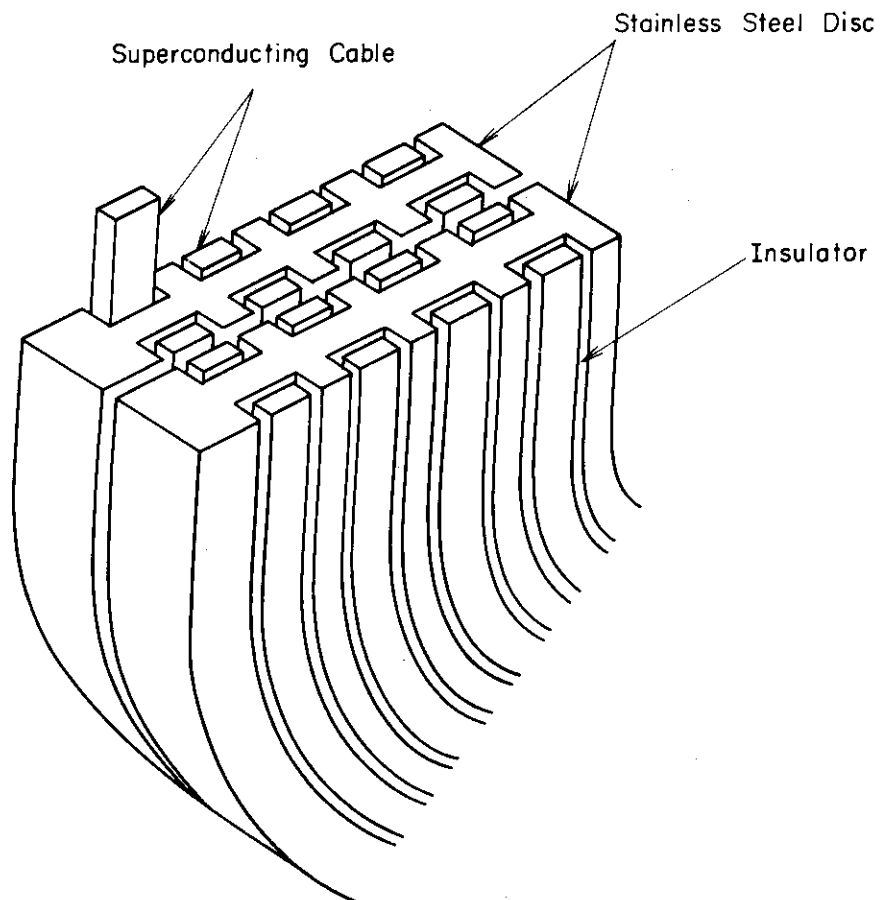


Fig. 6.2.2 Disc Type Coil Winding

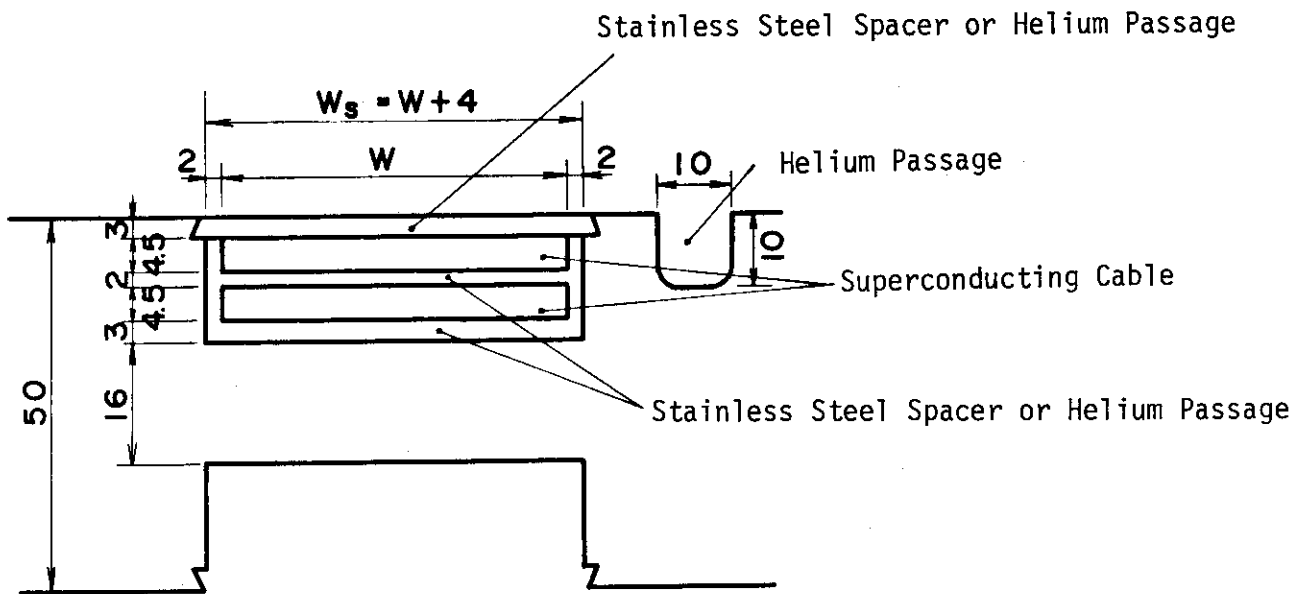


Fig. 6.2.3 Cross Section of Conductors and Stainless Steel Disc

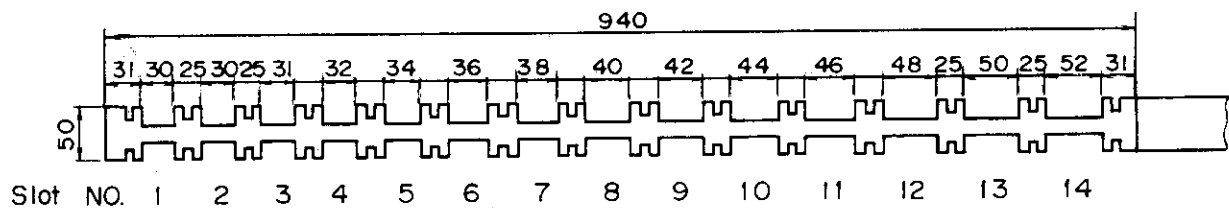


Fig. 6.2.4 Stainless Steel Disc Cross Section

6.3 磁場・電磁力解析

6.3.1 トロイダル磁場

トロイダル磁場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場が大きいこと。
- (2) コイル中での最大トロイダル磁場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場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場が充分小さいこと。

(1)と(3)はプラズマからの、(2)は超電導コイルからの、(4)は周辺機器からの要請である。本設計ではこれらの要請がほぼ満足されていると考えられる。

トロイダル磁場はマグネット内部空間では、近似的に主軸からの距離 R に逆比例する。又、トロイダル磁場はトロイダル・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。

$$B_t \simeq \frac{\mu_0 N I_0}{2\pi R} \quad (6.3.1)$$

ここで NI_0 はトロイダル・マグネットの全起磁力(AT)， μ_0 は透磁率， R は主軸からの距離(m)である。式(6.3.1)はコイルに近い空間では良い近似とは言えない。この点を補足したのが次式である。

$$B_t \simeq \frac{\mu_0 N I_0}{2\pi R} \left[1 + \frac{1}{(R/R_1)^N - 1} + \frac{1}{(R_2/R)^N - 1} \right] \quad (6.3.2)$$

ここで N はコイル本数， R_1 は主軸からコイル直線部までの距離， R_2 は主軸からコイル円弧部(最も外側)までの距離を示す。

以上に述べたようにトロイダル磁場分布についてはいくつかの近似式があるが、ここではピオザバル法則を使った計算コード<DMAG>による解析結果を用いることとする。Fig. 6.3.1に示すように、プラズマ中心($R = 6.75$ m)で6 Tで得る時、巻線中最大磁場は12.0 Tに達する。

トロイダル磁場リップルはコイルに近づくにつれて大きくなり、逆に遠ざかるにつれて指数関数的に小さくなる性質をもっている。本設計の場合の計算結果をFig. 6.3.2に示す。プラズマ領域でのトロイダル磁場リップルは $R = 8.25$ m, $Z = 0.0$ mで最大となる。最大値を δ 。とすると次のように計算される。

$$\delta_0 = \frac{B_t(\max) - B_t(\min)}{B_t(\max) + B_t(\min)} = 0.0047 \quad (0.47\%) \quad (6.3.3)$$

トロイダル磁場のリップルの上限値については、例えば文献⁽³⁾⁽⁴⁾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という条件でリップルの上限を決めている。本設計値の最大リップル $\delta_0 = 0.47\%$ はこの条件を十分満足している。

トロイダル磁場の洩れ磁場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ー真空排気装置、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場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場の大きさが100 Gauss以下になる場所を示すにとどめる。

- 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。
- 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。

6.3.2 ポロイダル磁場

ポロイダル磁場は次の3つの成分に分けて検討することにする。

(1) 垂直磁場コイルのつくる磁場

(2) 空心変流器コイルのつくる磁場

(3) プラズマ電流のつくる磁場

計算にあたってトロイダルコイルをFig.6.3.3に示すごとく93領域にわけることとし、上記3種類にわけてトロイダルコイル上におけるポロイダル磁場分布をFig.6.3.4～6.3.6に示した。ポロイダル磁場の変動は大きくその向きも一定でない。

ポロイダル磁場のトロイダルコイル上の最大値は次のようになる。

$$\text{垂直磁場コイル} \quad B_{V, \max} = 0.58 \text{ T}$$

$$\text{変流器コイル} \quad B_{OH, \max} = 0.85 \text{ T}$$

$$\text{プラズマ電流} \quad B_{PL, \max} = 0.47 \text{ T}$$

又、ポロイダル磁場のトロイダルコイル上での平均値は次のようになる。

$$\text{垂直磁場コイル} \quad \bar{B}_V = 0.305 \text{ T}$$

$$\text{変流器コイル} \quad \bar{B}_{OH} = 0.226 \text{ T}$$

$$\text{プラズマ電流} \quad \bar{B}_{PL} = 0.178 \text{ T}$$

ここでポロイダル磁場がトロイダル・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、コイル間支持梁の適切な設計を行うことにより、解決することが不可能ではない。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場がキャンセルして小さくなる様にする。

上記の項目については今後の検討項目としたい。

6.3.3 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場は4.1節でも述べたように、 θ 方向を向いている。従って、トロイダル磁場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、トロイダル磁場は 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。

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。

$$F_r = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{(NI_0)^2}{N} \frac{r_0}{\sqrt{R_0^2 - r_0^2}} \quad (6.3.4)$$

$$F_R = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{(NI_0)^2}{N} \left(1 - \frac{R_0}{\sqrt{R_0^2 - r_0^2}} \right) \quad (6.3.5)$$

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

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・サバー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.6.3.3)，各エレメントにおける電磁力を算出した。エレメントごとの電磁力を合計することにより得た向心力、拡張力は次のような大きさになる。

向心力 = 64,000 トン/コイル = 1,024,000 トン/16 コイル

拡張力 = 166,000 トン/コイル = 2,656,000 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/コイルにほぼ等しい。例えばこの向心力をGA-EPRの11,800 トン/コイルと比較すると、5.4 倍程度である。

6.3.4 ポロイダル磁場によって生じる電磁力

ポロイダル磁場は必ずトロイダルコイル面内の磁場であり、中心平面 (Mid-plane) に関して上下対称 (但し、向きは逆) となり、電磁力は次のような性質を持っている。

- (1) 電磁力はパルスの力で、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、回転力となる。

ポロイダル磁場による電磁力分布を Fig.6.3.7 ~ 6.3.9 に示す。垂直磁場コイルによる磁場は平均して大きく、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。これに対して変流器コイルの電流は +60 MAT から -60 MAT 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、

プラズマ電流による電磁力のモーメントは垂直磁場コイルによる電磁力のモーメントと反対方向となり、お互いに弱め合う効果を持つ。

一様な垂直磁場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 M は次のように計算される。

$$M = \pi r_0^2 I_0 B_V \quad (6.3.6)$$

ここで B_V は一様な垂直磁場の大きさである。

r_0 は円形コイルの半径である。

実際にFig. 6.3.7 ~ 6.3.9 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。

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

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

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

この事から、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、ここで計算された各部分に働く電磁力を用いて、6.4節で構造解析が行われて、評価されることになる。

6.3.5 インダクタンスと磁場エネルギー

既に6章の前項までに述べたように、トロイダル・マグネットは高磁場大型マグネットであるので、大きな磁場蓄積エネルギーを有する。最大磁場12 Tで約4,000 m³の内容積を持つマグネットであるので、現在、建設されている超電導マグネットと較べはるかに大型のものである。

インダクタンスと蓄積磁場エネルギーの間には次式のような関係がある。

$$L = \frac{2E}{I^2} \quad (6.3.7)$$

従ってインダクタンス L か蓄積磁場エネルギー 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節で計算した磁場エネルギーを空間積分して蓄積磁場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25.1 kAであるから、蓄積磁場エネルギーは59.9 GJとなる。一方、(2)の方法では、次式を用いて、まず蓄積磁場エネルギーを計算した。

$$E = \int \frac{B^2}{2\mu_0} dV \quad (6.3.8)$$

計算の結果、 $E = 55.7 \text{ GJ}$ 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, 蓄積磁場エネルギーは59.9 GJとなる。

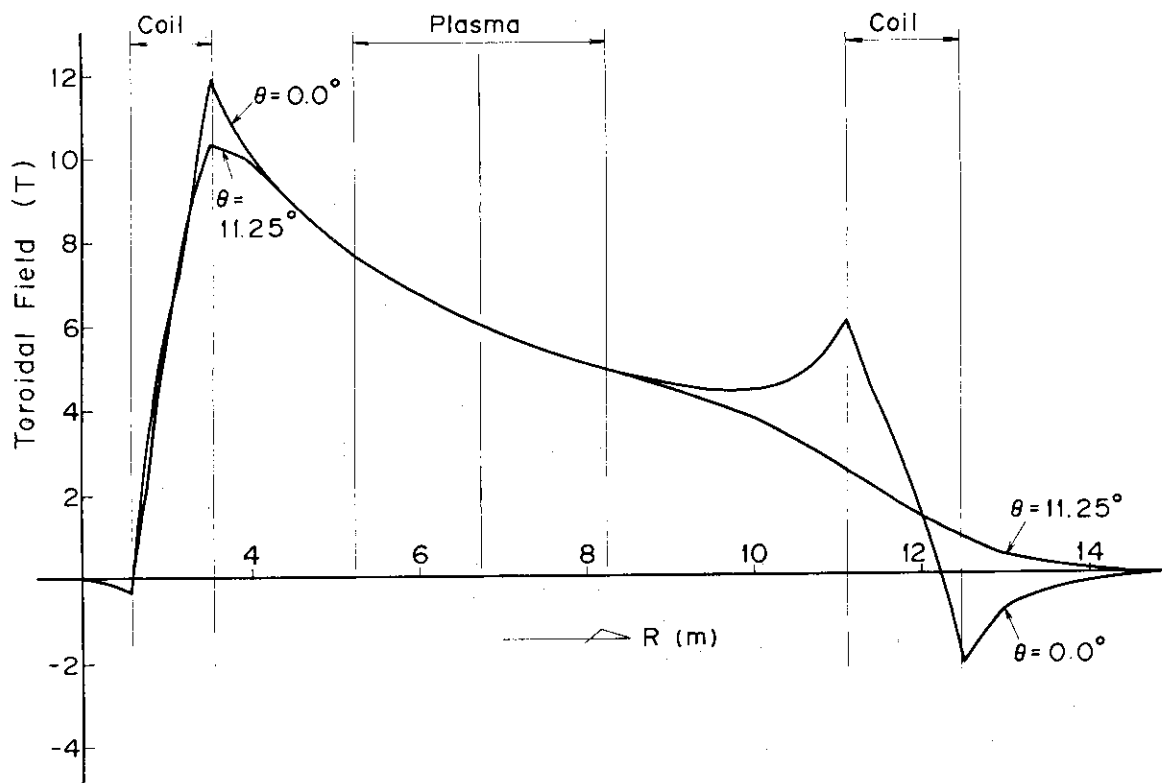


Fig. 6.3.1 Spatial Distribution of Toroidal Field

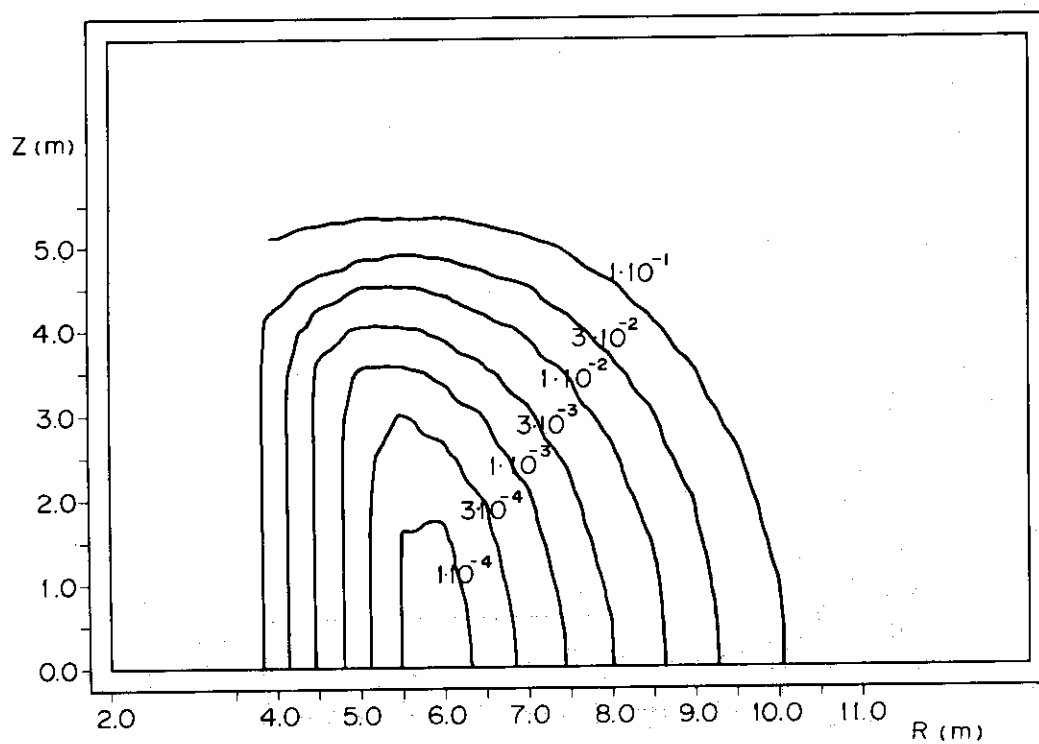


Fig. 6.3.2 Spatial Distribution of Toroidal Field Ripple

Element Number : I - J

16-3	17-3	18-3	19-3	20-3	21-3	22-3	23-3	24-3	25-3	26-3	27-3	28-3	29-3	30-3	31-3
15-3	16-2	17-2	18-2	19-2	20-2	21-2	22-2	23-2	24-2	25-2	26-2	27-2	28-2	29-2	30-2
14-3	15-2	16-1	17-1	18-1	19-1	20-1	21-1	22-1	23-1	24-1	25-1	26-1	27-1	28-1	29-1
13-3	14-2	15-1	16-1	17-1	18-1	19-1	20-1	21-1	22-1	23-1	24-1	25-1	26-1	27-1	28-1
12-3	13-2	14-1	15-1	16-1	17-1	18-1	19-1	20-1	21-1	22-1	23-1	24-1	25-1	26-1	27-1
11-3	12-2	13-1	14-1	15-1	16-1	17-1	18-1	19-1	20-1	21-1	22-1	23-1	24-1	25-1	26-1
10-3	11-2	12-1	13-1	14-1	15-1	16-1	17-1	18-1	19-1	20-1	21-1	22-1	23-1	24-1	25-1
9-3	10-2	11-1	12-1	13-1	14-1	15-1	16-1	17-1	18-1	19-1	20-1	21-1	22-1	23-1	24-1
8-3	9-2	10-1	11-1	12-1	13-1	14-1	15-1	16-1	17-1	18-1	19-1	20-1	21-1	22-1	23-1
7-3	8-2	9-1	10-1	11-1	12-1	13-1	14-1	15-1	16-1	17-1	18-1	19-1	20-1	21-1	22-1
6-3	7-2	8-1	9-1	10-1	11-1	12-1	13-1	14-1	15-1	16-1	17-1	18-1	19-1	20-1	21-1
5-3	6-2	7-1	8-1	9-1	10-1	11-1	12-1	13-1	14-1	15-1	16-1	17-1	18-1	19-1	20-1
4-3	5-2	6-1	7-1	8-1	9-1	10-1	11-1	12-1	13-1	14-1	15-1	16-1	17-1	18-1	19-1
3-3	4-2	5-1	6-1	7-1	8-1	9-1	10-1	11-1	12-1	13-1	14-1	15-1	16-1	17-1	18-1
2-3	3-2	4-1	5-1	6-1	7-1	8-1	9-1	10-1	11-1	12-1	13-1	14-1	15-1	16-1	17-1
1-3	2-2	3-1	4-1	5-1	6-1	7-1	8-1	9-1	10-1	11-1	12-1	13-1	14-1	15-1	16-1

Fig. 6.3.3 Toroidal Field Coil Analysis Model (I-J Number)

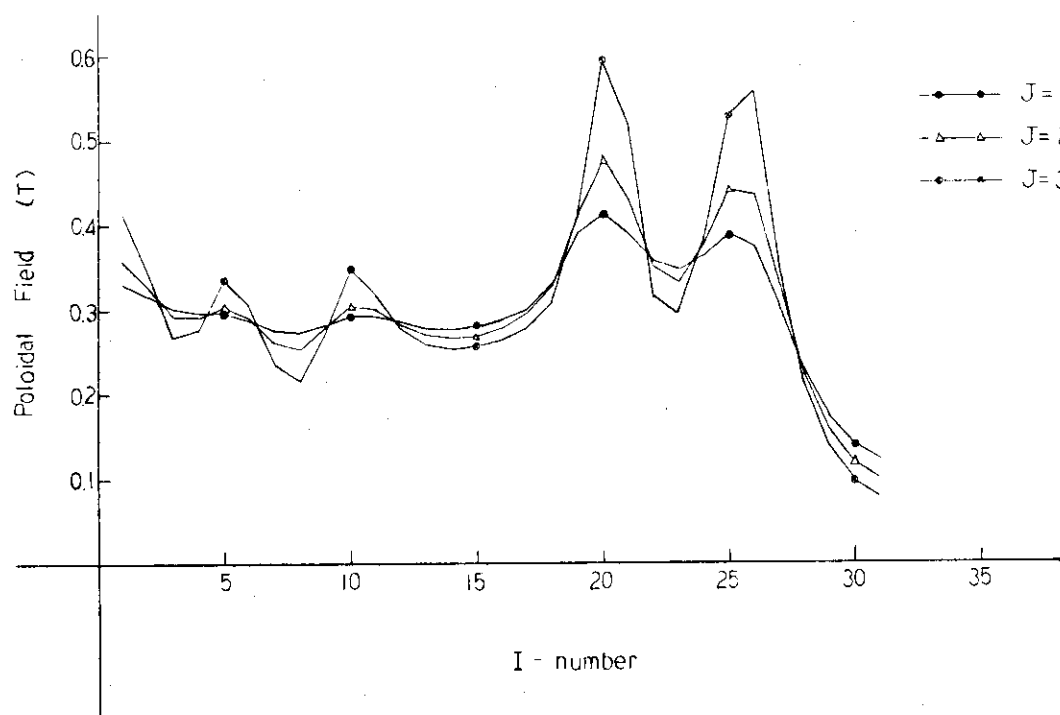


Fig. 6.3.4 Poloidal Field on TF Coil (Vertical Field Coil)

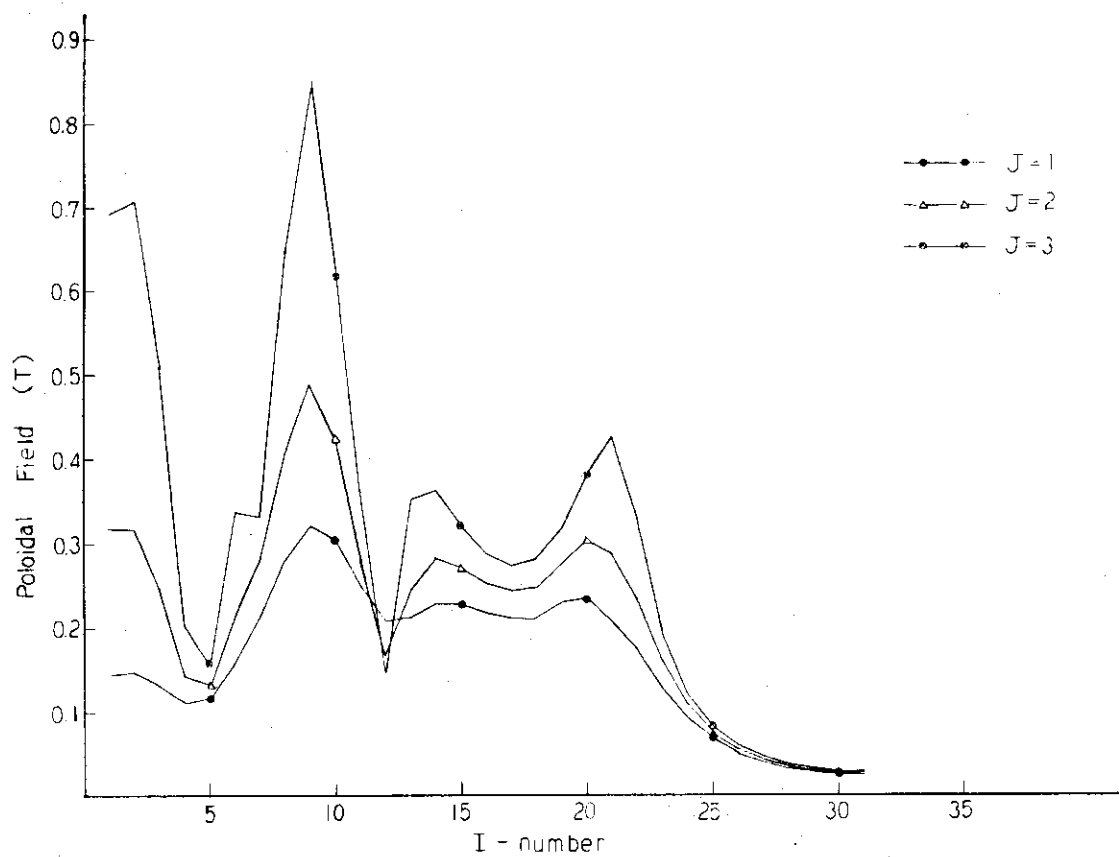


Fig. 6.3.5 Poloidal Field on TF Coil (OH Transformer)

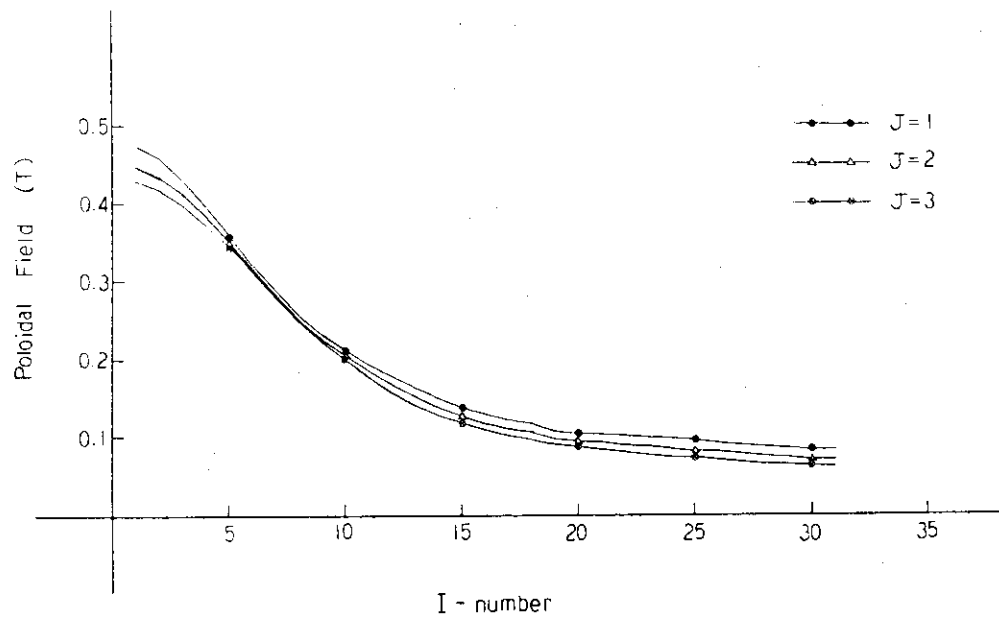


Fig.6.3.6 Poloidal Field on TF Coil (Plasma Current)

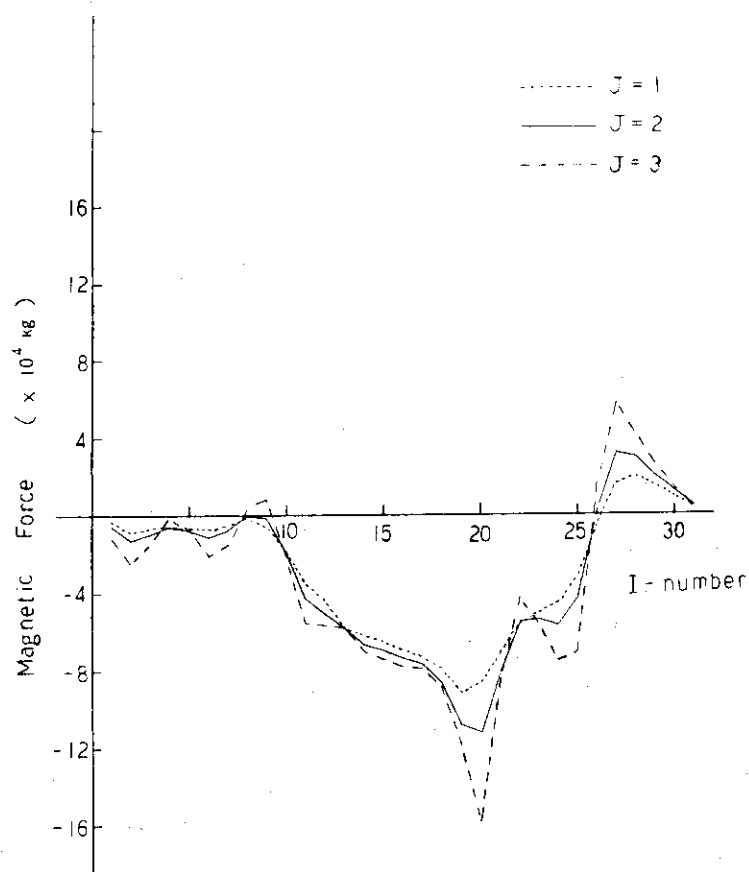


Fig.6.3.7 Lateral Force by Poloidal Field (Vertical Field Coil)

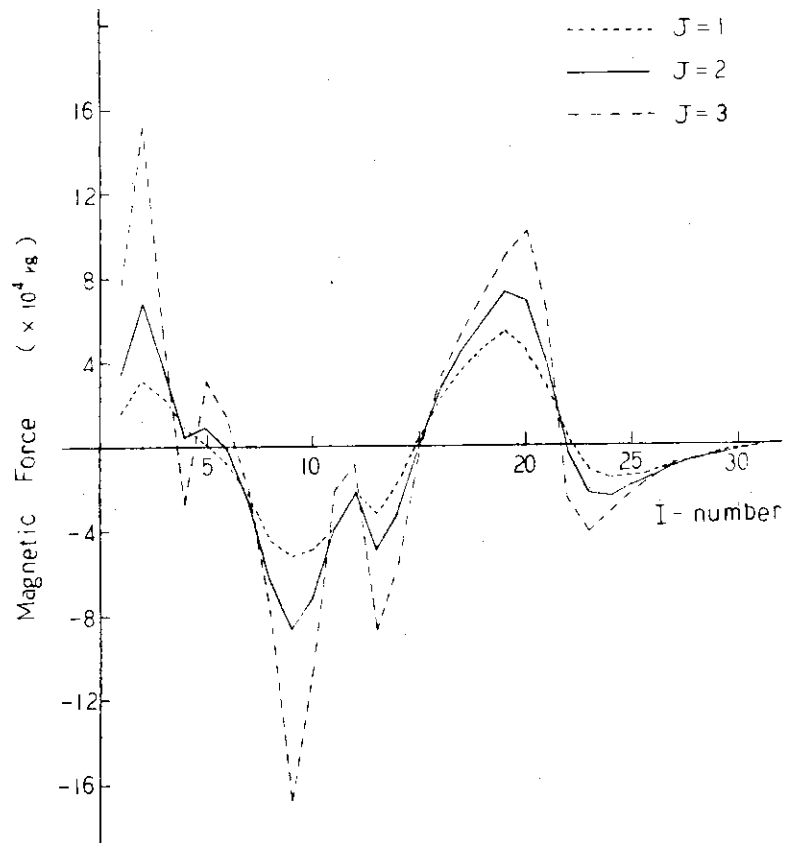


Fig. 6.3.8 Lateral Force by Poloidal Field
(OH Transformer)

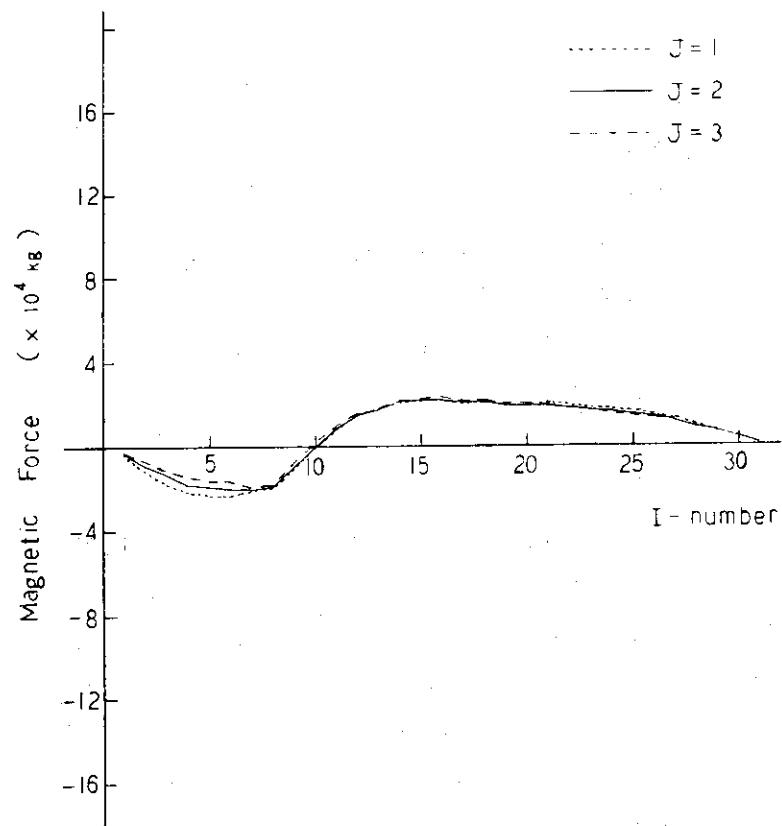


Fig. 6.3.9 Lateral Field by Poloidal Field
(Plasma Current)

6.4 構造設計と応力解析

6.4.1 概 要

トロイダルマグネットの構造設計上考慮すべき荷重条件としては次の点が挙げられる。

- (1) トロイダル磁場による電磁力（向心力及び拡張力）
- (2) ポロイダル磁場による電磁力（倒し力）
- (3) 自重
- (4) 地震力
- (5) 熱応力

本設計では向心力が64,000トン/コイルである。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、ポロイダルコイルとトロイダルコイルの間に置かれた支持シリンダ、ポロイダルコイルの間に置かれた支持リングでこの向心力は分割支持されている。一方、拡張力は166,000トン/コイルで6.2節で述べたように310Sステンレス鋼の超電導ディスクで支持される構造になっている。又、倒し力は16コイルとコイル間に固定された合計96本の支持梁により支持される。地震力は鉛直・水平方向とも0.3Gの震度で作用するものとして支持架台の構造解析を行った。

又、本設計ではコイル構造と支持構造はすべて剛に接続されており定常運転時はほぼ様な温度であるように設計されている。従って熱応力としてはコイル構造材中の温度の不均一さによるものである。

不均一さの生ずる原因としては

- (1) 冷却開始時
- (2) 渦電流による構造内発熱
- (3) 局部クエンチによる発熱

が考えられるが、(1)は冷却設計上配慮することにより解決できる。(2)の渦電流発熱は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転移が起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。以上のことから熱応力は現時点での構造解析には考慮しないものとする。

6.4.2 向心力支持

前述したごとく、トロイダルコイルはトロイダル磁場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 6.409×10^7 kg/コイル、マグネット全体で 1.025×10^9 kgである。この向心力に対する支持は、(1)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)支持シリンダーの内側で、ポロイダルコイル群の間隙に支持リングを設け、向心力支持の機能を果す。各部分の受けもつ力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%である。

支持シリンダは16本のトロイダルコイルから、ほぼ一様な力で圧縮されるシリンダとして考えることが出来る。従って、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。

$$\sigma = \frac{2 P_0 b^2}{b^2 - a^2} \quad (6.4.1)$$

ここで P_0 は相当外圧、 a は内半径、 b を外半径とした。これにより $\sigma = 23.0 \text{ kg/mm}^2$ となる。また、支持リング内でも同様な考察が出来、計算の結果圧縮応力として $\sigma = 21.3 \text{ kg/mm}^2$ となる。これ等の数値は概算値であるが、ほぼ材料の許容応力値以下である。コイルディスクは18枚積層されて居り、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. 6.4.1に示すように各ディスクは厚さ方向に1部分をずらせる構造としている。

6.4.3 拡張力支持とディスク応力解析

トロイダルコイルには166,000トン/コイルの拡張力が働く。この拡張力は310 Sステレンス鋼の超電導ディスクの張力と釣り合うことによって支持されている。トロイダル磁場による電磁力(拡張力)が、超電導ディスク内に発生させる応力分布を求めた。応力分布解析は2次元有限要素法の計算コード《PLAN》(三菱総合研究所保有)を使用した。構造材のスペースファクターは0.656である。計算結果はFig.6.4.2, Fig.6.4.3に示すとおりである。最大応力値は 35.3 kg/mm^2 となった。ここで、Fig.6.4.2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。最大応力の平均応力(約 20 kg/mm^2)との比は約1.8である。Fig.6.4.4はディスク形状の変形状態を示す。ただし、変位は25倍に拡大してあり、最大変位は約8mmである。

電磁力によるディスク応力は、この拡張力(ディスク面内の電磁力)によるものの他に、倒し力による応力がある。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6.4.4項において述べられる。

6.4.4 倒し力支持とマグネット応力解析

トロイダル磁場の作用により、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 $1.87 \times 10^7 \text{ kg}\cdot\text{m/コイル}$ 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曲げ応力が作用することになる。この曲げ応力は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

$$\sigma_{\max} = \frac{W \ell^2}{12 Z} \quad (6.4.2)$$

$$Z = \frac{1}{6} b h^2 \quad (6.4.3)$$

となる。ここで h はトロイダルコイル巾、 b は厚さ（倒し力に垂直な面の巾）である。トロイダルコイルの寸法は決まっているので、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 $\ell \leq 3.7 \text{ m}$ となる。荷重の大きな所では、スパン長を 3 m 以下に取った。

<NASTRAN>（NASAで開発され三菱総合研究所保有のもの）を使用してマグネット全体の3次元応力解析を行った。Fig. 6. 4. 5に構造解析モデルを示す。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、ならびに支持脚部からなっている。

倒し力のみが作用した場合の解析結果によると、最大変位は節点11（モデル図参照）における 24.1 mm である。応力解析結果によると、支持梁が設けられた付近でのディスク構造材の応力が大きくなる傾向にある。最大応力値は要素⑪において生じる 21.7 kg/mm^2 である。

トロイダルコイルには倒し力と同時にディスク平面内拡張力が働く。この時の各接点の変位状態はFig. 6. 4. 6に示す通りで、最大応力は 40 kg/mm^2 以上になる。このような高応力を軽減する対策については6. 4. 7項で論ずることとする。なお、計算法や計算モデルの検討・改良も今後の課題であろう。

6. 4. 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350トンである。本設計ではFig. 6. 4. 7、Fig. 6. 1. 3に示すごとくピン・レバー方式で架台から吊り下げる方式を採用した。この構造を用いた理由を以下に述べる。

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。従って主半径約10mの位置の支点に対して、約30mmの移動が行なわれ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、約10mの支点位置は径方向に約4mm移動する。自重支持はこれ等熱収縮または電磁力などを原因とする構造物の変位による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当である。本設計で用いたピン・レバー方式ではレバーの回転により支点の径方向への移動が可能となっている。

自重ならびに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1G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0.3Gが作用する。

としてFig. 6. 4. 5の計算モデルで<NASTRAN>を使って解析を行った。鉛直方向と水平方向に同時に0.3Gの地震力及び自重が荷重された場合、最大変位は節点12で 0.94 mm 、最大応力は部材⑬で 2.47 kg/mm^2 となった。

6.4.6 コイル導体の電磁力支持と強度解析

コイル導体には最大磁場 12 T の部分で 31 kg/mm (導体単位長さあたりの荷重) の電磁力が働いている。又、ポロイダル磁場との相互作用により、最大 3 kg/mm の電磁力が上記の力と垂直な方向に働く。コイル導体は Fig. 6.4.8 のようにステンレスのディスク溝内に、エポキシの絶縁物およびステンレス・スペーサーを介して収納され、ステンレス材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 巾で 15 mm の間隔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。

コイル導体に働く電磁力は、エポキシの絶縁物およびステンレススペーサーを通じてステンレスのディスクに伝えられる構造になっている。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材の押え用くさびで固定されていない部分に生じる曲げ応力。
- (2) コイル導体の引張り応力とひずみ。
- (3) コイル導体が横長であることにより考えられる座屈。

このコイル導体は最大 12 T の磁場中にあり、ここに流れる 25,100 A (導体 2 本について) の電流との相互作用により導体には半径方向に広がろうとする電磁力が生じる。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 以下になることが計算された。ポロイダル磁場によって生じる導体の電磁力は、上述の拡張力とは直角の方向すなわち、D 型コイル面に垂直な方向である。この荷重方向に対してはコイル導体の剛性は小さいが、磁場も最高 1 T 程度であり、最小断面の導体 (トロイダル磁場が低い側) に対しても曲げ応力の最大値 $\sigma_{\max}$ は 0.3 kg/mm^2 を越えない。

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最大 40 kg/mm^2 程度の引張り応力を発生している。これに対応するひずみ量は約 0.18 % である。従って、導体の銅材にもほぼ同程度のひずみが発生していると考えられるので、導体の銅材は永久変形をしている状態と考えられる。この状態でも超電導線の特性はそこなわれない。

また、細長の導体に Fig. 6.4.9 のような力が作用する場合の座屈について考えなければならぬ。座屈を起さない単位長さあたりの荷重の上限 q_{cr} は、次のように与えられる。

$$q_{cr} = \frac{7.83 EI}{\ell^3} = 7.83 \frac{1}{12} \cdot E \frac{d^3}{\ell^2}$$

ここで E : 導体のヤング率, I : 断面 2 次モーメント, ℓ : 長手方向の導体巾, d : 導体の横巾

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 の磁場において生じる荷重は、 $q = 15.4 \text{ kg/mm}$ であるので座屈は生じない。

6.4.7 考察

以上の解析・検討で特に問題とされるのは拡張力と倒し力支持の点である。まず倒し力については次のような改善策が考えられる。

- (1) 今回設計した直線支持梁にクロスビームを挿入しトルクに対する剛性を増す。
- (2) センター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なる様ポロイダル磁場配置を最適化する。

ここで、(2)の方法は分解修理、熱侵入、熱応力などで大いに問題であろうと思われる。(3)の方法を実現するためにはトロイダルコイルの内側にポロイダルコイルを配置せねばならず、やはり分解修理などの点で困難が予想される。このような理由で(2)及び(3)の方法は採らなかったが、今後の検討が必要であろう。(1)の方法による改善は中性粒子入射装置、真空排気系、ブランケットやコイル系の架台に干渉しない範囲で実施可能である。これは今後の課題としたい。

拡張力支持の改善策としては次のような方法が考えられる。

- (1) 更に導体の電流密度を大きくし、構造材のスペースファクターを大きくする。
- (2) コイル形状の修正を行い、一定応力形状からのずれを補正する。
- (3) 最大応力発生部分のコイル補強を行う。
- (4) プラズマ中心でのトロイダル磁場の大きさを低減する、もしくは、アスペクト比を大きくする。

(1)に関しては、 Nb_3Sn 超電導線を用いるなどして安定化電流増大に努力を払っており、現設計から以上の大巾な改善は容易ではない。(4)に関しては、プラズマの性能を悪くさせることなく実施することが不可能である。(2)、(3)の方法を中心にして今後の検討課題としたい。

低温における材料の許容応力ないしは設計基準についてはまだ充分と言えるものがない。あまり保守的な設計基準では核融合超電導マグネット支持構造の設計は不可能であろう。今後、大型超電導マグネット開発研究に関する経験を積むと同時に、構造設計手法の確立や材料の許容応力の設定に努力しなければならない。

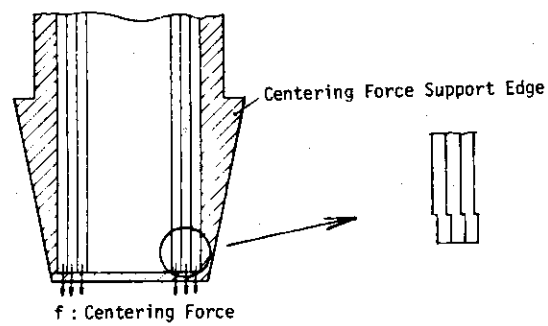


Fig. 6.4.1 Centering Force Support Structure

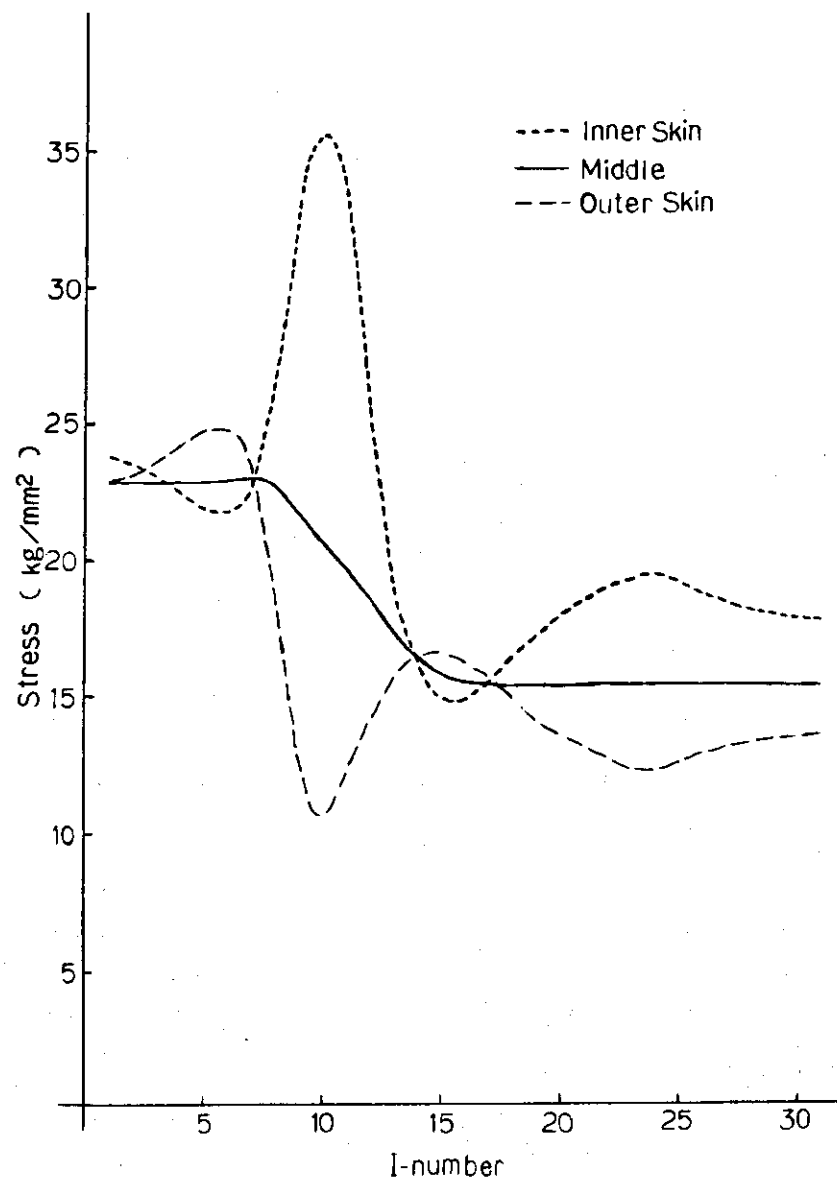


Fig. 6.4.2 TF Coil Stress Distribution by Hoop Force

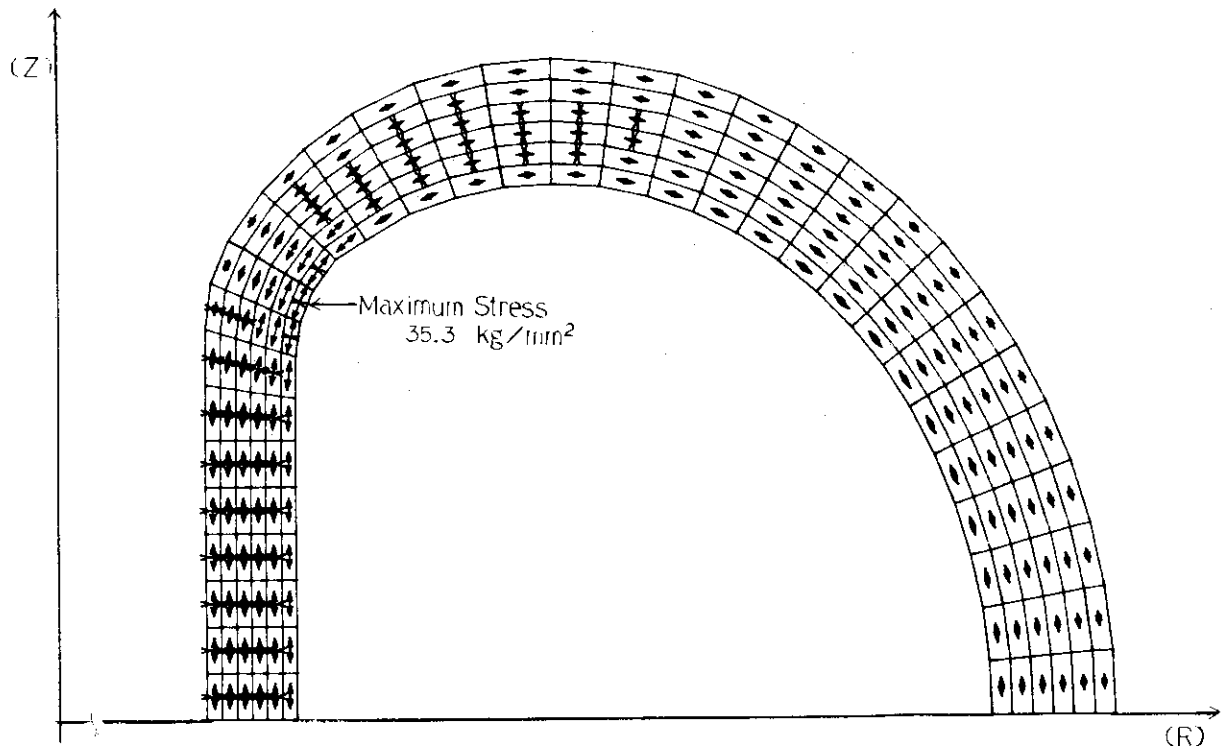


Fig.6.4.3 TF Coil Stress by Hoop Force

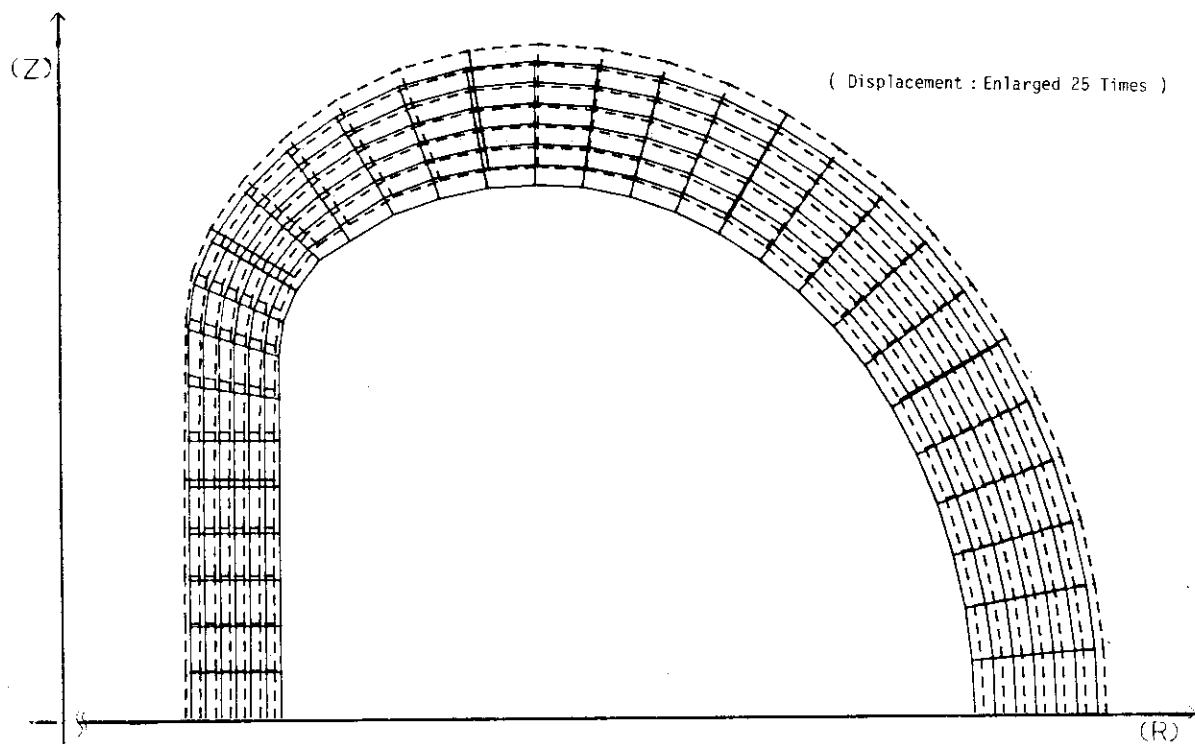


Fig.6.4.4 TF Coil Displacement by Hoop Force

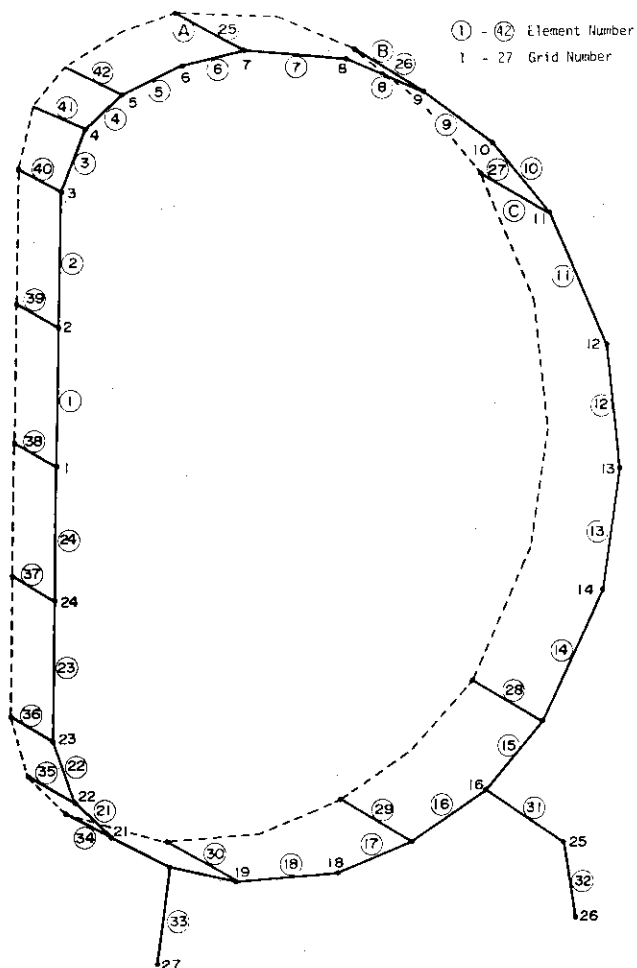


Fig.6.4.5 Three Dimensional Structure Analysis Model

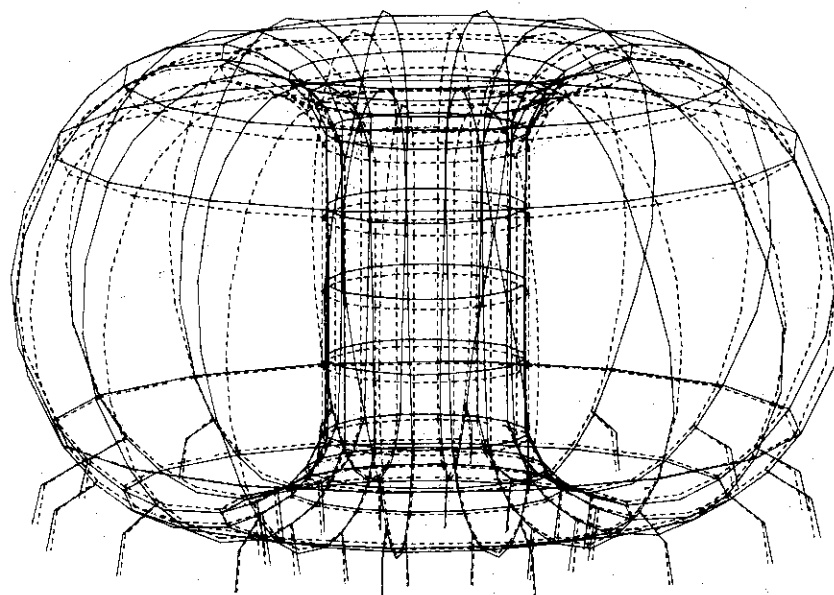


Fig.6.4.6 Displacement by Hoop and Lateral Force
(Displacement:Enlarged 35 Times)

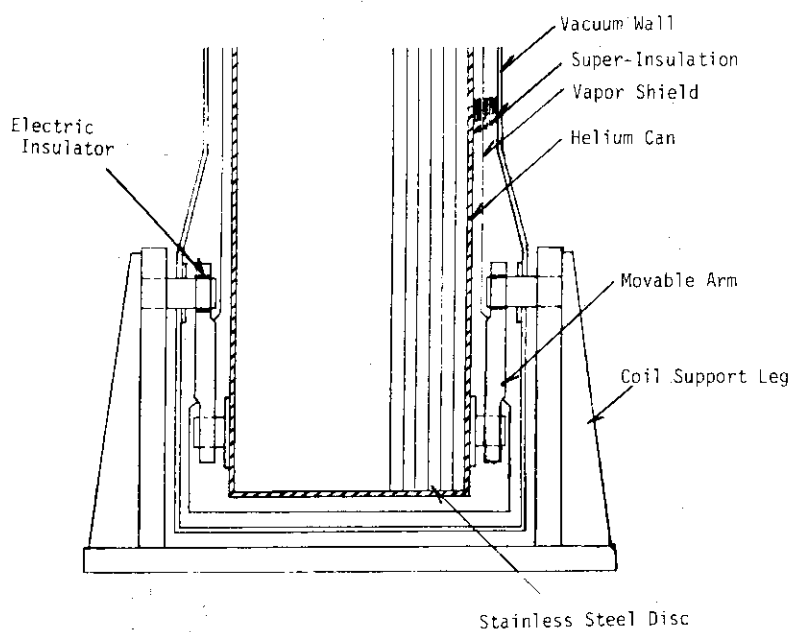


Fig. 6.47 Coil Support Leg Structure

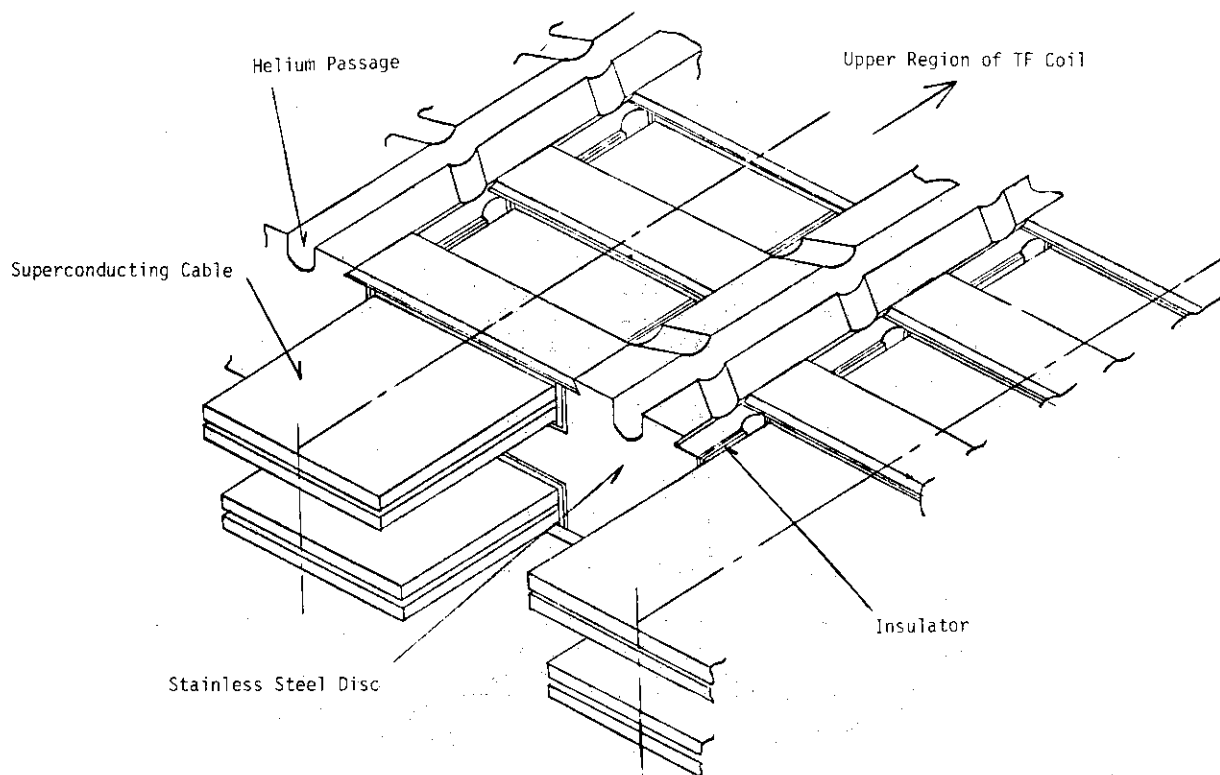


Fig. 6.48 Perspective View of Stainless Steel Disc and Conductors

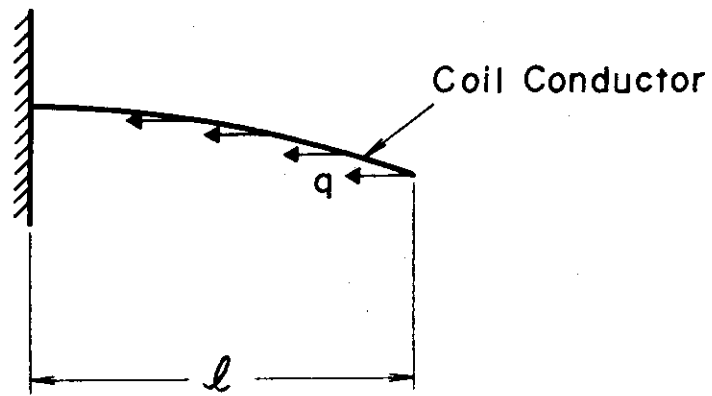


Fig. 6.4.9(a) Buckling Calculation Model of Coil Conductor

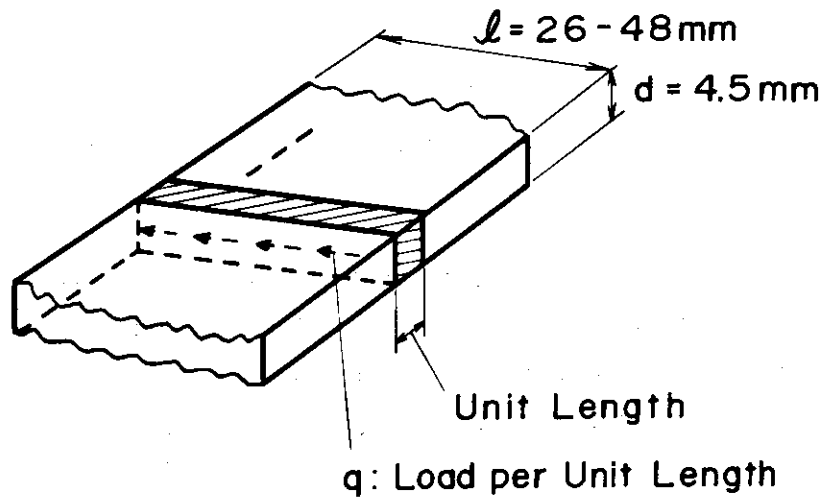


Fig. 6.4.9(b) Coil Conductor Dimensions

6.5 マグネット材料とその特性

6.5.1 超電導線

超電導素線としては Nb_3Sn を芯線とするFM線を用い、その径としては線材のサイズなどの点から0.5 mm程度が妥当と思われる。Fig. 6.5.1には0.5 mm径のNbTiと Nb_3Sn のFM線の代表的なH-I特性を示す。図中の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は三菱電機で試作された Nb_3Sn FM線の実測値を0.5 mm径のものに換算した値である。又、1', 2'は中性子照射劣化を考慮に入れた値(15%低下)である。設計には1', 2'を用いる。

超電導線としては次のような構造を持ったものを用いることとする。即ち、銅帯の片側面に溝を切って必要な本数の素線を撚って圧延したものを溶ダーで埋め込む。しかる後に銅の蓋を設けて一本の線としたものである。Fig. 6.5.2にこのようにして製造された超電導線の断面構造を示す。

なお溶ダ方式超電導線の特長としては次のような点が挙げられる。

- (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。又、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。

この他、後に論ずるように、トロイダルコイル特有の巻き線時の変形歪や巨大な電磁力によって生ずる線材の歪などの問題に対しても有効と考えられる。

なお、絶縁材としてはエポキシグラスファイバーを用いることとした。

6.5.2 金属構造材料

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り古くから低温用材料として使用されている。Table 6.5.1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、物理的特性値を示した。⁽⁵⁾

本設計では超電導ディスク材料としてSUS 310Sステンレス鋼を用いることとした。この材料選択の理由を以下に述べる。

- (1) 極低温(4 K)における耐力が大きい(Table 6.5.1)。
- (2) 切欠き強度比の室温からの減少率が小さい。⁽⁶⁾
- (3) 溶接強度が大きく、しかも強度のバラツキが小さい。⁽⁶⁾
- (4) 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。

SUS 304は使用経験も豊かであり、又極低温でも安定なオーステナイト系ステンレス鋼であるが、溶接強度のバラツキが大きく溶接後の熱処理を要すること、4.2 Kで切欠き強度比が1以下を示しており脆化が大きいことを理由にこれを選ばなかった。

6.5.3 照射効果による材料の特性変化

超電導マグネット表面における中性子フルーエンス（負荷率50%として）は10年後には $1.2 \times 10^{17} \text{ n/cm}^2$ に達する。このような照射条件下におけるマグネット材料の特性変化について述べる。

(a) 超電導線

高速中性子 ($E > 0.1 \text{ MeV}$) の $4 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ 迄のフルーエンスによる Nb_3Sn 超電導線の照射効果データ⁽⁷⁾ 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、高磁場中では、照射前の値が小さいものほど大きな増大が認められる。結論としては、上記のフルーエンスでは J_c の減少はないと考えられる。

(b) 安定化材

中性子照射により銅の抵抗率が増大する。超電導コイル安定化設計上、安定化材（銅）の抵抗率増大は大きな問題である。照射前の抵抗率が $0.1 \sim 0.4 \times 10^{-10} \Omega\text{m}$ の銅材の中性子照射実験によれば $1 \sim 2 \times 10^{18} \text{ n/cm}^2$ ($E_n > 0.1 \text{ MeV}$) で $8.5 \sim 11.5 \times 10^{-10} \Omega\text{m}$ に変化する。初期の中性子照射による抵抗増加率は $(8 \pm 1) \times 10^{-28} \Omega\text{m}/(\text{n/cm}^2)$ である。Fig. 6.5.3 に銅とアルミの照射による抵抗率増大の1例を示した⁽⁸⁾。アルミ安定化材は抵抗率増大量が大きく、使用することが困難である。このようなことから本設計では銅安定化材を用いることとし、照射後における抵抗率の最大値を $3 \times 10^{-10} \Omega\text{m}$ とした。これに磁気抵抗を合計することにより、12 Tでの抵抗率は $8 \times 10^{-10} \Omega\text{m}$ に達するとした（Fig.6.5.4 参照）。

(c) 絶縁物

液体水素温度におけるポリマーの γ 線照射に関する報告⁽⁹⁾ によると、 $1 \sim 8 \times 10^8 \text{ Rads}$ の照射でも、31種のポリマーのうち9つの試料については機械的性質の劣化が認められなかった。照射に対して、ガラス充填材料は一般に安定であり、ポリウレタンは敏感である。又、マイラーの低温照射のデータは正確なものがない。電気的な性質の影響については今後の実験データが望まれる。

(d) 構造材料

ブランケット構造材と較べてマグネット構造材の受ける中性子照射量はかなり小さい。オーステナイトステンレス鋼 SUS 310 S は低温でも安定であり、現在までの実験データ⁽¹⁰⁾ から察すると中性子フルーエンス 10^{19} n/cm^2 程度までは機械的性質の劣化は考えなくてもよいと思われる。

Table 6.5.1 Properties of Austenitic stainless steel

Type	Temperature	Yield strength (kg/mm ²)	Ultimate tensile strength (kg/mm ²)	Elongation (%)	Young's modulus (10 ³ kg/mm ²)	Resistivity (μΩ·cm)	Susceptibility	
	(K)						H=0.3T	H=8T
304	297	29.9	67.1	75	18.2		1.0027	
	77	38.6	166	42	20.5		1.0059	
	4	58.0	174	30	21.4*	51	1.0075	1.0082
304L	297	30.0	67.4	56		70	1.0027	
	77	27.8	149	37			1.0067	
	4	41.1	162	29		49	1.0090	1.0093
310S	297	26.6	59.6	54	21.1	90	1.0027	
	77	61.6	112	72	22.1		1.0082	
	4	83.3	133	64	22.5	70		1.016
316	297	28.0	60.7	61		75	1.0027	
	77						1.0075	
	4	67.9*	161*	55*		53	1.011	1.0093
321	297	22.8	63.0	55	18.3	74		
	77	32.0	141	46	20.7			
	4	38.3*	168*	36*	21.6*	53		1.017

(* ~ Data at 20K)

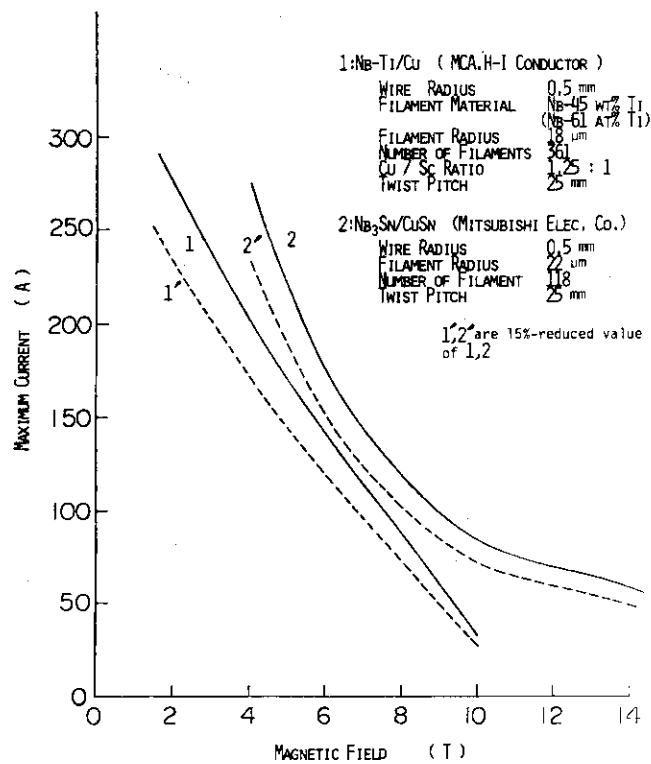


Fig. 6.5.1 Critical Current for Nb₃Sn and NbTi Superconductor

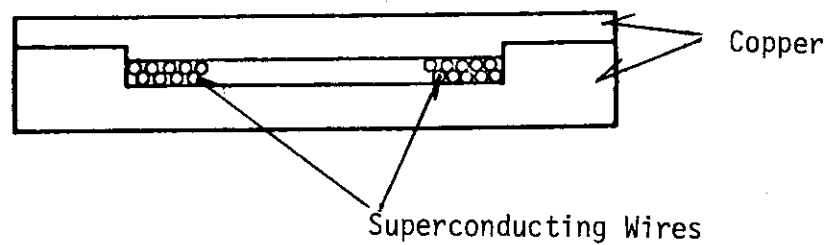


Fig. 6.5.2 Structure of Superconducting Cable

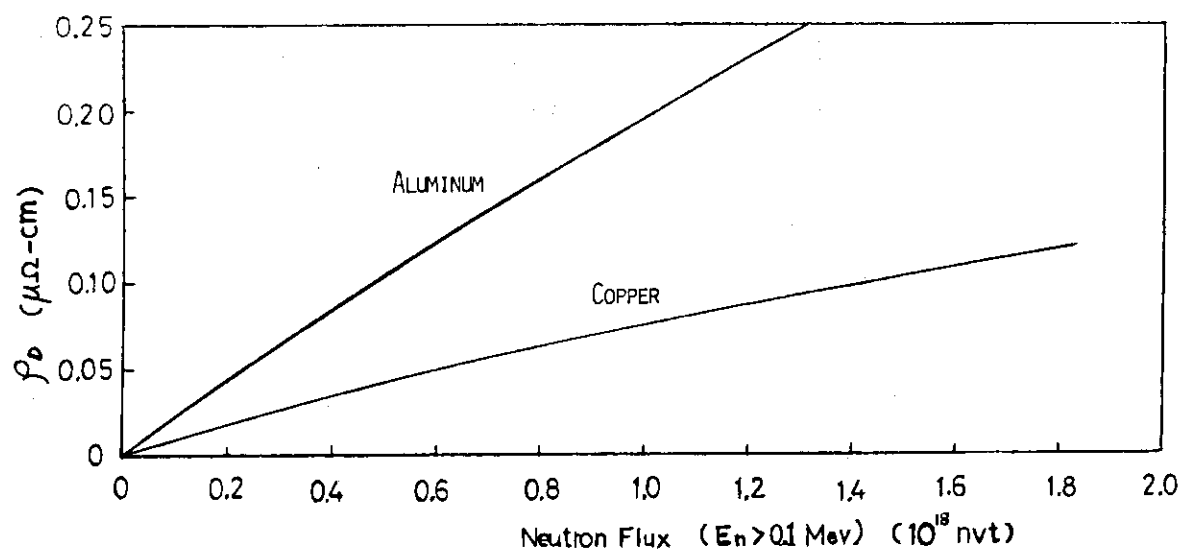


Fig. 6.5.3 Electric Resistivity Increase of Cu and Al by Neutron Irradiation

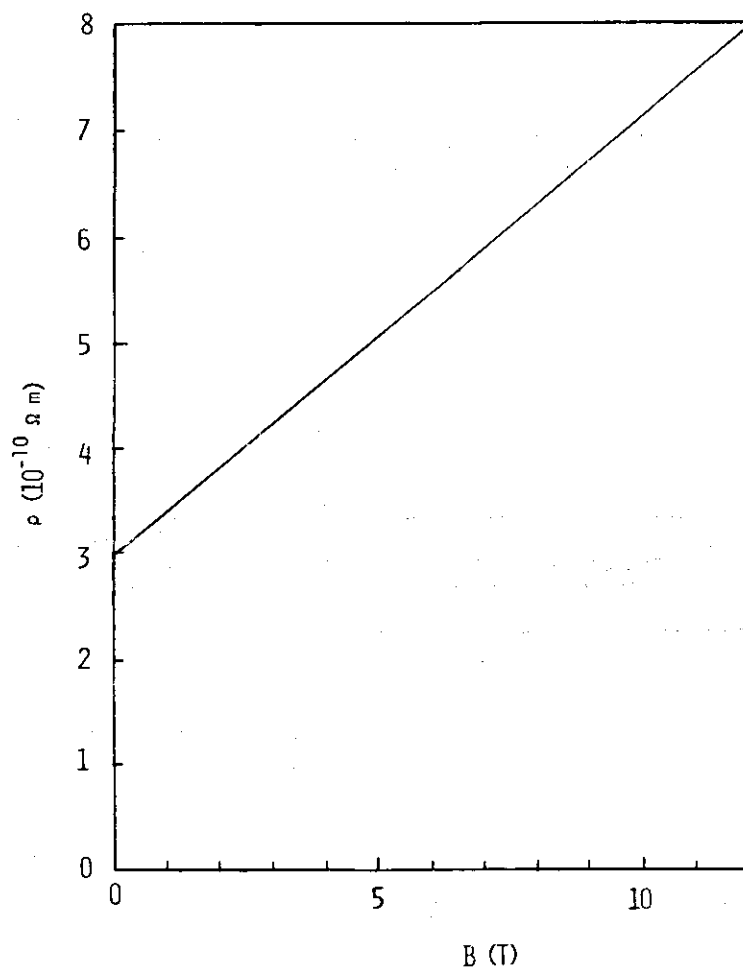


Fig. 6.5.4 Electric Resistivity of Copper vs. Magnetic Field

6.6 クライオスタット・冷却負荷・冷却システム

6.6.1 クライオスタットの構造

トロイダルマグネットのD型コイルは18枚の超電導ディスクからなっており、これらは全体としてHe キャンに収納されている。このHe キャンを4.2 Kに保つため、これらの領域を真空雰囲気中におく。真空槽外壁からHe キャン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せて構成される。そ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依るが、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、低温側の温度の関数として決定された。

熱シールドは、①液体N₂を流す方法、②He 槽で蒸発したHe 蒸気を流す方法、③He 冷凍機の間ステージ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。

クライオスタットの構造は分解可能で真空を保持できるものでなければならない。各D型コイルの円弧部を包む、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、一体構造となる。しかる後に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。Fig.6.6.1にカゴ形フランジの構造を示す。

6.6.2 冷却方式の検討

超電導マグネットの冷却方式として

- (1) 液体He 浸漬方式
- (2) 二相流冷却方式
- (3) 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。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、垂直配置の1/2程度、蒸気のためりができた場合は、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体は安定であるが、He 冷凍機にかかる負担は大きくなる。二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、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。

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した。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が、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 (0.0001 W/cm^2 以下) 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、超電導体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。超電導線材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浸漬方式を採用した。

6.6.3 He 冷却通路構造

本設計では、コイルの大きさが、高さ約13m、巾約9mにも達するので、He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。以上のような点を配慮してHe冷却通路の構造を決定した (Fig. 6.4.8 参照)。

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。

$$\Delta P = \rho g h \quad (6.6.1)$$

ただし ρ : 液体He密度 (gr/cm^3)

h : He液柱高さ (cm)

したがって、 $\Delta P = 0.156 \text{ bar}$ 。一方、通路の途中で気化して発生したHe蒸気の圧力降下 ΔP は $0.23 \times 10^{-4} \text{ bar}$ 以下、ベーパーシールド内の圧力降下は 0.002 bar 程度であり、十分に小さい。したがって、クライオスタット最下部にかかる圧力は 1.17 bar で、対応する飽和温度は 4.3 K である。この程度の温度上昇はコイルの超電導特性に何らの影響ももたらさないと考えてよい。

6.6.4 マグネット初期冷却

予冷時間を明らかにするため、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。簡単のため、ディスクも含め、コイルを一様温度 T 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。ここで t は経過時間である。

$$T - T_{He} = (T_0 - T_{He}) \exp \left(- \frac{2wC_p}{WC} \frac{Ha}{Ha + 2wC_p} t \right) \quad (6.6.2)$$

ただし、 w : Heガス流量

W : コイル重量

T_0 : コイル初期温度

Ha : 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

であり、物性値は一定とした。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であり、式 (6.6.2) において、SUS 310 S の物性値を用いて計算した。 Ha の代りに熱抵抗の

効果をも考慮した等価熱コンダクタンス Ha' を用いても、結果は殆んど変わらない。式 (6.6.2) を用いて計算した所によると、予冷時間としては約 160 時間を要することが判った。Fig. 6.6.2 にコイル温度の時間変化を示した。

一方、初期冷却時には、構造体、超電導体に温度分布ができ、熱応力を生じるので、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。

$$\sigma = \{ \alpha E (T_0 - T_{He}) / (1 - \nu) \} \sigma^* \quad (6.6.3)$$

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 ($\beta \equiv h \cdot a / k$; h : 板表面の熱伝達率, 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、最大熱応力 4.6 kg/mm^2 (ディスク), 0.7 kg/mm^2 (導体) を得た。この結果から、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。

6.6.5 冷却負荷

(a) 超電導線内の発熱

まずコイル内での接続損失について計算した。ディスク内部の接続部分における抵抗のマグネット全体での総計は $0.098 \mu\Omega$, 電圧降下は 2.5 mV , 損失は 62 W である。又、ディスク間の接続部分における抵抗のマグネット全体における総計は $0.005 \mu\Omega$, 電圧降下は 0.12 mV , 損失は 3 W である。従って、コイル内での接続損失の合計は 65 W になる。

次にトロイダルコイルに印加されるボロイダル磁場変動がもたらす損失について述べる。トロイダルコイルに印加する変流器コイル磁場の向きはコイル電流方向と垂直と平行の間に分布している。平行磁場印加による損失は垂直磁場印加による損失よりもかなり小さいが、ここでは垂直磁場のみ印加しているとみなした多めの値を計算することにする。

変流器コイル磁場の変動パターンは 420 秒の 1 周期であり、ピーク磁場 B_p の 2 乗平均値は 0.528 T である。その磁場変化時間と磁場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計算した。変流器コイル磁場が 300 秒程度でゆっくりと変化するときには結合は無いが、 20 , 10 , 1 秒程度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した。計算結果は渦電流損とヒステリシス損失の和としてあらわされる。変流器コイル磁場による 1 周期の発熱量は 257 kJ , 平均損失は 0.61 kW , 瞬間最大損失は 90 kW である。同様に垂直磁場コイルやプラズマ電流のつくる磁場による発熱量が計算された。発熱量はそれぞれ 222 kJ , 69 kJ , 平均損失は 0.53 kW , 0.16 kW となる。

上記の値の合計をとることにより、ボロイダル磁場によって生ずる発熱は、 420 秒の 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。

(b) 構造材中での渦電流損

ポロイダル磁場は超電導ディスクやヘリウム・キャン、マグネット真空容器その他の構造材中でも渦電流を発生させ、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。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・マグネットの熱容量 ($200 \text{ MJ}/^\circ\text{C}$ 以上) 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。

電流の発熱量計算は構造材の形状に大きく依存し、その計算法は簡単ではない。ここでは、2 つの近似法で計算することにする。まず、トロイダルコイルディスクが円筒形状をしており、ポロイダル磁場が一定もしくは $\frac{1}{R}$ に比例した分布をしているとして計算する方法である。ポロイダル磁場が $e^{-\frac{1}{R}z}$ 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場の時定数に反比例し、断面積と体積の積 $A \times V$ 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。

ヘリウム・キャンやその他の構造材中における渦電流発熱についても同様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常温にある構造材については、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。

渦電流発熱を小さくするための対策としては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材に用いる。
- (2) 構造材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) ポロイダル・マグネットに磁気シールドをつける。
- (4) ポロイダル磁場がトロイダル・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。

本設計では、18 枚の超電導ディスクの間には 1 mm 厚の絶縁物が挿入されているし、又、支持ビームも渦電流発熱を防ぐために、平行な 10 枚の板を束ねたものになっている。

計算結果を以下に示す。超電導ディスク中での発熱量は 1 周期で 27.2 kJ，平均発熱量は 0.065 kW となる。同様に、ヘリウムキャンで 6.8 kJ，センターリングで 8.3 kJ，支持梁で 20.3 kJ の 1 周期発熱量がある。従って、構造材中の発熱量は 1 周期で 62.6 kJ，平均発熱量で 0.15 kW になる。

(c) 中性子・ γ 線による発熱

核融合炉の遮蔽の厚さは安定化材料である銅に対する照射効果により決まってしまう。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。JAERI-M 6783^(II)によれば、トロイダル・マグネット表面での中性子束の最大値は $1.21 \times 10^9 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ と計算されている。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。外側遮蔽で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、二次 γ 線による発熱量の方がはるかに大きい。内側遮蔽の背後では、マグネット中での発熱量の最大値は $7.8 \times 10^{-5} \text{ W/cc}$ 、外側遮蔽の背後では最大値 $1.0 \times 10^{-6} \text{ W/cc}$ となる。そして、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 30 cm で $1/10$ であり、この 30 cm という厚さはマグネットの厚さに較べると小さい。従ってマグネット表面における発熱が全発熱の殆んどを占めることになる。

マグネット全体における放射線発熱は 1.29 kW である。又、1 周期 420 秒 のうち、 320 秒 中性子が発生しているとすれば、平均的な冷却負荷としては 0.98 kW でよい。

(d) クライオスタット侵入熱と全冷却負荷

クライオスタットの構造については 6.6.1 項で述べた。周囲空間から He 槽への熱侵入の経過としては次のようなものが挙げられる (Fig. 6.6.3 参照)。

- (1) 真空槽内の S I の伝導 (ベーパーシールド有り)
- (2) 真空槽と He 槽間の支持構造物 (FRP) の伝導
- (3) 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: SUS) の伝導
- (4) パワーリード (He 蒸気との熱交換部を含む)

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。本設計では用いていないが、蒸発 He ガスによるベーパーシールドを用いれば、ベーパーシールド温度は He 槽における冷却負荷 (蒸発 He 量) およびシールドの位置によって変化する。この場合全冷却負荷を最小にするには、S I の構成、シールド位置、内部発熱量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。

本設計では冷凍機の低温ガスの一部を外部にとり出してベーパーシールドを冷却し、ベーパーシールドの温度を 55 K とする。この時クライオスタット侵入熱は 5.06 kW と計算された。このうち、 1.08 kW はパワーリードにおける熱損失である。

6.6.5 項の冷却負荷の解析結果をまとめると次のようになる。超電導体損 1.30 kW 、放射線損 0.98 kW 、渦電流損 0.15 kW 、熱伝導と熱放射による侵入熱 3.98 kW 、パワーリード部分の熱負荷 1.08 kW となる。全冷却負荷は 7.49 kW と計算される。

6.6.6 冷却システム

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。He ベーパーシールドに He 槽で蒸発した He 蒸気を流す場合と、冷凍機の間接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、トロイダル磁場変動による冷却負荷の変動が大きく、蒸発Heガスによるベーパー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システムの複雑となるので、ここでは、冷凍機の間mediateステージから低温ガスを導く冷却システムを採用した。この場合、トロイダル磁場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mediate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が必要とされる。Fig.6.6.4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システムずつ合計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、液化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.6.6.5に単位冷却系のシステムフローシートを示す。

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、5.5 Kで6.0 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20000ℓ/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、20,000 Nm³/hの能力を持つものとした。補機動力は、4.2 Kにおける1 Wの負荷に対して500 W、5.5 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。

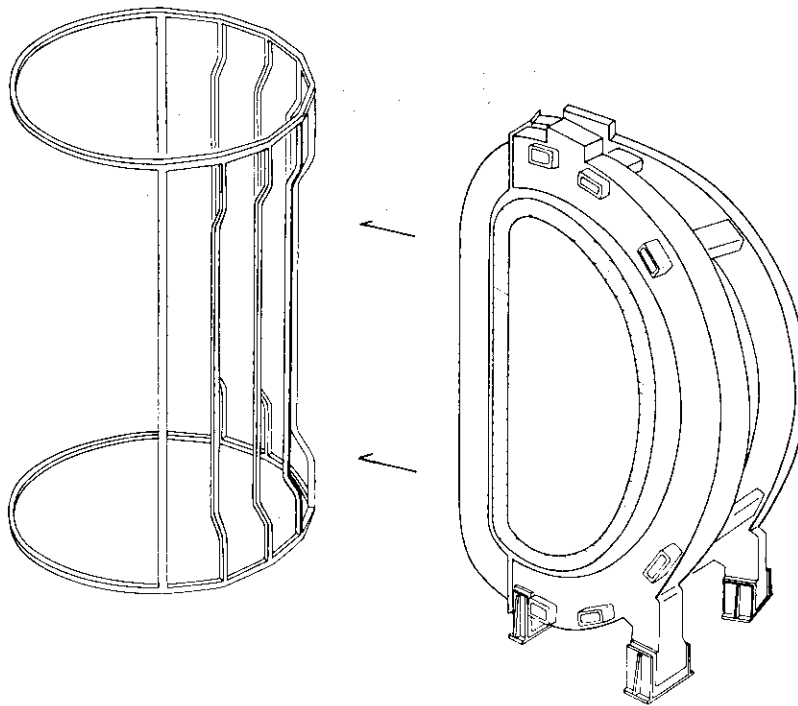


Fig. 6.6.1 Bird-Cage Structure of Magnet Cryostat

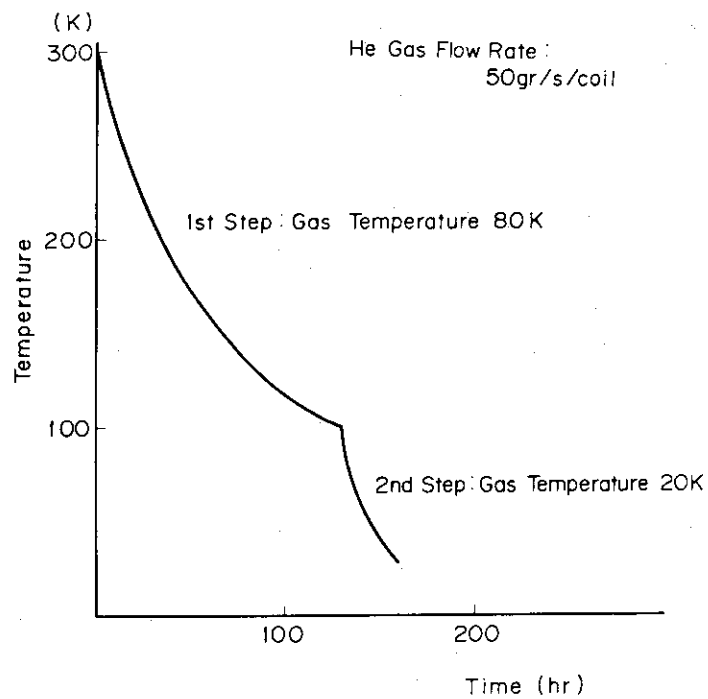


Fig. 6.6.2 Cooldown Time of TF magnet

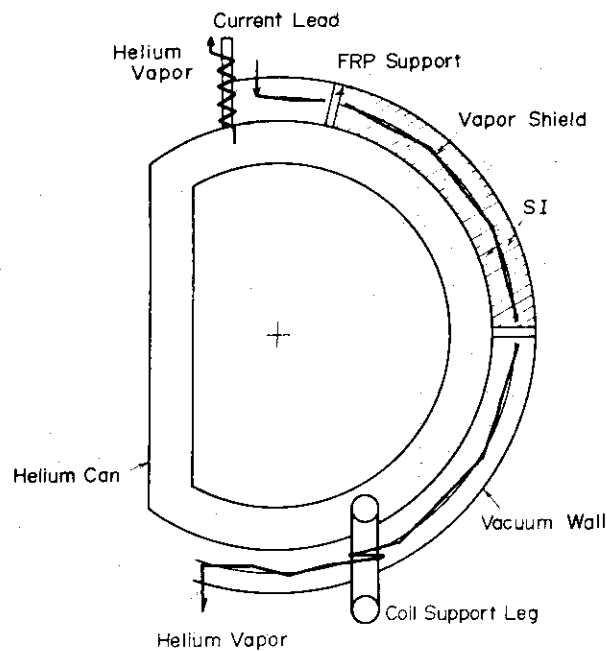


Fig.6.6.3 Helium Vapor Shield and Thermal Insulation

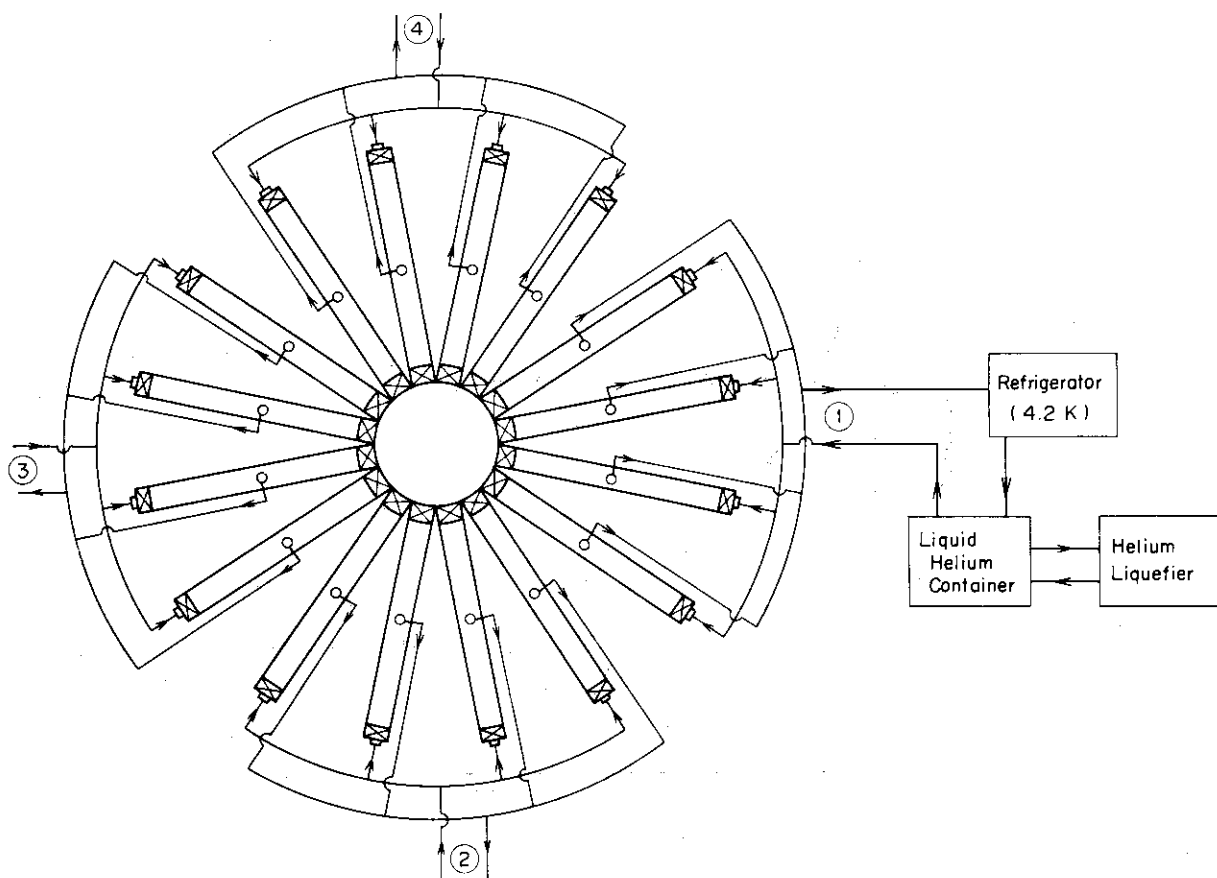
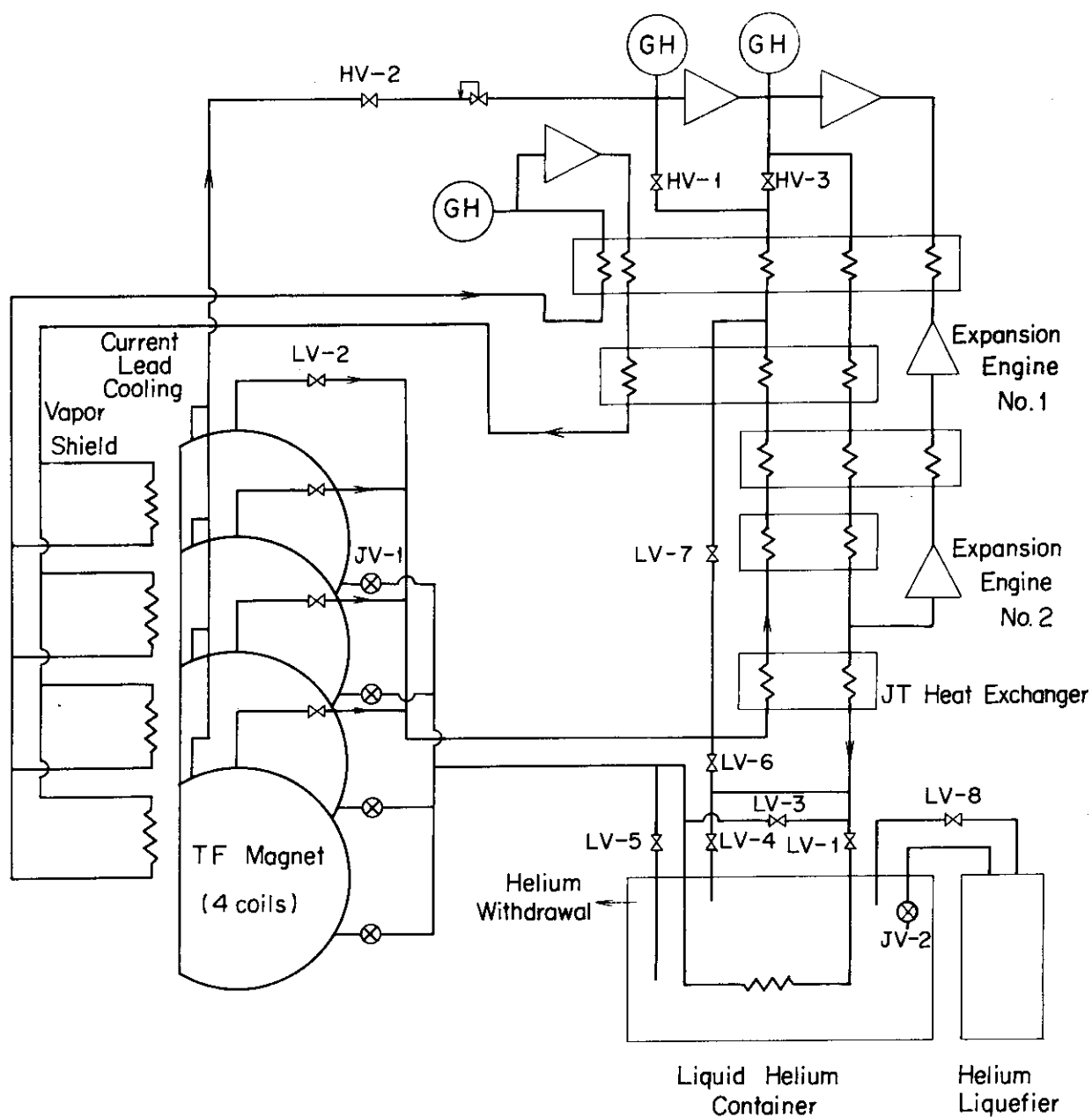


Fig.6.6.4 Liquid Helium Cooling System and Refrigerators



((GH): Gas Holder , —⊗—: Joule-Thomson Valve)

Fig.6.6.5 Refrigerator System for TF Magnet

6.7 励磁システム

コイル励磁保護方式として「励磁分割方式^{(1),(2)}」を採用した。励磁分割の方法として、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。励磁分割系列数は18である。1個の励磁分割コイルの保護抵抗は $0.30\ \Omega$ 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、レンジ・コイル端子間の電圧は半分の3.8 kVになる。なおこれらの値はコイル電流減衰時定数が許容値45秒以下になるように設定されたものである。本設計における時定数は35秒である。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。25,100 A通電時の電圧降下は0.83 Vになる。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 $26,000\text{ A} \times 20\text{ V} = 520\text{ kVA}$ 、台数は18である。

なお、励磁システムの結線図をFig.6.7.1, 6.7.2に示した。

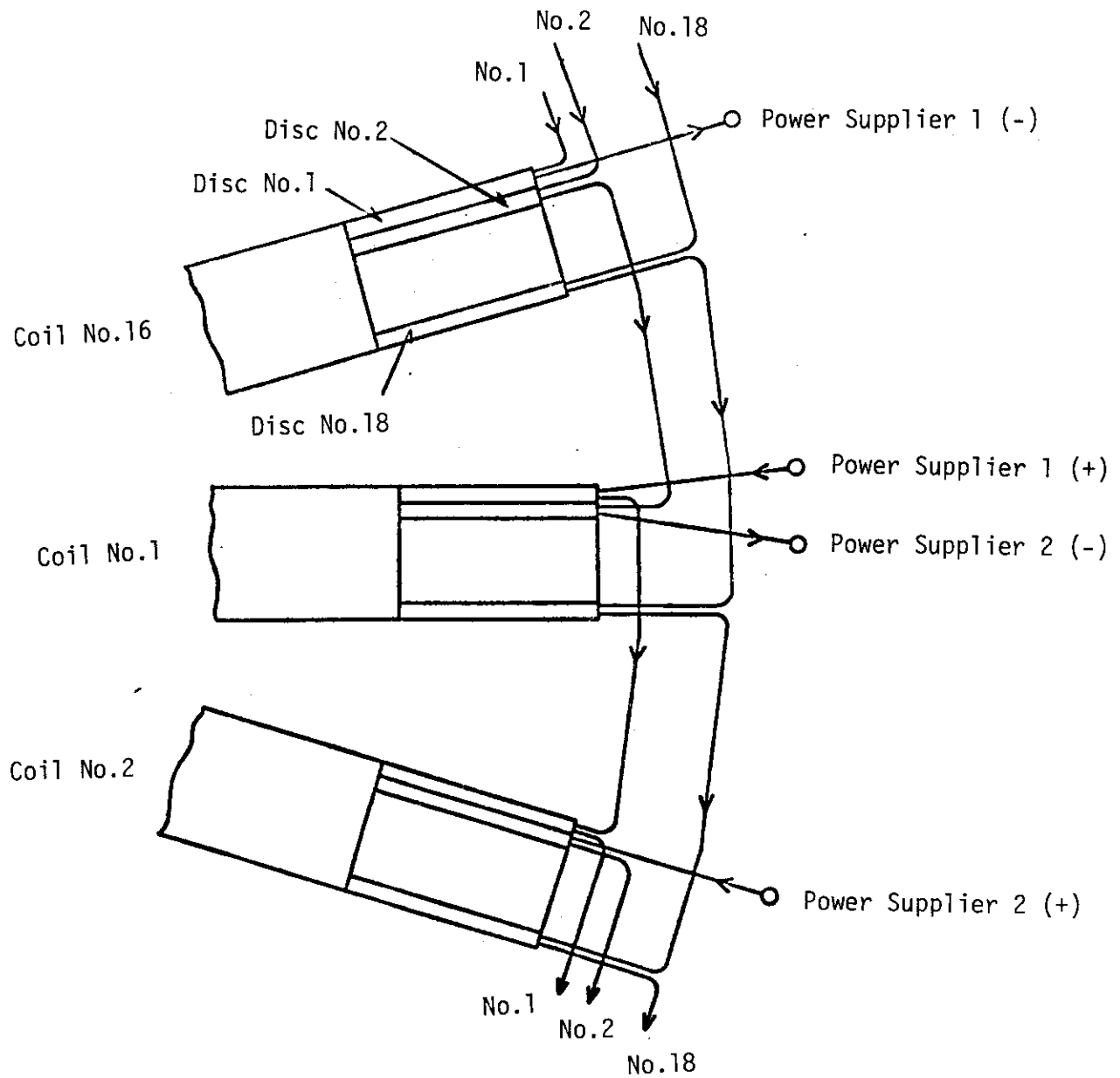


Fig. 6.7.1 Coil Connection of TF Magnet

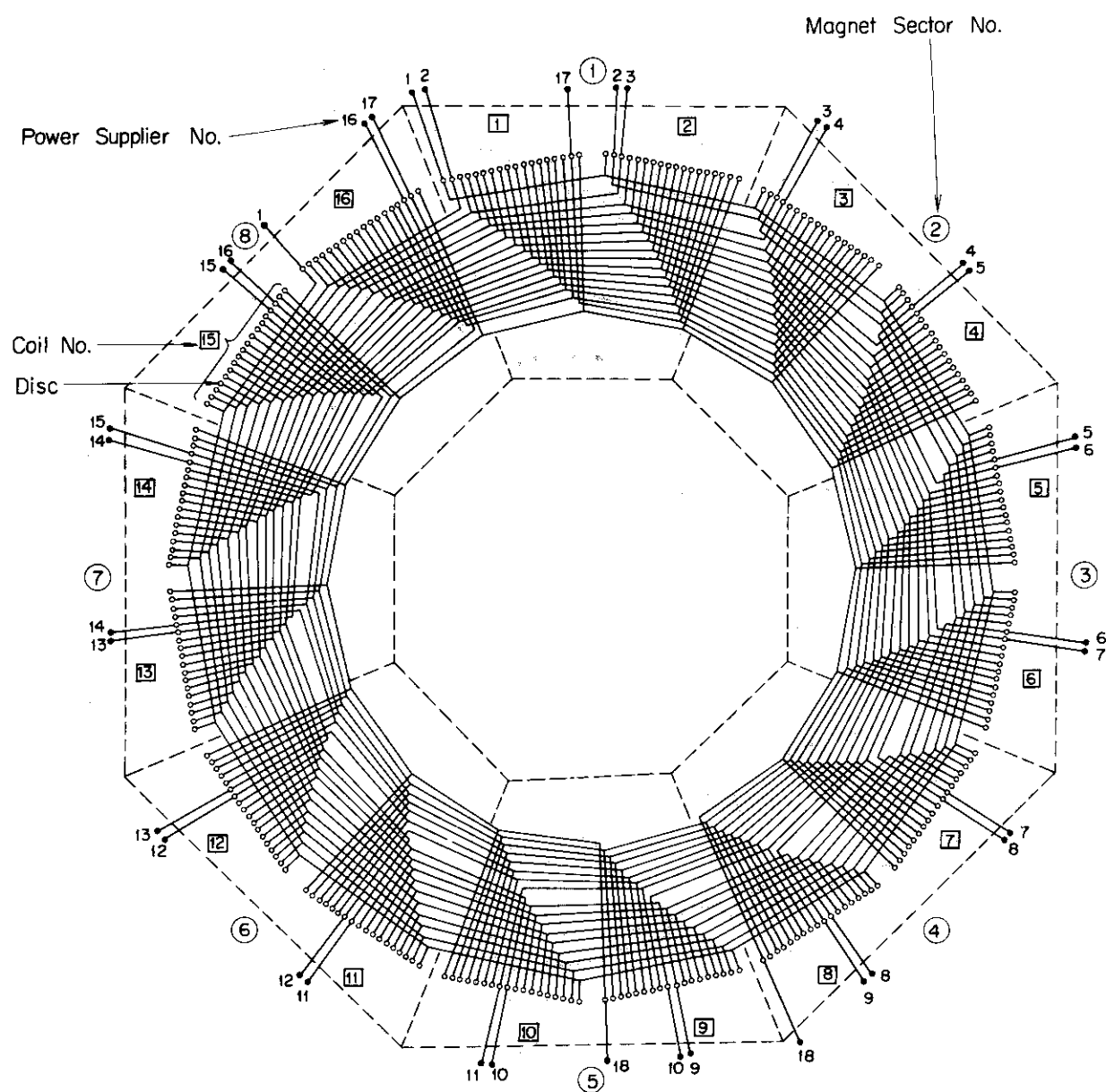


Fig.6.7.2 Current Distribution System of TF Magnet

6.8 マグネットの製作・組立と輸送

本設計のトロイダルマグネットの製作・組立手順を以下に示す。

- 1) Nb_3Sn 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 (参考文献(2)を参照のこと。)
- 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 (Fig. 6.8.1 参照)。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。組立にあたっては工作台 (Fig. 6.8.2 参照) を用意し、コイル間支持部材, SI, ペーパーシールド, 真空槽を取付けて (Fig. 6.8.3 参照), D 型コイルを形成する。コイルを直立させ 2 本で 1 対とする。
- 5) 支持シリンダとカゴ形容器を中心に置き、8 分割したプラズマ真空容器を 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 (Fig. 6.6.1 参照)。このようにしてトロイダルマグネットと真空容器の組立が完了したのち、トロイダルコイルの上部と下部に蓋をかぶせ真空槽を完成させる。

マグネットの輸送問題について各種の方法を比較検討した。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。

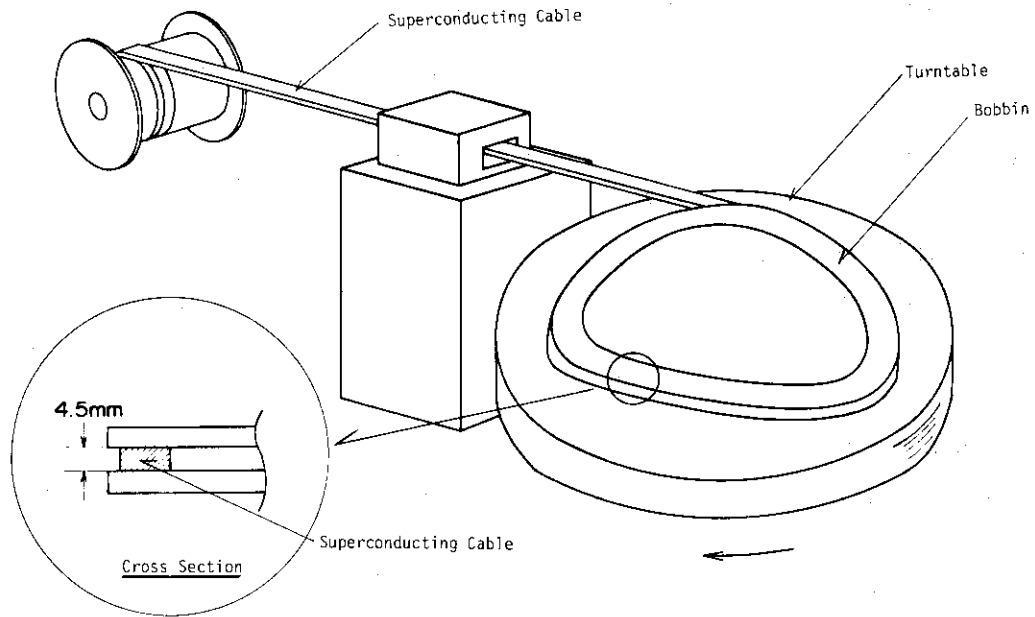


Fig. 6.8.1 Coil Winding Machine for TF Magnet

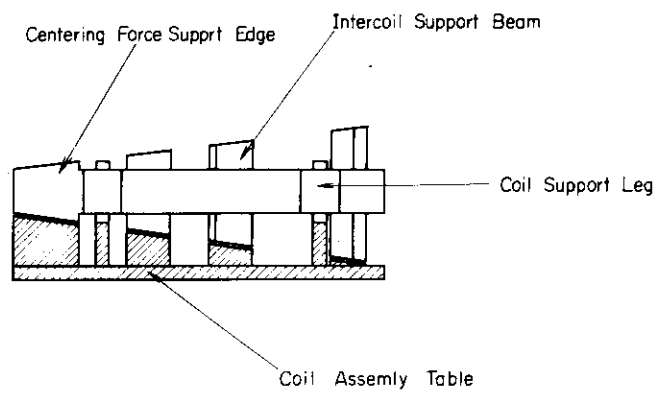


Fig. 6.8.2 Assembling of TF Magnet

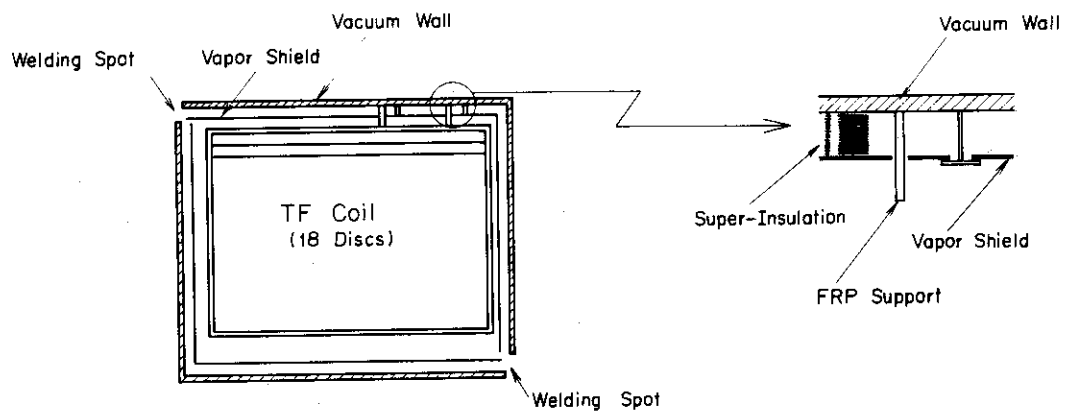


Fig. 6.8.3 Vacuum Vessel Assembling of TF Magnet

6.9 安全性検討

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。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、 $\tau_0 = 45 \text{ sec}$ である。本設計の18励磁分割コイル方式においては電流減衰時定数は35 secであり、クエンチ後23 secで複合超電導線は最高温度260 Kになる。

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。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 $2.9 \times 10^{-5} \Omega/\text{s}$ である。

なお、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場エネルギーの約5%である。残り95%は外部に回収することができる。

コイルクエンチが仮に起った場合、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。ディスク1個あたり60 mm ϕ 相当の直径を持つ圧力破壊板を置く。一般にはクライオスタットに真空劣化が生じた場合、 10^{-2} Torr まで劣化するには数時間程度以上かかる。その間にコイルを減磁すればよい。仮に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。

耐震性については、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に耐える構造になっている。

6.10 ま と め

超電導トロイダルマグネット設計における検討内容をまとめると次のようになる。

- (1) Nb_3Sn ソルダ方式極細多芯超電導線を用いる。コイル形状は均一応力型に近いD型である。超電導線は超電導ディスク（SUS 310 S製）に埋め込まれて電磁力支持される。運転電流は25,100 アンペアで、ダブルコンダクター方式により完全安定化条件が満たされている。
- (2) 最大トロイダル磁場は12 Tで、リップルの最大値は0.47%である。トロイダルコイルに印加されるポロイダル磁場は最大1 T程度である。電磁力は向心力64,000トン/コイル、拡張力166,000トン/コイルである。
- (3) 拡張力は超電導ディスクによって、向心力はコイル間の張り合い、支持リング、支持シリンダによって、倒し力はコイル間の支持梁によって支持される。支持シリンダ内の最大圧縮応力は23 kg/mm²、超電導ディスク内の最大引張り応力は40 kg/mm²程度である。
- (4) 超電導線は Nb_3Sn 、安定化材は銅、超電導ディスクはSUS 310 S、絶縁材はエポキシグラスファイバーを用いるのが最適であると思われる。

(5) 冷却方式では液体ヘリウム浸漬方式が最も信頼性大として、これを用いた。初期冷却に要する時間は、約160 hrである。冷却負荷は合計で7.49 kWと計算された。冷凍機の液化容量としては16,000 l/hで、電源容量としては5.4 MW必要である。

(6) その他、「分割励磁方式」、製作・組立と輸送、マグネット安全性などについての検討が行われた。

又、本設計研究を通じて明らかにされた主な問題点としては次のようなものがある。

(1) Nb₃Sn 大型超電導トロイダルマグネットの実績が無く、今後、強力な研究開発が必要である。

(2) 電磁力荷重が大きく、ステンレス鋼超電導ディスクに発生する最大応力値が40 kg/mm²程度になる。このような高応力における材料の使用経験が無い。

(3) しかも超電導ディスクには倒し力が繰り返し荷重となって印加されており、材料の疲労が問題である。

(4) 絶縁物や安定化材(銅やアルミ)は低温下、照射後、高応力下において機械的・電氣的特性劣化の可能性がある。この点については今後の実験データ集積が望まれる。

(5) 電磁力支持構造物はワンターンをつくらず、渦電流を最小とするような構造をとらなければならない。この点は構造設計上の大きな拘束条件となっている。

(6) 分解、組立、運搬、安全性等の問題については、トロイダルマグネット以外の機器との関連性もあり、今後、より詳細な検討を要する。

この他にも、本設計トロイダルマグネット製作のためには、数多くの問題点があり、広範にわたる開発を押し進めなければならない。(伊尾木公裕)

References

- (1) Ioki, K., Asami, N. et al., Proc. of Second Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, Richland, 1977, CONF-760935-P4, p.1273.
- (2) Fusion Reactor System Laboratory, JAERI-M 6921 (1977).
- (3) Uckan, N.A. et al., Proc. of 6th Symposium on Engineering Problems of Fusion Research by IEEE, p.1105 (1975).
- (4) Stacey, W.M. et al., ANL/CTR-76-3 (1976).
- (5) Metals and Ceramics Information Center, Handbook on Metals for Superconducting Machinery.
- (6) 小俣, 平田, 菅原, 三菱電機技報 Vol 43, No.3, p.460 (1969).
- (7) Guess, J.F. et al., ORNL-TM-5187 (1975).
- (8) Blewitt, T.H., private communication (1975).
- (9) Weleff, W., Adv. in Cryogenic Eng. 11 486 (1966).
- (10) Bloom, E.E. et al., J. Nucl. Science 22 68 (1967).
- (11) 関 泰他, JAERI-M 6783 (1976).

7. ポロイダルマグネット設計

ポロイダルマグネットには、プラズマ電流を励起するための変流器、プラズマの水平および変直方向の位置を制御するための垂直、水平磁場マグネットおよび、プラズマの断面形状を制御する制御用マグネットがある。ここでは炉全体の設計と関係が特に密接と思われる変流器と垂直磁場マグネットについて検討を行った。

ポロイダルマグネットは、トロイダルマグネットとインターリンクすると、いずれかをカットしないと分解ができず、マグネットの製作が極めて困難となるので、トロイダルマグネットの外に置くものとした。プラズマ電流は変流器によって励起され、維持されるものとし、いわゆる“電流維持”(Current Sustain)は考えないことにした。またポロイダルマグネットは超電導マグネットとすることを想定した。

炉設計全体と特に関係するのは変流器である。変流器はトロイダルマグネットの外に置いたため、プラズマとの結合が悪く、相当大きい起磁力となることが予想され、磁束の通る断面が十分でないことのため磁束密度が大きくなることが予想される。これがプラズマのアスペクト比に対する制限となったり、運転周期に対する制限となることが考えられる。

またポロイダルマグネットは、それ自身の渦電流による損失も問題であるが、トロイダルマグネットの渦電流も問題である。トロイダルマグネットには大きな向心力が働き、そのマグネットの支持構造と、ポロイダルマグネットとの関係、マグネットの故障の際の分解、組立なども炉全体との関係で重要な問題と思われる。

7.1においては炉心より要求されるポロイダルマグネットの仕様について、7.2ではマグネット全体構成について平面図、立断面図について説明し、7.3ではマグネットの詳細を、7.4ではクライオスタット、7.5で冷却システムについて設計の概要を述べた。なお設計の詳細については文献(1)にまとめられている。

7.1 基本パラメーターの決定

7.1.1 コイル配置の決定

ポロイダルマグネットのコイル配置は、Toi等の作成したシンプレックス法によるコイル配置の最適化コードにより決定した⁽²⁾。このコードではコイルを移動する曲線を与え、その曲線上に決められた本数のコイル、その電流比を予め与えておき、コイルを移動し、目的とする磁場形状に対して最適化を行う。コイルは線電流で近似されている。

変流器ではコイルを曲線で動かし、プラズマの表面および、プラズマ中心を通る水平面の各30点において磁場をできるだけ小さくなるようコイル位置を求めた。

垂直磁場マグネットでは、プラズマのMHD的な平衡を直接解くことはせず、プラズマのアスペクト比の大きいときの近似的磁場を与える次式を使用し、この磁場にできるだけ近い磁場を与えるコイル配置とコイル電流を求めた⁽³⁾。

$$B_v = B_{v0} \left[1 - (R - R_0) n / R_0 \right] \quad (1.1)$$

$$B_{v0} = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_0} \left[\ln \frac{8R_0}{a} + \beta_p - \frac{5}{4} \right] \quad (1.2)$$

$$n = - \frac{R}{B_v} \frac{\partial B_v}{\partial R} \bigg|_{R=R_0}$$

$$= \frac{\frac{3}{4} \ln \left(\frac{8R_0}{a} \right) - \frac{17}{16} + \left(1 - \frac{\ell_z}{\ell_R} \right) \frac{R_0^2}{a^2}}{\ln \left(\frac{8R_0}{a} \right) + \beta_p - \frac{5}{4}} \quad (1.3)$$

R は主半径方向の座標, R_0 はプラズマ中心の R , B_{v0} はプラズマ中心での垂直磁場, I_p はプラズマ電流, β_p はポロイダルベータ, ℓ_z/ℓ_R は非円形度である。この設計では円形プラズマとしたので $\ell_z/\ell_R=1$ とした。

計算値である $I_p=4\text{MA}$, $R_0=6.75\text{m}$, $a=1.5\text{m}$, $\beta_p=2.2$ とすると $B_{v0}=0.269\text{T}$, $n=0.358$ を得る。炉心の起動時にはプラズマ電流の昇, β_p の変化のため, B_v , n 値共変化する必要がある。 B_v については垂直磁場コイル電流を制御すれば良いが, n 値については別の形状制御用コイルによって制御を行う。ここでは $\beta_p=2$ に相当する n 値 0.375 のときのコイル配置を求めた。

この計算では電流は線電流で近似されており電流間の距離は自由に近づくことができる。しかし実際には, コイルは電流密度に対する制限, 応力に耐えるため, 冷却のため適当な断面積を必要とする。そのため最適化を行った後コイル間距離を動かし, コイル断面積がとれるようにした。

垂直磁場マグネットについてコイル配置を求めた結果をTable 7.1.1に示す。Table中Case Iの方が最適化の結果であり, Case IIの方はコイルの大きさを考慮しその位置を少し動かしただけのものである。コイル本数は20本とし, 上下対称配置としたので上半面について10本のコイルとした。Case Iで#5と#6のコイルが近く逆向きの電流であること, #7と#8, #9と#10とが同じ位置となったため1本のコイルとしCase IIでは上下各6本のコイルとした。必要な磁場を与えるには電流比1.0のコイルに $9.49 \times 10^5 \text{AT}$, したがって内側8本で約 8MAT , 外側4本で -8MAT とすれば良い。 $Z=0$ 面上の磁場分布を(1.1)式より求めた直線と共にFig.7.1.1に示した。Fig.7.1.2にはCase IIの場合の垂直磁場の磁力線と等磁束密度線を示した。磁場分布の計算にはKobayashi⁽⁴⁾の開発したコードを使用した。

Table 7.1.2の方は変流器のコイル配置を示したものである。Case Iは最適化の結果であり, Case IIはコイルの大きさを考えて調節をしたものである。垂直磁場コイル, 変流器についてもその配置を考慮してある。コイルの総起磁力 60MAT のとき, プラズマ内の最大磁場はCase Iの場合で $5.3 \times 10^{-3} \text{T}$, Case IIで $6.2 \times 10^{-3} \text{T}$ である。Fig.7.1.3はTable 7.1.2

の Case II の場合の磁力線と等磁束密度線を示している。

Table 7.1.1 および Table 7.1.2 の Case II の場合のコイル配置を Fig. 7.1.4 に示した。T₁ ~ T₁₁ は変流器コイルを V₁ ~ V₆ は垂直磁場コイルを表わす。

7.1.2 変流器の磁束

炉心の運転スケジュールは概念的に表わせば Fig. 7.1.5 のようになる。変流器に要求される磁束はプラズマ電流励起時の磁束と、定常電流を必要な時間維持するのに必要な磁束とから成る。前者は更にプラズマのインダクタンスを励磁するのに必要な磁束と放電の成長とプラズマの加熱時に抵抗消費される磁束とがある。インダクタンスを励磁するのに必要な磁束はプラズマインダクタンスを L_p 、電流を I_p とすれば $L_p I_p$ である。放電成長、加熱時に消費される磁束の評価は困難であるが、恐らく $L_p I_p$ に比して、かなり小さいものと思われる。ここでは余裕を見て $L_p I_p / 2$ とする。この中には 2 段加熱時の抵抗消費も含めることにする。残りは運転温度のプラズマに定常電流 I_p を燃焼時間 τ_p の間維持するのに必要な磁束であり、プラズマ抵抗を R_p とすると $R_p I_p \tau_p$ となり、必要な磁束変化は

$$\Delta \Phi_p = 1.5 L_p I_p + R_p I_p \tau_p \quad (2.1)$$

プラズマの抵抗 R_p はトーラスプラズマの場合捕獲電子が存在するので、その効果を入れた Hazeltine 等によって与えられた次式で求められる。^[5]

$$\eta_H = \eta_0 \frac{f_Z}{f_{TR}} \quad (2.2)$$

$$\eta_0 = 3.260 \times 10^{-9} \frac{\ln A}{T_e^{3/2}} \quad (\Omega \cdot m)$$

$$f_Z = \frac{0.457 Z_{eff}}{1.077 + Z_{eff}} + 0.29 Z_{eff}$$

$$f_{TR} = 1 - \frac{1}{(1 + \nu_e^*)} \left[1.9 \left(\frac{r}{R} \right)^{1/2} - 1.0 \frac{r}{R} \right]$$

$$\nu_e^* = 6.929 \times 10^{-24} q R A^{3/2} \frac{n_e Z_{eff} \ln A}{T_e^2}$$

温度 7 keV, $Z_{eff} = 2$ のとき $R_p = 3.39 \times 10^{-8} \Omega$ である。ポロイダルコイルの作る最大磁場は変流器の起磁力 60 MAT のとき約 8 T となり、NbTi 材料の使える限界に近いのでこの値を採用する。そのとき使用可能な磁束変化は 1.38 Wb である。一方 $L_p I_p$ は 6.22 Wb その 1.5 倍は 9.33 Wb であるので定常運転に使える磁束は 4.47 Wb であり τ_p として約 330 s が得られる。この磁束以外に垂直磁場コイルの作る磁束もプラズマ電流を励起するのに使える。そのコ

イルの起磁力を 8 MAT とすると 16.3 Wb である。今回の設計では運転時間として一応 Fig. 7.1.5 に示した 300 s を採用した。

変流器の設計上重要なパラメータとしてはもう 1 つプラズマへの印加電圧がある。放電の初期には放電の成長のため、またある程度放電が形成されて後はプラズマのパワーバランス上から必要な電圧が決まる。最近の Hawryluk 等の計算では TFTR のプラズマに対して電流および電子温度が上昇して行くためには初期プラズマに対し印加電圧 80 V が必要であり、不純物として酸素 2 % があると 150 V 以上が必要としている⁽⁶⁾。もしプラズマの電場を等しくしようとすると、プラズマの主半径は約 2 倍であり、最低 160 V、不純物があると 300 V が必要となる。今回の設計では一応 1 ターン当たり 200 V を採用した。そのときの最大の電流変化率は $4.4 \times 10^6 \text{ A/s}$ である。

Table 7.1.1 Coil positions of the vertical field magnet

No.	Case I			Case II		
	R	Z	I	R	Z	I
1	2.0	0.34	+1.0	2.0	0.34	+1.0
2	2.0	2.66	+1.0	2.0	2.33	+1.0
3	2.27	5.0	+1.0	2.27	5.0	+1.0
4	8.07	6.81	+1.0	8.07	6.81	+1.0
5	8.82	6.45	+1.0	} 8.82	6.43	-2.0
6	8.85	6.43	-1.0			
7	8.85	6.43	-1.0			
8	8.85	6.43	-1.0			
9	11.18	3.94	-1.0	} 11.18	3.94	-2.0
10	11.18	3.94	-1.0			

Table 7.1.2 Coil positions of the transformer

No.	Case I			Case II		
	R	Z	I	R	Z	I
1	2.0	1.05	1.0	2.0	0.91	1.0
2	2.0	1.36	1.0	2.0	1.21	1.0
3	2.0	1.36	1.0	2.0	1.51	1.0
4	2.0	2.67	1.0	2.0	2.58	1.0
5	2.0	2.79	1.0	2.0	2.88	1.0
6	2.0	3.75	1.0	2.0	3.7	1.0
7	2.0	4.03	1.0	2.0	4.0	1.0
8	2.0	4.03	1.0	2.0	4.3	1.0
9	2.39	5.26	0.5	2.39	5.26	0.5
10	3.22	6.29	0.5	} 3.22	6.29	1.0
11	3.22	6.29	0.5			
12	9.20	6.21	0.5	9.20	6.21	0.5

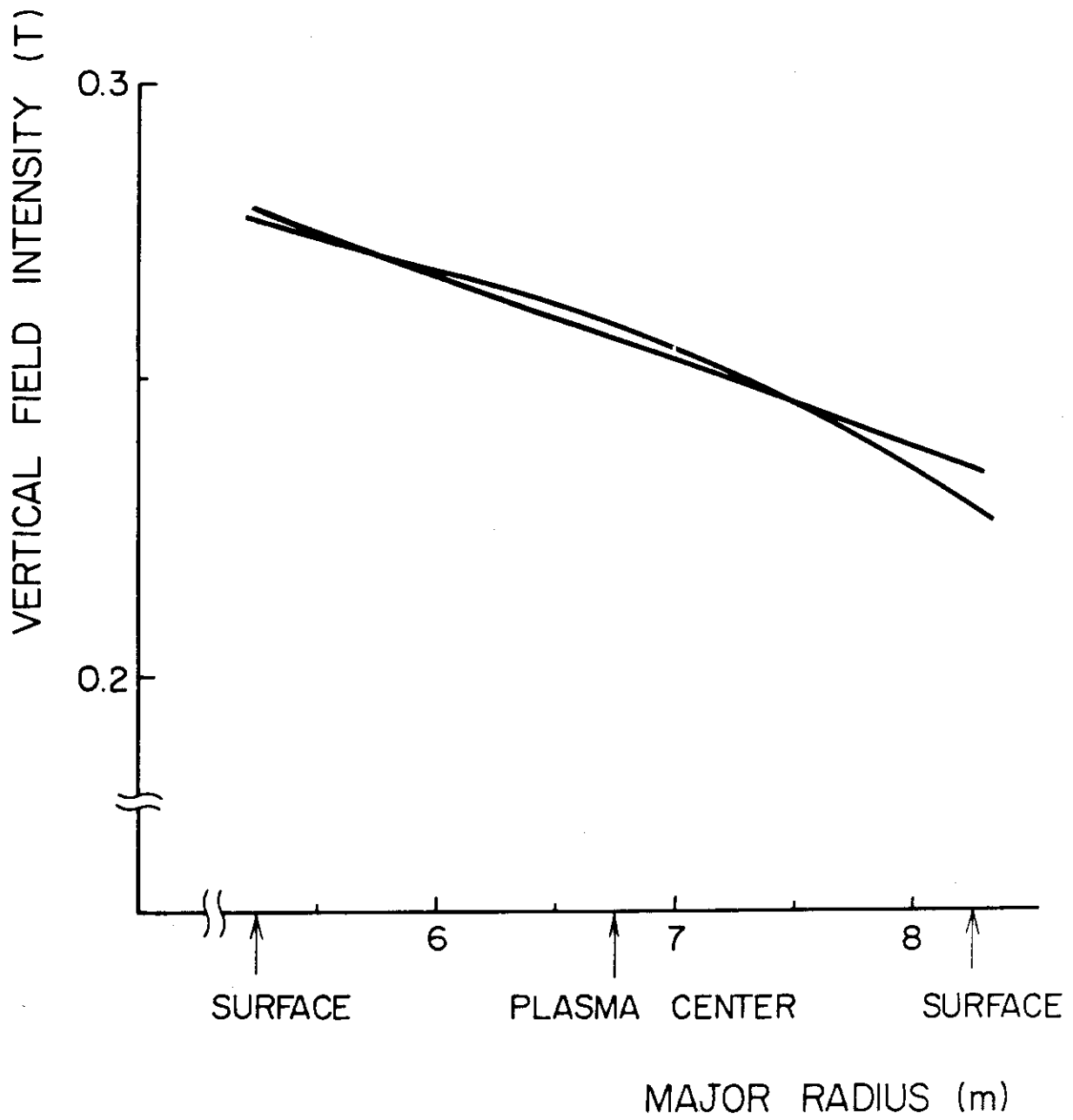


Fig.7.1.1 Vertical field distribution on the mid-Plane.

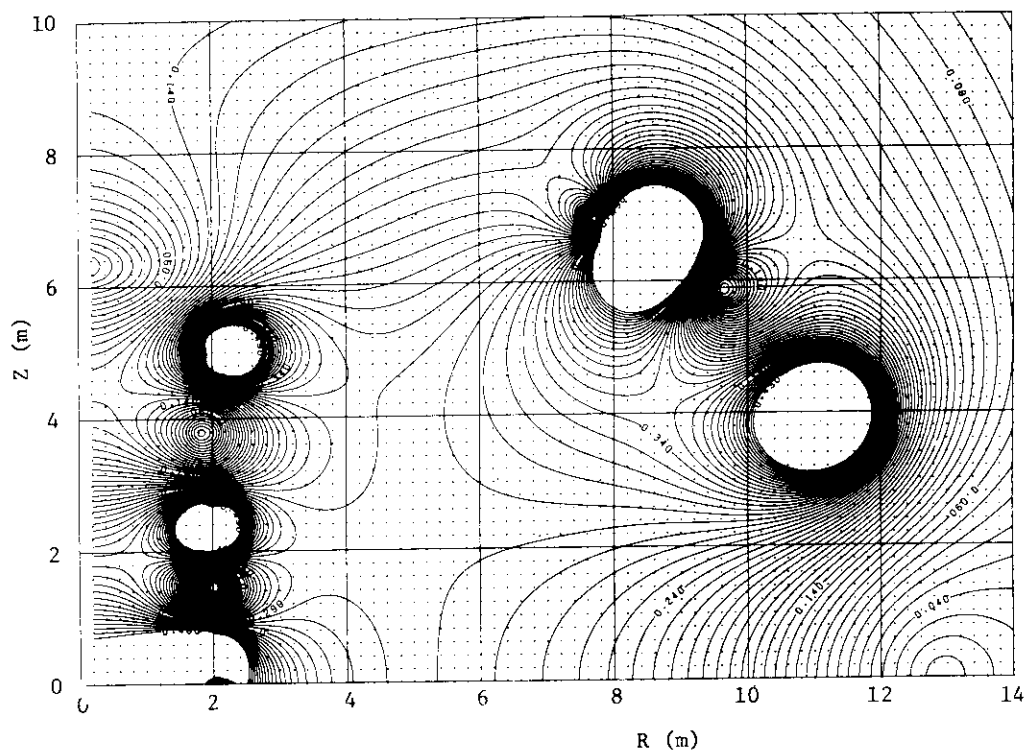


Fig.7.1.2a Constant-B lines of the vertical field the numbers in the correspond to 60 MAT.

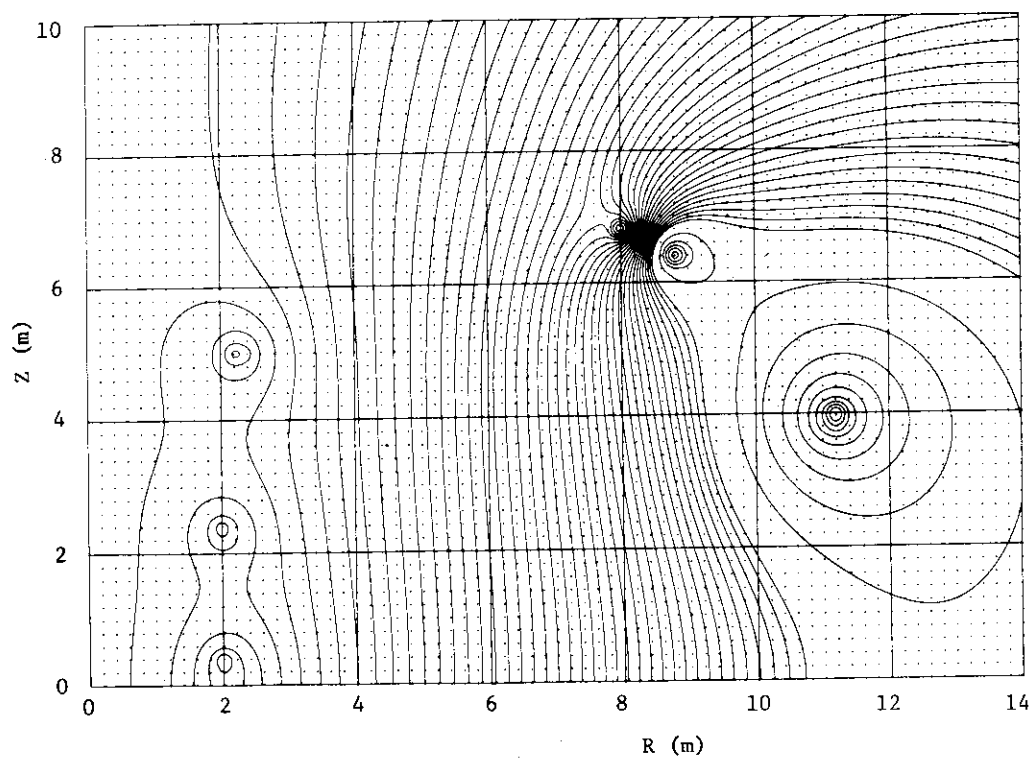


Fig.7.1.2b Magnetic flux lines of the vertical field.

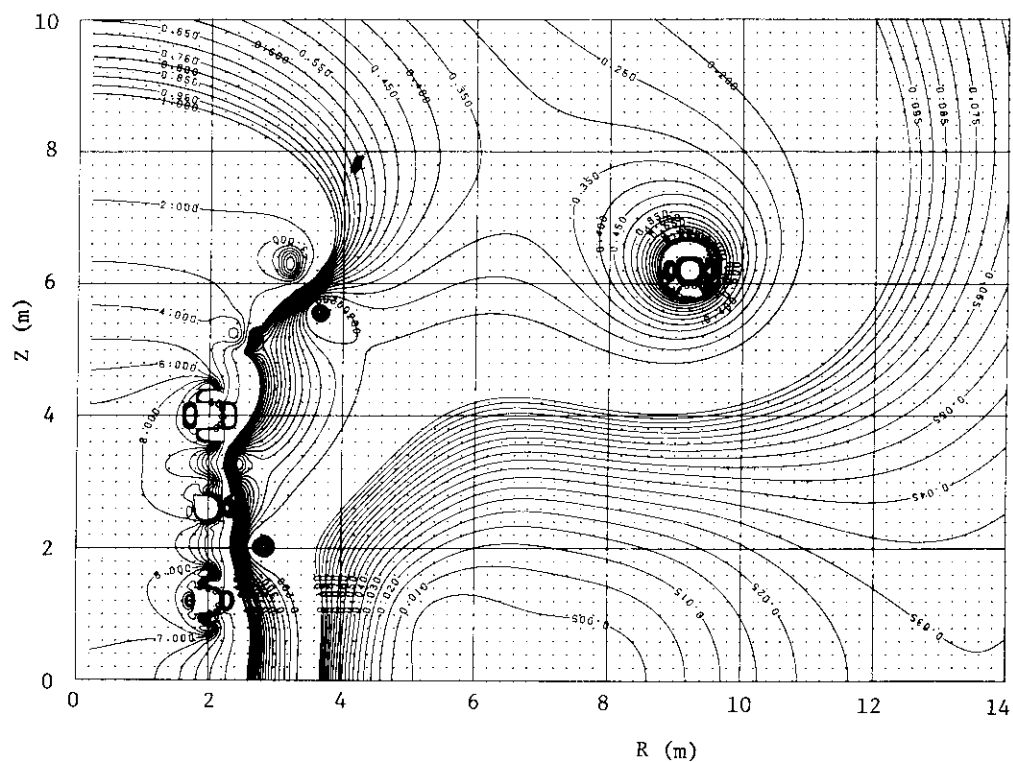


Fig.7.1.3a Constant-B lines of the transformer windings
the numbers in the figure correspond to $\pm 8 \text{ MAT}$.

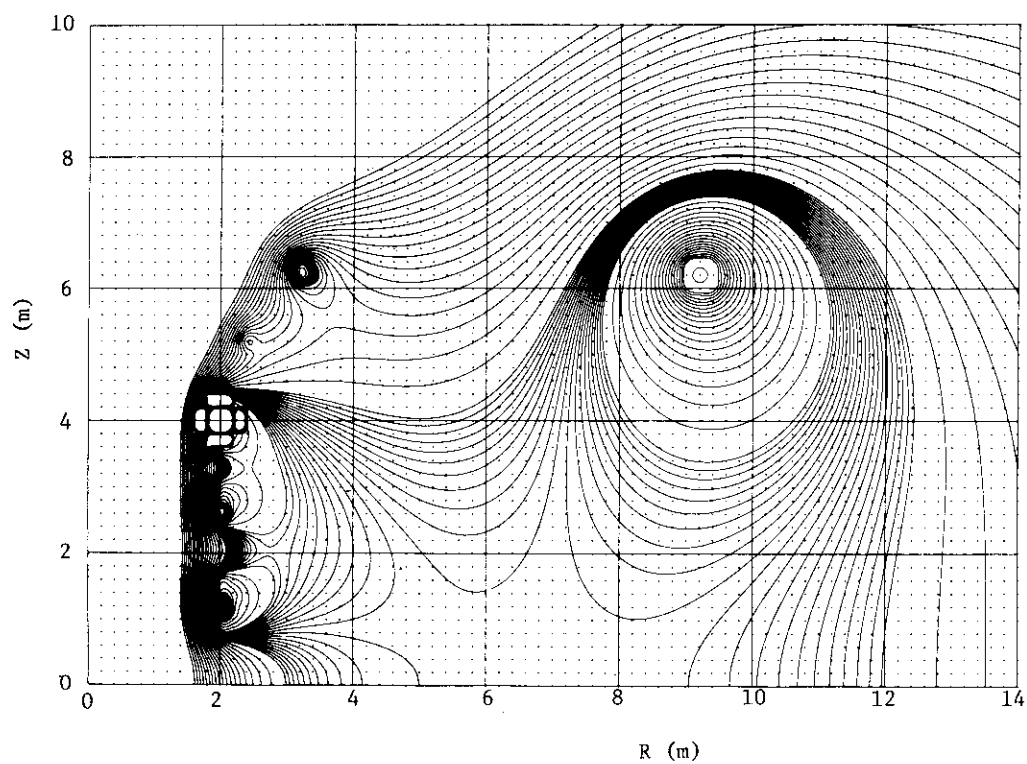


Fig.7.1.3b Magnetic flux lines of the transformer windings.

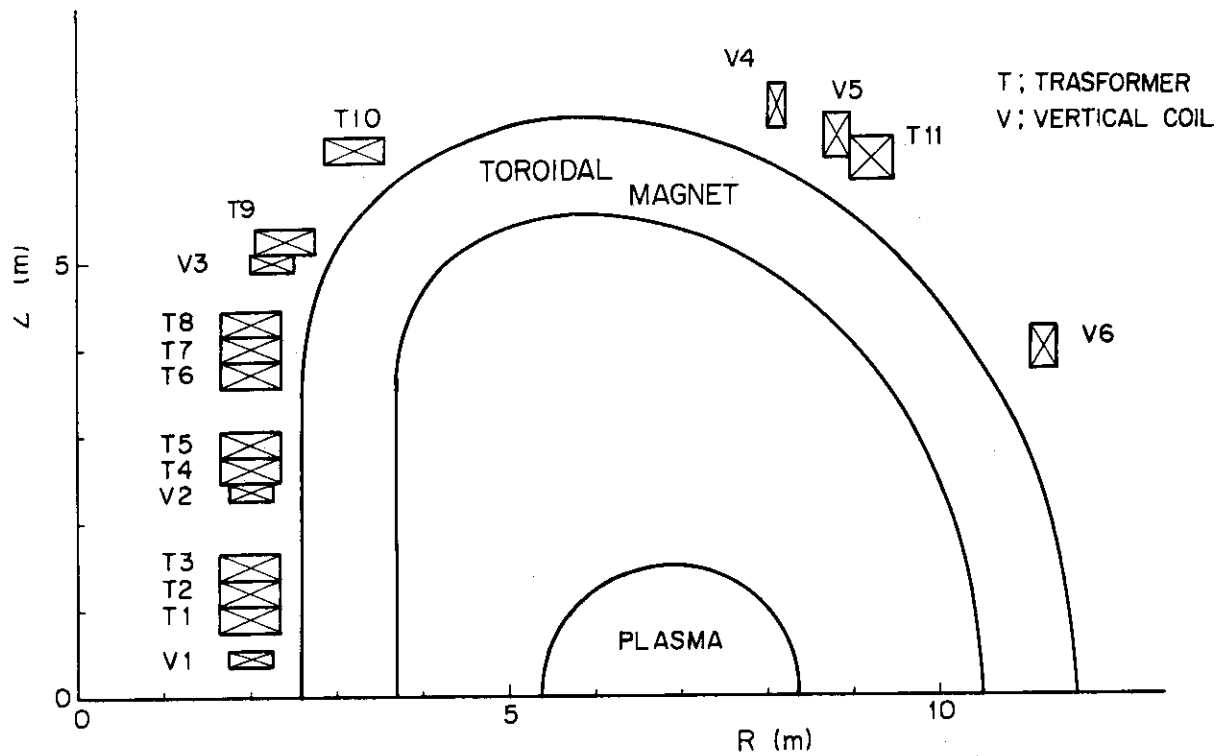


Fig. 7.1.4 Coil positions given by table 7.1.1 and 7.1.2 Case II.

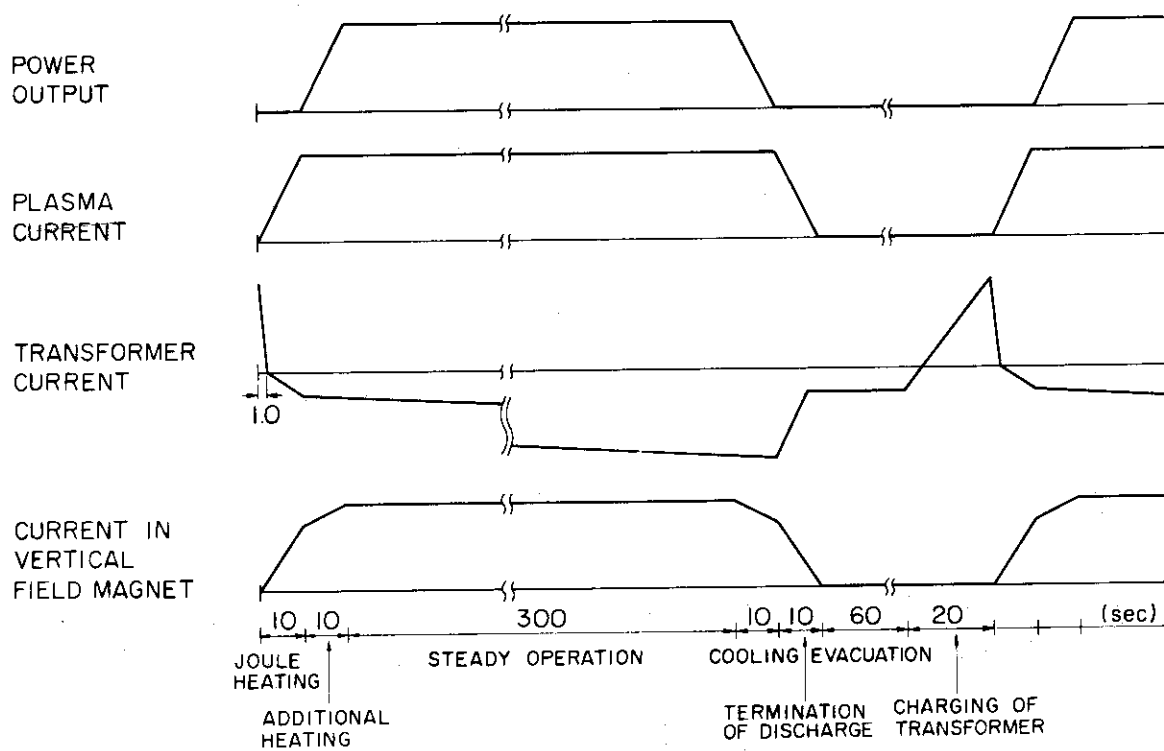


Fig. 7.1.5

7.2 全体構成

7.2.1 設計条件

7.1節において、ポロイダルマグネットを具体的に設計するにあたっての必要な諸量が与えられた。それらは

(i) Fig.7.1.5のコイル電流波形

および

(ii) Table 7.1.1, 7.1.2およびFig.7.1.4のコイル中心位置と起磁力

であった。このうちFig.7.1.5のコイル電流波形に関しては以下の計算の便宜上、波形をやや簡略化してFig.7.2.1のようなものとし、説明の便宜上各運転時間をPhase I ~ Phase VIと呼ぶことにする。また、Table 7.1.1, 7.1.2およびFig.7.1.4に中心位置を示した各コイルを小コイルと呼ぶことにし、そのうちでトロイダルコイル集中部に位置する小コイル（変流器コイルの $T_1 \sim T_{10}$ と垂直磁場コイルの $V_1 \sim V_3$ ）を小径コイル、トロイダルコイルの上下に位置する小コイル（変流器コイルの T_{11} と垂直磁場コイルの $V_4 \sim V_6$ ）を大径コイルと呼ぶことにする。

これらの設計条件の他にこのポロイダルマグネット設計においては次の2項の設計上の制約を設けた。

- トロイダルマグネットの求心力を支持するリングがポロイダルマグネットの小径コイルの間に配置される。
- ポロイダルマグネットおよびトロイダルマグネットは共に超電導であるため断熱真空空間は共通とし、従ってトロイダルマグネット集中部においてトロイダルマグネットとポロイダルマグネットの断熱真空容器および輻射シールドは一部共通となる。

このような設計条件の下で現状技術の範囲を出来るだけこえることがないような設計を試みた。ただし現状技術の範囲内では設計困難な箇所もかなりあり、そのような箇所は今後の技術発展を期することにし、今後の研究開発課題として後の項にまとめた。

7.2.2 全体構成

以下の各節でポロイダルマグネットの各部について設計内容の詳しい説明をするが、ここではそれに先立ってマグネット全体の構成について説明しておく。Fig.7.2.2はポロイダルマグネットの垂直断面図、Fig.7.2.3はポロイダルマグネットの上面図である。小径コイル群は1個の断熱真空容器に収められており、それはトロイダルマグネットの断熱真空容器とつながっている。大径コイルは1個または2個の小コイル毎に断熱真空容器に収められている。各断熱真空容器の内側には液体窒素で冷却される輻射熱シールド板が配置されており常温空間から液体ヘリウム温度部位への輻射熱を遮蔽している。

各小コイルは1個から数個の単位で繊維強化プラスチック（FRP）製の液体ヘリウム容器に収められ、所定の小コイル中心位置に配置されている。各小コイルの構造支持は小径コイル群は断熱真空容器底部にFRP積層板を置きその上に小径コイルを積み上げるような構造であり、大径コイルは支持棒とFRPで断熱真空容器の上下から支持し、断熱真空容器は放射線遮

蔽重コンクリートに固定する構造である。なお、トロイダルコイル集中部の小径コイル間の上下のすき間には、トロイダルコイル集中力支持リングが配置され、各小径コイルはこのリングによってその上下方向の間隔が保たれる。このリングは液体ヘリウム容器の外にあり直接液体ヘリウムには接していないが液体ヘリウム温度に保持されている。小コイルを収めた液体ヘリウム容器にFRPを用いたのはボロイダルコイルのパルス電流波形運転に伴う渦電流の発生を防止するためである。

Fig.7.2.2において小径コイル群を収めた中央部断熱真空容器の中心部に3個のタンクが積み重ねられているが、これは小径コイル群に液体ヘリウムを強制循環させる時、3個のタンクのうちの1個に内圧を加え液体ヘリウムを送り出し他の1個に回収するという動作を3個のタンクのうち2個ずつ循環して行うためのものである。

電流リードのターミナルは大径コイル上に配置され、ここで常電導線から超電導線への接続が行われる。大径コイル同士および大径コイルから小径コイルへの電流わたり線はすべてホローコンダクタータイプの超電導線が用いられる。従ってこれらの電流わたり線は断熱真空パイプに収められる。

液体ヘリウムの供給およびガスヘリウムの回収等は小径コイル群を収めた中央部断熱真空容器の上部で冷凍液化系と配管結合することによって行われる。

コイルの冷却法は基本的には液体ヘリウム浸漬冷却であるが、小径コイル群においては導体表面において発生した気泡が巻線部領域外にすみやかに排出されるよう液体ヘリウムを強制循環している。

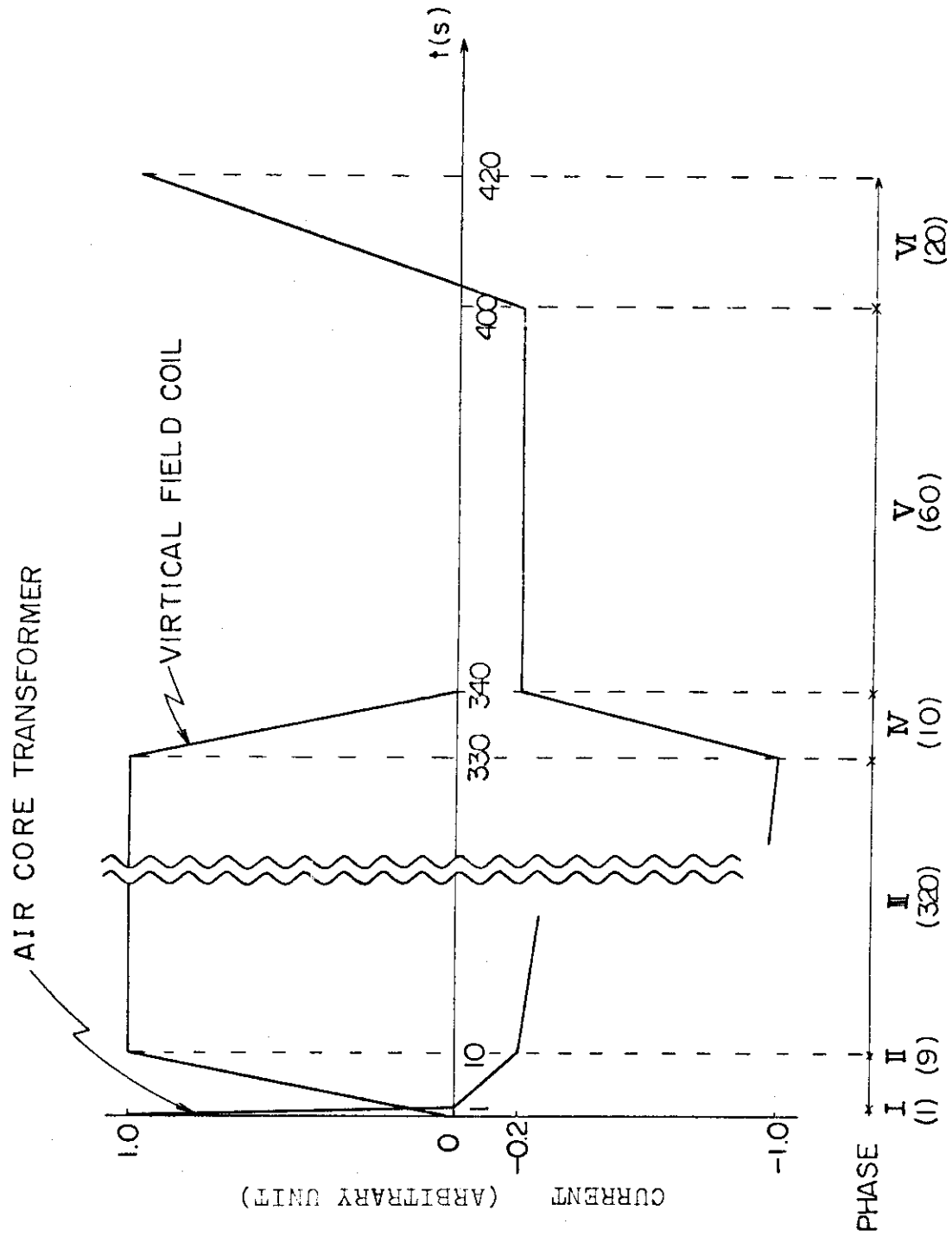


Fig. 7.2.1 Electric current of poloidal coils

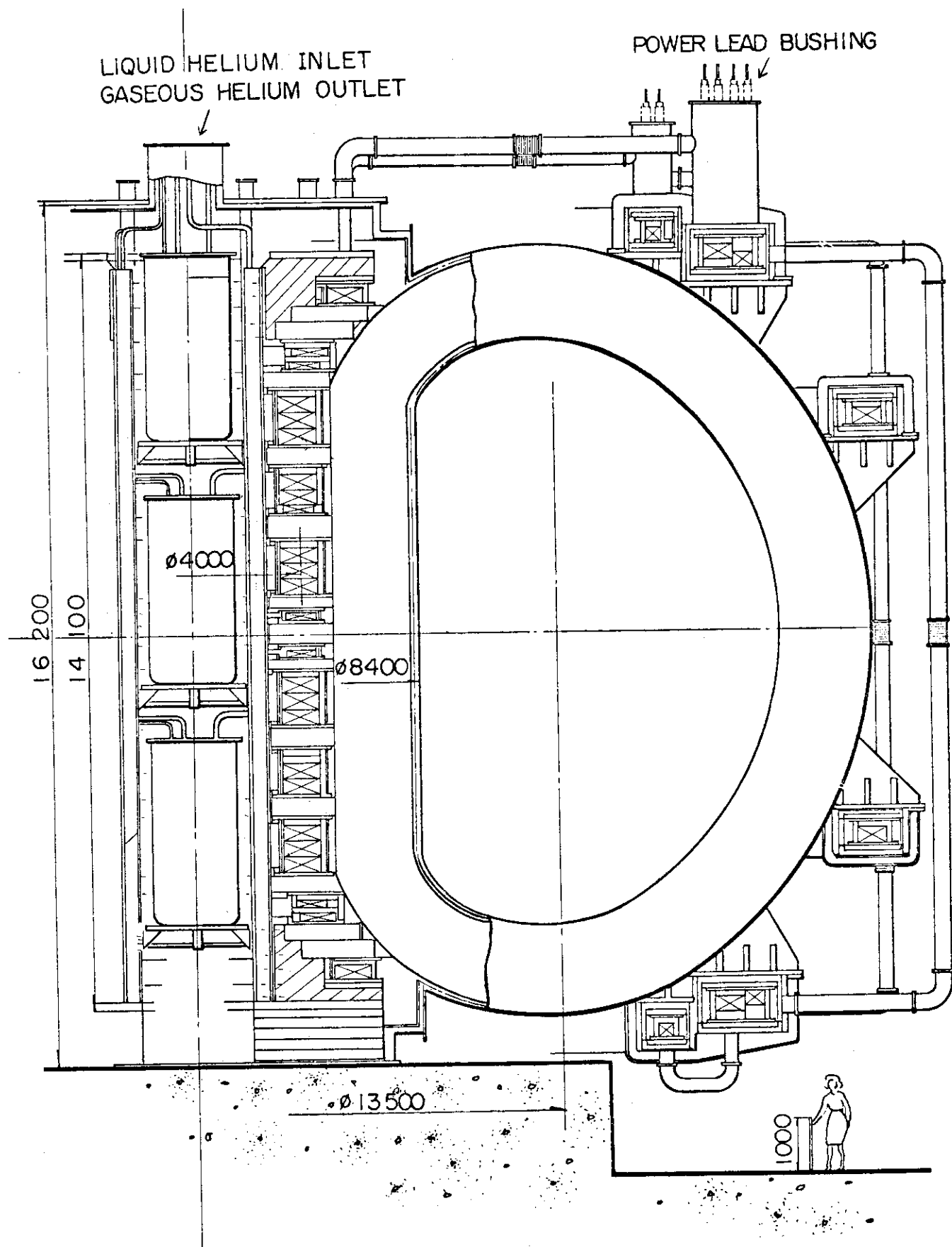


Fig. 7.2.2 Vertical cross section of poloidal magnet

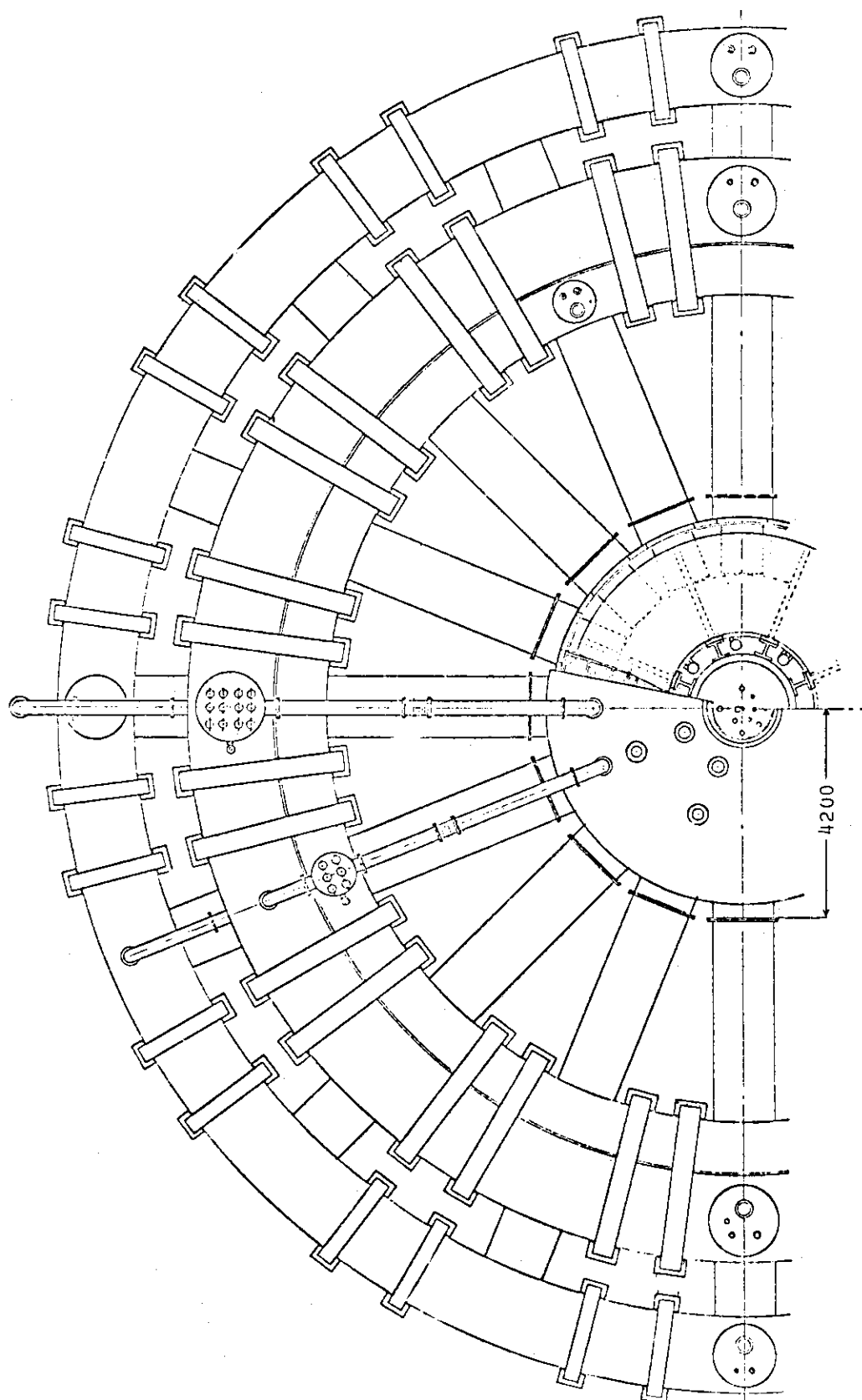


Fig. 7.2.3 Top view of poloidal magnet.

7.3 マグネット本体

7.3.1 電気設計

設計条件で与えられた起磁力を満たすようにコイルの最大電流とターン数の組合せを決定せねばならない。超電導コイルにおいては最大電流で少ターン数にすると超電導線の製造およびコイル巻線が困難になるといった問題や、常温部ターミナルからリード線を通して極低温部位への侵入熱が多くなるといった問題がおこる。また、これとは逆に小電流で多ターン数にするとプラズマ着火時のコイル発生電圧が非常に高くなり極低温部での電気絶縁が困難となる。本設計においてはこれらの事情を考慮して、Table 7.3.1に示すような最大電流値およびターン数を選んだ。最大電流値が変流器コイルにおいて250 kAとかなり大きい、実際のコイル巻線は数10本の導体を同時に巻き込んで行き、コイルの出入口で並列接続するという方法をとっている。単位導体の最大電流は6,000 A程度である。Fig. 7.3.1にT₁変流器小コイルの巻線部の概略断面を示したが、25mm×11mmの矩形が単位導体である。単位導体の厚さ11mmのうち1mmは電気絶縁物である。この単位導体11本を同時に巻き込んでダブルパンケーキとし、そのダブルパンケーキ4個を積み重ねたものがT₁変流器小コイルである。電気的には単位導体11本およびダブルパンケーキ4個は並列接続する。こういった電氣的並列接続に伴い生じることが予想されるのは、並列接続した各導体間の電流の不均一であるが、超電導線でのこういった電磁現象の詳細な検討は今後の研究課題である。

Table 7.3.2に各小コイルのターン数、単位導体最大電流をまとめた。

Table 7.3.3には変流器コイル、垂直磁場コイルおよびプラズマの自己インダクタンス、蓄積エネルギーおよび各相互間の相互インダクタンス、総合係数を示した。

超電導コイルの設計においては磁場解析が重要である。超電導線には臨界電流があり、それを越えると超電導線は常電導転移し電気抵抗が発生するが、この臨界電流値がその超電導線がかかっている磁場の値に大きく依存するからである。本設計においては超電導線のうける最大磁場はT₂変流器小コイルにおける8.12Tであった。これは変流器コイル、垂直磁場コイルおよびプラズマの各電流が作る磁場の合成値である。

7.3.2 機械的構造の検討

コイル巻線部の見取図をFig. 7.3.2に示す。単位導体はステンレスの枠に2枚の超電導ストランド線が入った構造となっている。この超電導ストランド線はステンレス枠の中でわずかに伸縮可能な状態にあるので、超電導ストランド線にコイル半径方向の電磁力が加わった場合、このストランド線はステンレス枠に押しつけられるだけで巻線方向の張力は受けない。従ってこのような構造の導体を採用することにより、フープ電磁力により巻線部に働くコイル巻線方向の応力をステンレス枠だけでもたせて超電導ストランド線には巻線方向の張力が働かないようにすることができる。

従来の超電導線においてはそれ自身が補強されているものであっても、補強材と同時に巻き込むものであっても、応力の下で超電導線は補強材と同じだけ伸びる構造であった。従って超電導線にもかなりの引張り応力が加わり超電導線の劣化を招く可能性があった。また補強材に

は高々超電導線に加わる応力の1.5倍程度の応力しか加わらず補強材は有効に使われていなかった。そこで本設計においてはコイルの空間上の制約もきびしかったことから、補強材のステンレス棒に殆ど電磁力をもたせる構造とした。最も応力の厳しい中心部変流器コイルのステンレス棒に働く巻線方向の電磁応力の計算結果をFig.7.3.3に示した。なおステンレス材としてはSUS304を想定している。この図より明らかなようにステンレス棒での最大応力は 44 kg/mm^2 であるが、実際にはパンケーキに働く軸方向電磁力の支持のための放射状スペーサーをパンケーキ間に配置することにより、スペーサー間の単位導体のブリッジによる曲げ応力等が加算され、最終的には最大応力は 46 kg/mm^2 程度となる。このような多大な応力が実験炉の使用期間中に $10^5 \sim 10^6$ 回繰り返されることになる。これは材料の疲労強度を考えると非常に厳しい条件であるので、今後新材料の開発も含めて低温における材料の疲労強度の研究、あるいはポロイダルマグネットの設計条件の変更が必要と考えられる。

7.3.3 超電導線設計

電気設計の項で述べたように本設計における超電導コイル導体が受ける最大磁場の値は 8.12 T であった。この磁場中では超電導材料として合金系のNbTiを用いても超電導電流を流すことは可能である。Fig.7.3.4にはこの設計で採用した超電導ストランド線1枚についての臨界電流(I_c)の磁場依存性カーブと、マグネット中で最強磁場にさらされる導体部分の電流-磁場直線(ロードライン)を同時に示した。この図より明らかなように超電導ストランド線に流す最大電流値は臨界電流値以下であるので、この超電導ストランド線は超電導の範囲内で用いることが出来る。

単位導体の詳細見取図をFig.7.3.5に示した。超電導ストランド線はその両側面での冷却効果をよくするため、表面に凹凸のあるスペーサーを介してステンレス棒または他のストランド線と接している。何らかの原因で局所的に超電導状態が常電導転移し超電導線がジュール発熱した場合ストランド線表面に発生するヘリウムの気泡は浮力で上昇しステンレス棒の上側にあいている孔より導体外へ出る。このストランド線表面での液体ヘリウムの吸熱能力を 0.36 W/cm^2 と仮定すると超電導ストランド線に流し得る電流値を計算出来る。この電流値は一般に回復電流 I_r と呼ばれ、この電流値以下なら常電導転移した超電導線は自動的に超電導状態に復帰することが出来る。この I_r もFig.7.1.3に示したが、この図から明らかなようにストランド線に流れる最大電流はこの回復電流 I_r 以下なので、たとえこのストランド線が局所発熱して常電導転移したとしてもすぐ超電導状態に復帰し、コイルは何ら支障なく運転できる。いわゆる完全安定化されたコイルである。

以下で超電導ストランド線の細部構造について説明する。このポロイダルコイルはFig.7.3.6に示すような電流波形で周期的に運転されるので、超電導線はこれに伴う周期的磁場にさらされる。超電導線は時間変化する磁場の下では一般に交流損失による発熱を伴う。従って超電導線としては出来るだけ交流損失の少ないものが望まれる。Fig.7.3.6に超電導ストランド線の部分拡大図を示したが、ストランド線は42本の超電導極細多芯線をストランドしたものであり、1本の極細多芯線は銅の安定化母材の中に2033本の超電導フィラメントが埋め込まれたものである。各超電導フィラメント(NbTi)はCuNi合金の 2μ 厚のさやでおおわれてい

る。

このストランド線に交流磁場が加わると超電導フィラメント間を結合する結合電流が銅安定化母材に流れ、カップリングロスによる発熱がおこる。また、超電導体のNbTi自身の磁化履歴による発熱（ヒステリシスロス）もおこる。このうちカップリングロスを低くおさえるためNbTiフィラメントをCuNiのさや（銅に比して電気比抵抗は500倍）でおおいフィラメント間の結合電流を低下させている。また、ヒステリシスロスを低くおさえるため超電導フィラメントを十分細く 10μ としてある。

以上で述べた超電導線の仕様をTable 7.3.4にまとめた。

7.3.4 熱計算

本設計においては超電導コイルは液体ヘリウムによって冷却されるが冷却負荷を知る意味においても、また超電導コイルの安定性を評価する意味においても熱計算は重要である。ここでは超電導コイルの交流運転に伴う交流損失および放射線による発熱を求めコイルの安定度について考察する。

前項でも述べたように超電導線の交流損失にはカップリングロスとヒステリシスロスがある。これらを全コイルについて計算し各運転周期毎にTable 7.3.5にまとめた。この計算によりカップリングロスは本設計の場合、CuNiのさやがない場合に比して、 $1/152$ に低減できることがわかった。このカップリングロスとヒステリシスロスの他に超電導コイル部では交流発熱としてステンレス枠における渦電流発熱がある。ステンレスの液体ヘリウム温度における比抵抗を $5 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$ としてこの発熱を計算しTable 7.3.5に同時に示した。この渦電流発熱はカップリングロスに比して十分小さく無視できる程度の値であることが同表よりわかる。

上記の発熱に対するコイルの安定性をみるために、カップリングロスおよびヒステリシスロスが最大のコイル位置と運転周期における発熱をストランド線の単位表面当りの発熱で表現してみる。その値はカップリングロスでは $2.6 \times 10^{-3} \text{W}/\text{cm}^2$ 、ヒステリシスロスでは $0.27 \times 10^{-3} \text{W}/\text{cm}^2$ となる。これらの値は超電導フィラメントが常電導転移して安定化銅部に電流が流れた時のストランド線の単位表面当りの発熱 $0.359 \text{W}/\text{cm}^2$ に比して十分小さい。液体ヘリウムによる冷却は $0.359 \text{W}/\text{cm}^2$ の吸熱を保證できるので、カップリングロスおよびヒステリシスロスによる発熱により超電導コイルのクエンチはあり得ない。

放射線による発熱はJAERI-M6783により見積った。小径コイルは遮蔽材の他トロイダルコイル集中部により放射線遮蔽され、大径コイルは遮蔽材の厚い部分で十分放射線遮蔽されており、いずれも放射線の遮蔽は十分である。その結果中性子線および γ 線による発熱は小径コイルでは合計 0.16W 、大径コイルでも合計 0.16W であり交流発熱に比して無視出来る小さな値であることがわかった。

Table 7.3.1 Number of turns and maximum current of poloidal coils

	Air core transformer	Vertical field coil
Total magnetomotive force	60 MAT	8 MAT -8 MAT
Number of turns	240	80 80
Maximum terminal voltage	48 kV	16 kV -16 kV
Maximum current	250 kA	100 kA -100 kA

Table 7.3.2 Number of turns and current of unit conductor in each separated coil

Separated coil		Magneto-motive force (MAT)	Number of double pancakes (A)	Number of parallel windings (B)	Number of electrical turns (C)	Number of total turns (A×B×C)	Electric current in unit conductor (kA)
Air core transformer	T 1	3	4	11	12	528	5.68
	T 2	3	4	11	12	528	"
	T 3	3	4	11	12	528	"
	T 4	3	4	11	12	528	"
	T 5	3	4	11	12	528	"
	T 6	3	4	11	12	528	"
	T 7	3	4	11	12	528	"
	T 8	3	4	11	12	528	"
	T 9	1.5	4	22	6	264	"
	T10	3	4	11	12	528	"
	T11	1.5	4	11	6	264	"
	Total	60	—	—	240	—	—

Vertical field coil	V 1	1	2	10	10	200	5
	V 2	1	2	10	10	200	5
	V 3	1	2	10	10	200	5
	V 4	1	4	5	10	200	5
	V 5	-2	4	5	20	400	-5
	V 6	-2	4	5	20	400	-5
	Total	+8,-8	—	—	80,80	—	—

Table 7.3.3 Self inductance and coupling coefficient of poloidal coils

Upper Inductance (H)
 Lower Coupling constant $k \equiv \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$

	Air core transformer	Vertical field coil	Plasma
Air core transformer	0.0697 1.00		
Vertical field coil	0.00637 0.0729	0.1097 1.00	
Plasma	0.267×10^{-3} 0.267	0.325×10^{-4} 0.251	0.153×10^{-4} 1.00

Stored energy of air core transformer : 2.18 GJ
 Stored energy of vertical field coil : 0.549 GJ

Table 7.3.4 Specification of superconducting wire

(1) Unit conductor			
Cross section	(mm ²)	11×25	
Total length (Transformer)	(km)	83.1	
(Vertical field coil)	(km)	68.3	
Maximum magnetic field	(T)	8.12	
Maximum current	(A)	5,680	
Current density	(A/mm ²)	20.7	
Maximum heat flux of conductor surface in case of quenching	(W/cm ²)	0.359	
(2) Superconducting stranded wire			
Number		2	
Cross section	(mm ²)	2×21	
Number of strands		42	
Current density	(A/mm ²)	71.2	
(3) Multifilamentary superconducting wire			
Diameter	(mm)	1.1	
Structure		NbTi-CuNi-Cu	
Number of NbTi filaments		2033	
Core diameter of NbTi filament	(μ)	10	
Thickness of CuNi sheath	(μ)	2	
Cu ratio (Cu: NbTi+CuNi)		2.04:1	
Current density of NbTi	(A/cm ²)	0.423×10^5	
Twist pitch	(mm)	30	

Table 7.3.5 Electric loss in windings

Phase	I	II	III	IV	V	VI	Total
Time (s)	1	9	320	10	60	20	420
B ratio	1	1/45	1/400	1/12.5	0	1/16.7	
Small diameter coils							
Stainless steel case (W)	5,764	2.85	0.036	36.9	0	20.7	
Coupling loss (W)	109,480	54.1	0.684	700	0	393	
Hysteresis loss (W)	17,955	399	44.9	1,436	0	1,075	
Total loss power (W)	133,199	455.35	45.62	2,172.9	0	1,488.7	484
Total loss energy (J)	133,199	4,103.55	14,598.4	21,729	0	29,774	203,404
Large diameter coils							
Stainless steel case (W)	616.2	0.304	0.00385	3.94	0	2.2	
Coupling loss (W)	11,700	5.78	0.0731	74.9	0	42.0	
Hysteresis loss (W)	6,510	145	16.4	523	0	392	
Total loss power (W)	18,856.2	151.084	16.477	601.84	0	436.2	95.78
Total loss energy (J)	18,856.2	1,359.76	5,273	6,018.4	0	8,734.0	40,227

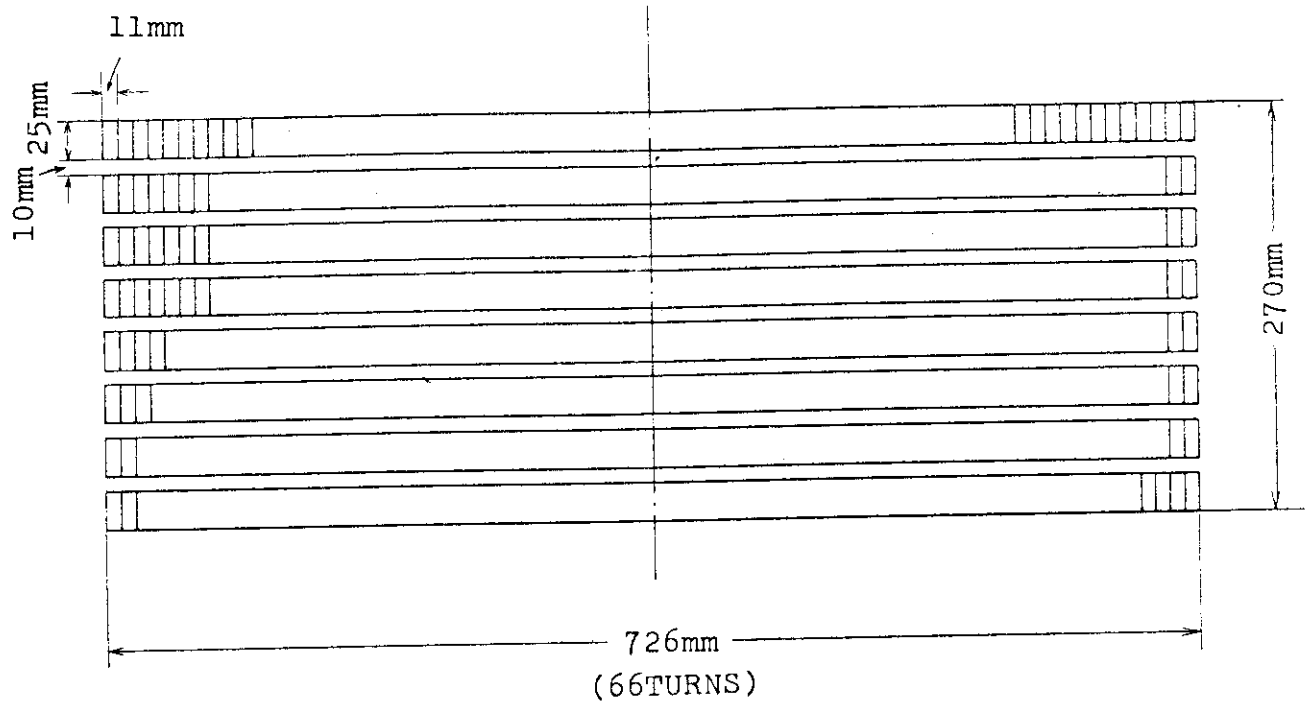


Fig. 7.3.1 Cross section of No.1 transformer windings

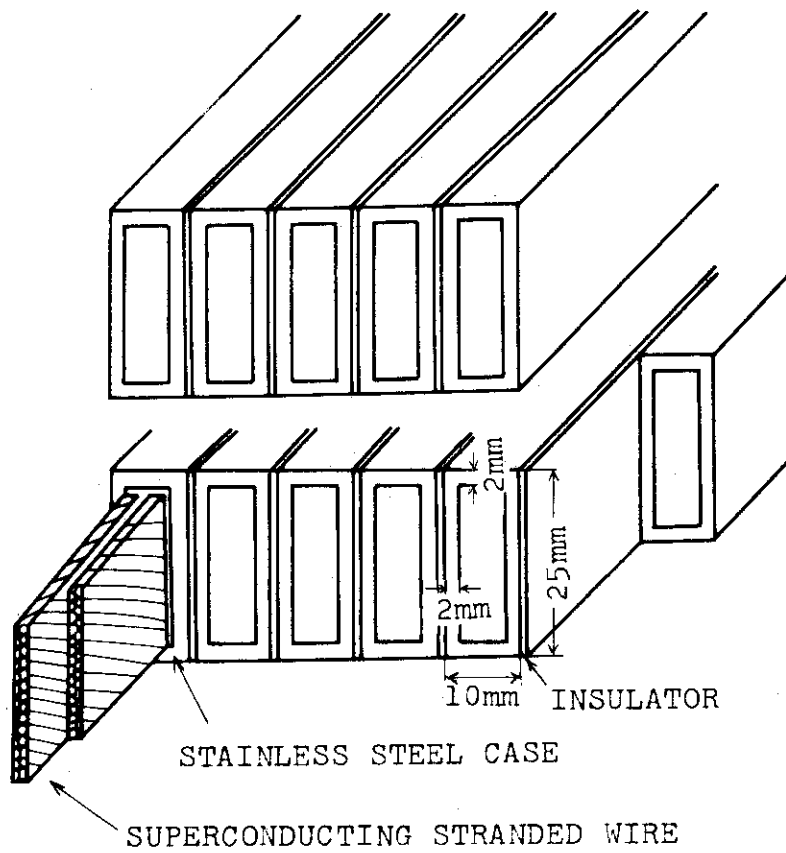


Fig. 7.3.2 View of coil windings

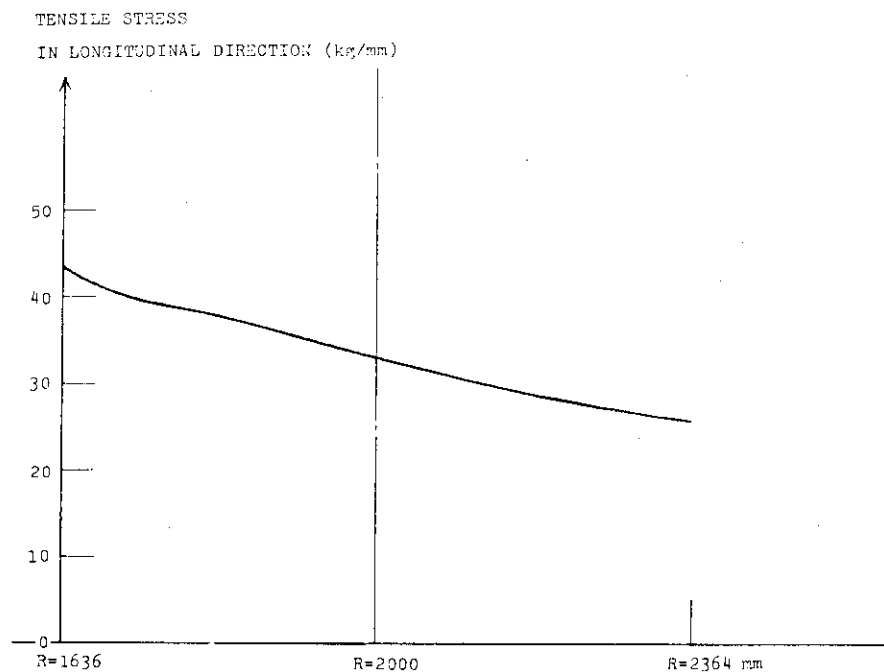


Fig. 7.3.3 Tensile stress of stainless steel in stress maximum transformer coil.

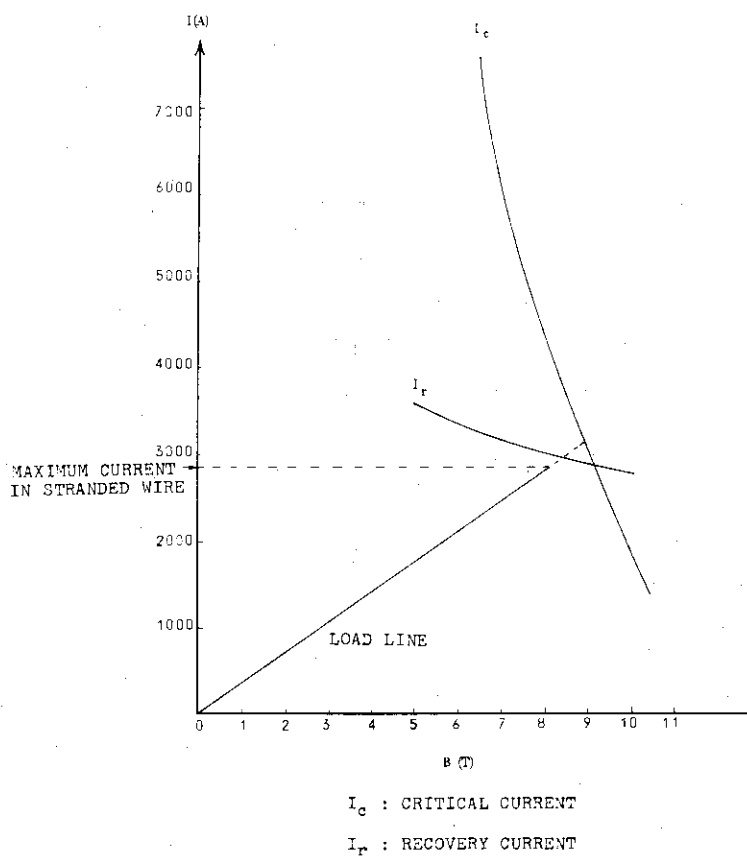


Fig. 7.3.4 Critical current and load line of superconducting stranded wire.

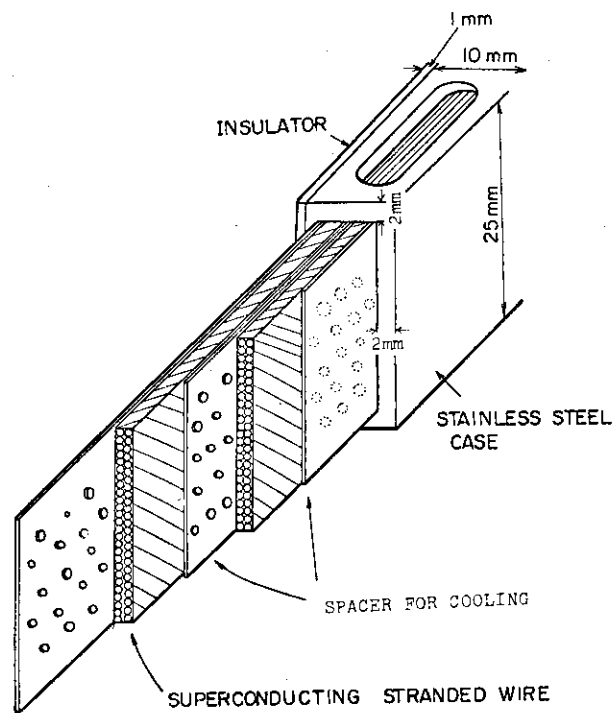


Fig. 7.3.5 View of unit conductor.

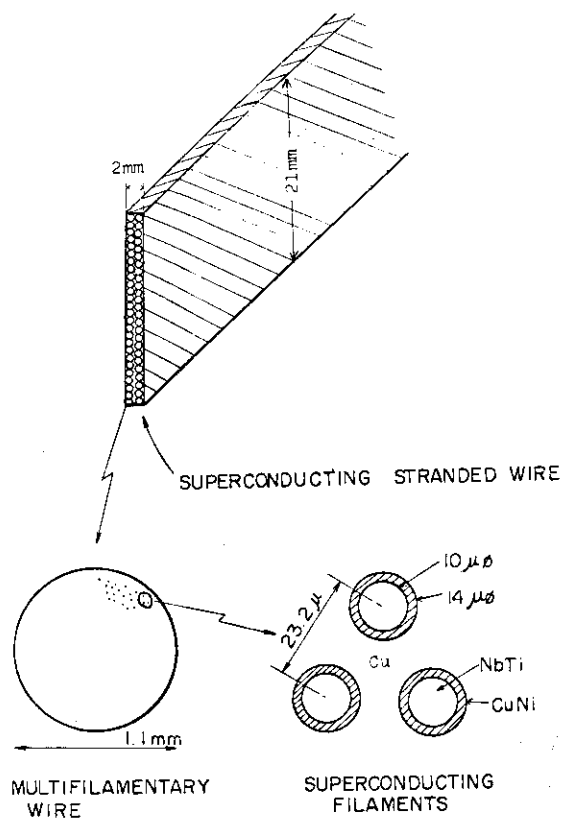


Fig. 7.3.6 Fine structure of superconducting stranded wire.

7.4 クライオスタット

7.4.1 基本構造

クライオスタットの基本構造は、超電導コイルを液体ヘリウムに浸すための液体ヘリウム容器、液体ヘリウム容器の外側に位置して常温空間から液体ヘリウム温度部位への輻射熱を低減させるための輻射シールド、および液体ヘリウム容器と輻射シールドを断熱真空空間中に置くための断熱真空容器より成る。

7.4.2 液体ヘリウム容器

液体ヘリウム容器の材質をステンレス鋼とした場合、プラズマ電流立上げ時に液体ヘリウム容器には、それがとり囲んでいる磁束が急激に変化するため、その磁束変化を打ち消すような循環電流が流れる。これによって液体ヘリウム容器は加熱される訳であるが、液体ヘリウム温度での発熱はその冷却のために、この発熱量の500～1000倍の電力が必要であることを考慮すると、この種の発熱は、とうてい容認できる値ではないことがわかる。そこでこのような循環電流を断ち切るため、ヘリウム容器の円周の一部を電気絶縁物で置きかえる方法があるが極低温においての電気絶縁物とステンレス鋼との機械的接合には問題がある。また、たとえこのようにして循環電流を断ち切ることが出来たとしても、ステンレス鋼部での渦電流発熱を計算すると前節で計算した超電導コイル部での発熱を1桁程度上回る値となり、冷却負荷は膨大な値となる。

そこで本設計においては液体ヘリウム容器に金属は用いず、全て電気絶縁物とすることにした。具体的にはFig.7.4.1に示したような繊維強化プラスチック（FRP）製の容器を採用する。現在はFRP製液体ヘリウム容器として小型のものしか実用化していないので、今後このような大形のFRP製液体ヘリウム容器の開発が必要である。それに際して問題なのは現在の高圧ガス取締法規においてはFRP等の樹脂製の容器の使用を認めていないことである。従って今後こういった容器についてのデータの蓄積と共に実績を作りながら、法的許可をとりつけるための努力が必要である。また、技術的問題としてFRPの機械的強度（特に繰返し応力による疲労強度）に対するデータの蓄積、FRP容器の運搬組立法の検討、FRP容器を通してのヘリウムのリーク対策、FRP容器とコイル巻線部の熱収縮差による問題およびFRP容器の製造方法等の問題点が山積しており、今後多方面にわたる開発研究と実績の積み上げが必要である。

なおボロイダルコイルの全液体ヘリウム容器の総貯液量は 104m^3 である。

7.4.3 輻射シールド

輻射シールドは液体窒素で冷却し、液体窒素温度に保たれる。この輻射シールドにもその構造によっては液体ヘリウム容器の場合と同様、循環電流や渦電流により好ましくない熱発生が起る。そこで本設計においては輻射シールドとしてFig.7.4.2に示すようなシェブロンシールドを採用した。これは液体窒素を通す銅パイプ間をシェブロンパッフル板でつなぎシェブロンパッフルを液体窒素温度に保つ構造のものである。輻射断熱効果をさらに向上させるため、

シェブロンシールドの低温側に多層断熱材（アルミニウムを蒸着したマイラーフィルムを数十層重ねたもの）をはりつけてある。このような構造のものでは循環電流が発生しない構成にすることが出来、渦電流発熱も少なくできる。また真空断熱のための真空排気の排気抵抗を小さくすることもできる。具体的な設計においては循環電流および渦電流の発生をおさえるような配管や電気絶縁法に十分配慮する必要がある。また、発生渦電流に作用する電磁力も考慮しなければならない。

7.4.4 断熱真空容器

Fig.7.2.2 に示したようにポロイダルマグネットの各小コイルのうち小径コイルは中央部にあ
る1個の円筒形断熱真空容器に収められる。そしてこれは7.2.1項で述べたようにトロイダル
コイルの断熱真空容器と結合する。この様子をFig.7.4.3(a)に示した。この結合部は両コイル
に動きの差がある場合破壊する恐れがあるからフレキシブル構造にすべきであろう。また、ポ
ロイダルマグネットの大径コイルについては1個または2個の単位で1つの円環状断熱真空容
器に収められる。円環状断熱真空容器は合計6個ある。見取図をFig.7.4.3(b)に示した。この
大径の断熱真空容器については、真空容器の内容物の熱収縮を十分考慮して設計しなければならない。

なおこれらの断熱真空容器の材質はステンレス鋼である。

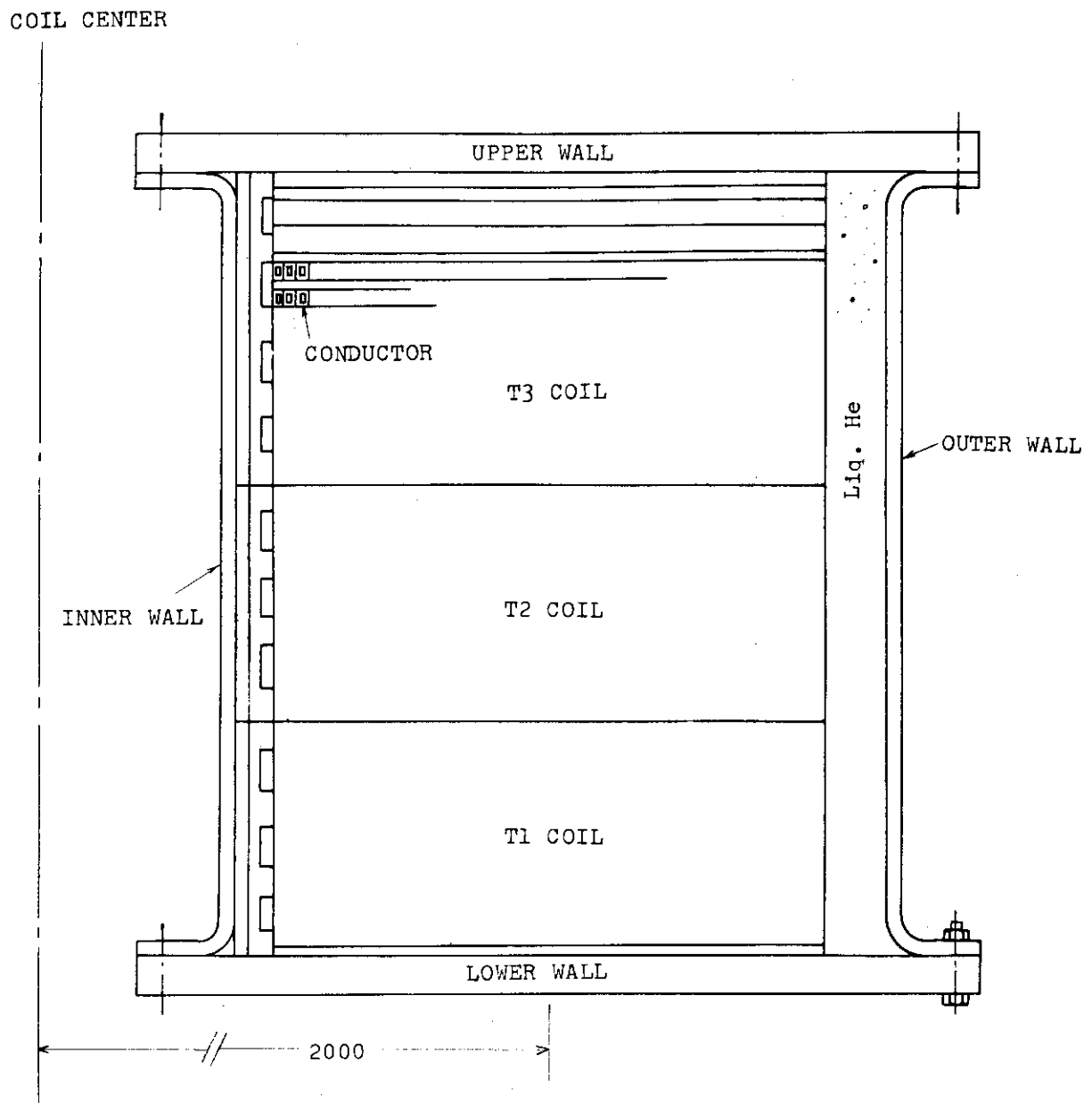


Fig.7.4.1 Cross section of liquid helium can.

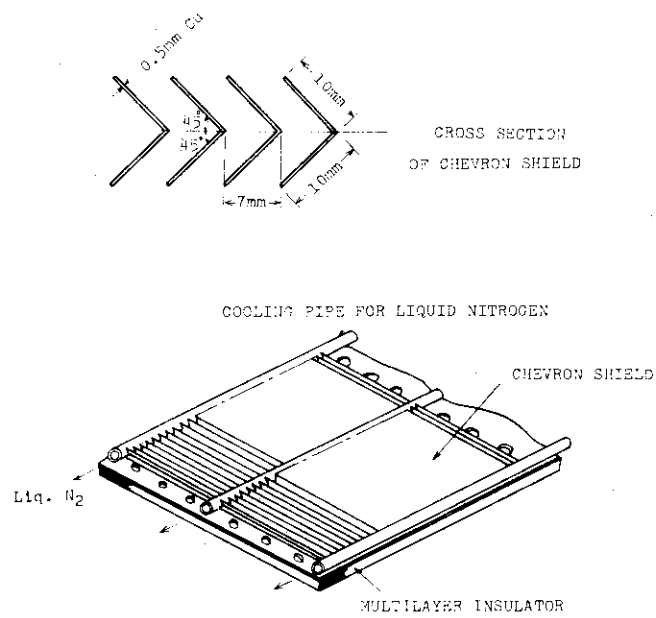
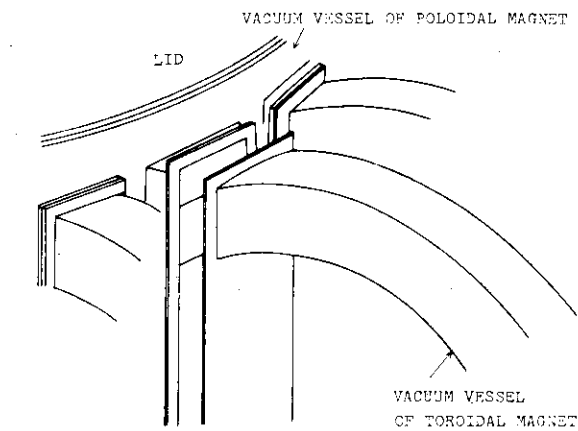
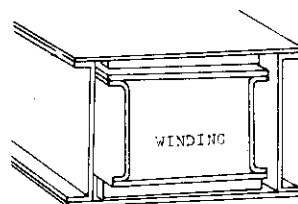


Fig. 7.4.2 Chevron shield structure



(a) CONNECTION OF VACUUM VESSELS



(b) VACUUM VESSEL OF LARGE DIAMETER POLOIDAL COIL

Fig. 7.4.3 Vacuum Vessel.

7.5 冷却システム

7.5.1 冷却負荷

冷却システムの設計のため冷却負荷の時間変動を求めておく必要がある。ポロイダルマグネットはFig.7.2.1に示すような電流波形で周期的に運転するマグネットなので、マグネットの熱発生も周期的である。従って冷却システムはこの周期的に時間変動する熱負荷に十分耐えるものでなければならない。

ここで冷却負荷の時間変動の計算値をまとめて示しておく。Table 7.5.1には液体ヘリウム温度における冷却負荷を、Table 7.5.2には液体窒素温度における冷却負荷を示す。それぞれ運転周期の各Phaseについて冷却負荷を示している。Table 7.5.1の4 Kにおける動的発熱には、7.3.4項で計算した超電導コイル巻線部での電氣的損失の他、電流リードからの侵入熱、マグネットの構造支持物での渦電流発熱および放射線による発熱が含まれている。運転周期とは無関係に常時ヘリウム温度部位へ侵入してくる静的発熱として輻射熱および構造支持物を通しての伝導熱がある。Table 7.5.1で示した液体ヘリウム温度における全ポロイダルコイルの冷却負荷をFig.7.5.1に図示した。Table 7.5.2の80 Kにおける冷却負荷は輻射シールドにおける熱負荷のことであり、動的熱負荷として渦電流によるもの、放射線によるもの、静的熱負荷として輻射熱および伝導熱によるものを含んでいる。

これらの表にあらわれていない熱負荷として液体ヘリウムの送液に伴う送液損失がある。送液損失には液体ヘリウムの移送管やバルブ類からの侵入熱と、管路の絞りにおける等エンタルピー膨脹に伴う液損失（フラッシュロス）がある。この送液損失は全送液量の15%としている。

7.5.2 被冷却系

超電導線の冷却はFig.7.1.4に示すように超電導ストランド線の両側面が液体ヘリウムに接することによって行われる。超電導線が発熱した場合、両側面で発生するヘリウムの気泡は浮力で上昇してステンレス枠の上面にあいている孔より導体外へぬける。小径コイルにおいては超電導ストランド線の交流損失が大であり、気泡の発生が多く、またパンケーキの積み重ね数も多いので、発生した気泡がそれより上にあるパンケーキに入り込み超電導ストランド線の両側面の冷却チャンネルをふさぐ可能性が大きい。そこで小径コイルにおいてはFig.7.5.2に示すようにパンケーキ間のスペーサーに傾斜をもった溝を切り、1個のパンケーキから出た気泡がそれより上のパンケーキに入ることがないように気泡を巻線部領域外へ導く構造としている。さらにこの効果を促進させるため、液体ヘリウムを同図の矢印で示す方向にゆっくりと送液して気泡を巻線部外へ押し出している。

大径コイルにおいては小径コイルより発熱条件がゆるく且つパンケーキの積み重ね個数も少ないのでFig.7.5.3に示すようにごく普通のスペーサーによりパンケーキ間を隔て、これらは液体ヘリウムに単に浸漬される構造となっている。

ここで被冷却系の仕様をまとめてTable 7.5.3に示しておく。

7.5.3 冷却システム

以上で示した被冷却系を冷却するシステムとして Fig.7.5.4 に示す 3 タンク送液システムを採用する。これは小径コイル部に液体ヘリウムを強制循環させるシステムであり、大径コイルはこれと並列に単に液体ヘリウムの浸漬冷却が行われる。Fig.7.5.4 の 3 タンク送液システムは Fig.7.2.2 のポロイダルマグネット垂直断面図で中心部に位置する 3 個の FRP 製ヘリウム貯槽に交互に圧力を加え液体ヘリウムを小径コイル部に循環させる方式である。加圧している貯槽以外の貯槽のうち 1 個は小径コイルからもどってくる液の回収用貯槽、他の 1 個は蒸発して減った液体ヘリウムを別のヘリウム液化機に直結した貯槽より補給するための貯槽として用いられる。加圧している貯槽が空になった時点でバルブ操作により、今まで加圧していた貯槽が回収用貯槽、今まで回収用貯槽だったものが別の貯槽よりの液体ヘリウム補給用貯槽、今まで液体ヘリウム補給用貯槽だったものが加圧貯槽、といったように貯槽の役割の変更が行われる。このような操作をサイクリックに行うことにより 3 タンク送液システムは成立している。

このような送液方法を採用した理由は大容量液体ヘリウム循環ポンプが実験炉建設の段階で十分の信頼性をもって実用化しているかどうか疑問だからである。

輻射シールドの冷却システムも含めた冷却システムの仕様を Table 7.5.4 にまとめた。

この冷却システムに関する問題点としては次のような事柄があげられる。まず強制送液に伴う送液損失が非常に大きいことである。これを減らすため、冷却回路の圧力損失の低減が、あるいは全面自然冷却とするかなどコイル構造を含めた検討が必要である。また 3 タンク送液システムの基礎実験および計算機制御による自動化は是非とも必要である。そのほかシステムからのヘリウムのリーク対策、窒素ガス回収システムおよび液体窒素オンサイトプラントの検討等の今後研究開発すべき問題点がある。

Table 7.5.1 Heat losses of poloidal magnet (at 4K)

Heat source		(in unit of Watt)						Heat loss per one cycle	
Phase		I (1 sec)	II (9 sec)	III (320 sec)	IV (10 sec)	V (60 sec)	VI (20 sec)		
Small diameter coils	Dynamic	Electric loss in windings	13.33×10 ⁴	457	45	2173	~0	1489	
		Heat through power leads	530	360	530	530	370	440	
		Eddy current loss in support cylinder of TF coils	1038	~0	~0	7	~0	4	
		Eddy current looss in structural materials	1.43×10 ⁴	~7	~0	~92	~0	~51	
		Nuclear heating	~0	~0	~0	~0	~0	~0	
	Static	Thermal radiation	30	30	30	30	30	30	
		Conduction heat	70	70	70	70	70	70	
	Total		14.93×10 ⁴ (14.93×10 ⁴)	924 (8316)	675 (21.6×10 ⁴)	2902 (2.90×10 ⁴)	470 (2.82×10 ⁴)	2084 (4.17×10 ⁴)	
	Large diameter coils	Dynamic	Electric loss in windings	1.88×10 ⁴	151	16	602	~0	436
			Nuclear heating	~0	~0	~0	~0	~0	~0
Static		Thermal radiation	100	100	100	100	100	100	
		Conduction heat	60	60	60	60	60	60	
Total		1.90×10 ⁴ (1.90×10 ⁴)	311 (2799)	176 (5.63×10 ⁴)	762 (7620)	160 (9600)	596 (1.19×10 ⁴)		
Grand total		16.83×10 ⁴ (16.83×10 ⁴)	1235 (1.11×10 ⁴)	851 (27.23×10 ⁴)	3664 (3.66×10 ⁴)	630 (3.78×10 ⁴)	2680 (5.36×10 ⁴)		

Note : Numerals in blankets show total loss energy in unit of Joule.

Table 7.5.2 Heat losses of poloidal magnet (at 80K)

(in unit of Watt)

Thermal shield of main cryostat	Phase Heat source	I (1 sec)	II (9 sec)	III (320 sec)	IV (10 sec)	V (60 sec)	VI (20 sec)	Heat loss per one cycle
Thermal shield of large diameter cryostats	Dynamic	Eddy current loss	29.0×10 ⁴	143	1856	∞0	1040	
		Nuclear heating	∞0	∞0	∞0	∞0	∞0	
	Static	Thermal radiation	2200	2200	2200	2200	2200	
		Conduction heat	10	10	10	10	10	
	Dynamic	Total	29.2×10 ⁴ (29.2×10 ⁴)	2353 (2.12×10 ⁴)	2212 (70.8×10 ⁴)	4066 (4.07×10 ⁴)	2210 (13.3×10 ⁴)	(126×10 ⁴)
		Eddy current loss	20.7×10 ⁴	102	1.3	1325	742	
	Static	Nuclear heating	∞0	∞0	∞0	∞0	∞0	
		Thermal radiation	7000	7000	7000	7000	7000	
	Dynamic	Conduction heat	40	40	40	40	40	
		Total	21.4×10 ⁴ (21.4×10 ⁴)	7142 (6.43×10 ⁴)	7041 (225×10 ⁴)	8365 (8.37×10 ⁴)	7040 (42.2×10 ⁴)	(319×10 ⁴)
Grand total	Static		50.6×10 ⁴ (50.6×10 ⁴)	9495 (8.55×10 ⁴)	9253 (296×10 ⁴)	1.24×10 ⁴ (12.4×10 ⁴)	9250 (55.5×10 ⁴)	(445×10 ⁴)

Note : Numerals in blankets show total loss energy in unit of Joule.

Table 7.5.3 Specification of magnet cooling

Small diameter coils	
Cooling method	: Liquid helium forced cooling
Flow rate of liq. He	: 800 l/min in coils
Coolig channel in radial direction	
Total cross section	: 6.868 m ²
Total volume	: 4.808 m ³
Average velocity	: 0.194 cm/s
Coolant	
Temperature	: 4.5 K
Pressure	: 1.2 atm
Large diameter coils	
Cooling method	: Liquid helium dipped cooling
Supply rate	: 450 l/h
Coolant	
Temperature	: 4.5 K
Pressure	: 1.2 atm

Table 7.5.4 Specification of cooling system

(1) Three tanks	
Number of tanks	: 3
Volume of one tank	: 7 m ³
Dimension of one tank	: D=1.6m, H=3.5m
Material	: FRP
Maximum inner pressure	: 0.5 kg/cm ² G
Temperature	: 4.5 K
(2) Cooling system	
Flow rate of liq. He	: 1000 l/min.
Capacity of liquefier	
Refrigerating capacity	: 4 kW × 2 (at 4.5K)
Liquefying capacity	: 500 l/h × 2
Input power	: 2,500 kW × 2
Liq. N ₂ consumption	: 4,000 l/h

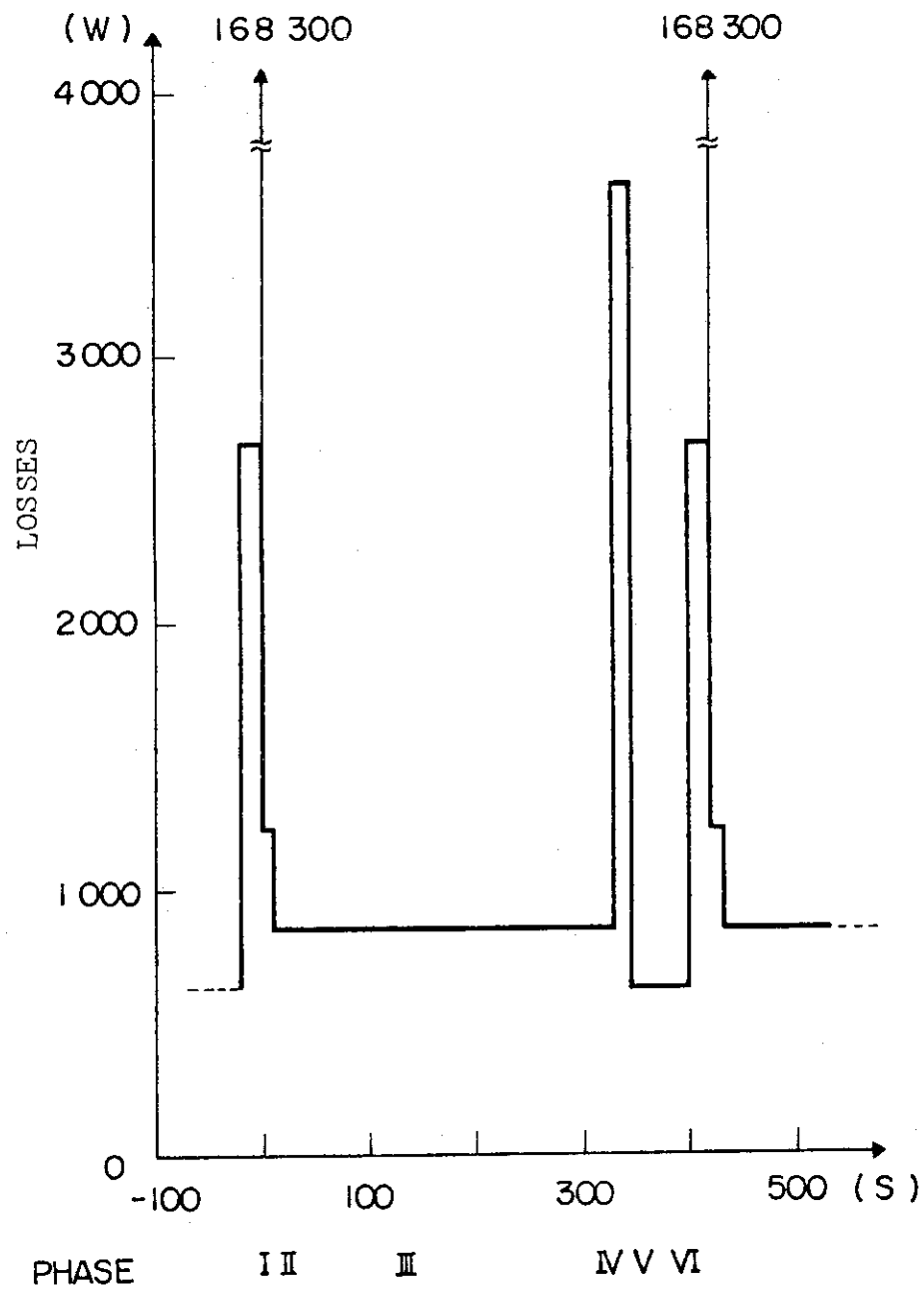


Fig. 7.5.1 Losses in the superconducting poloidal magnet

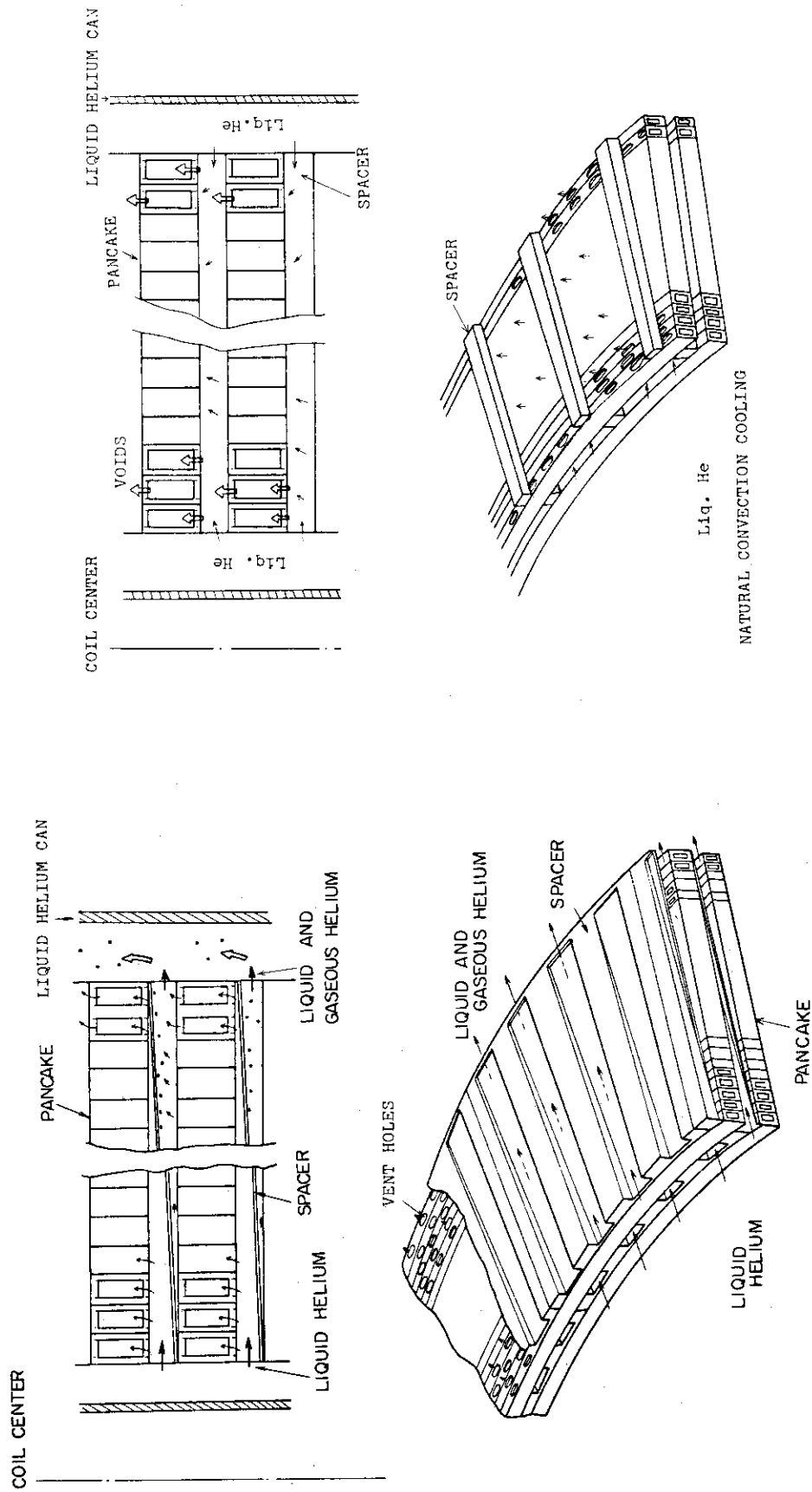


Fig. 7.5.2 Cooling passage of small diameter coils

Fig. 7.5.3 Cooling passage of large diameter coils

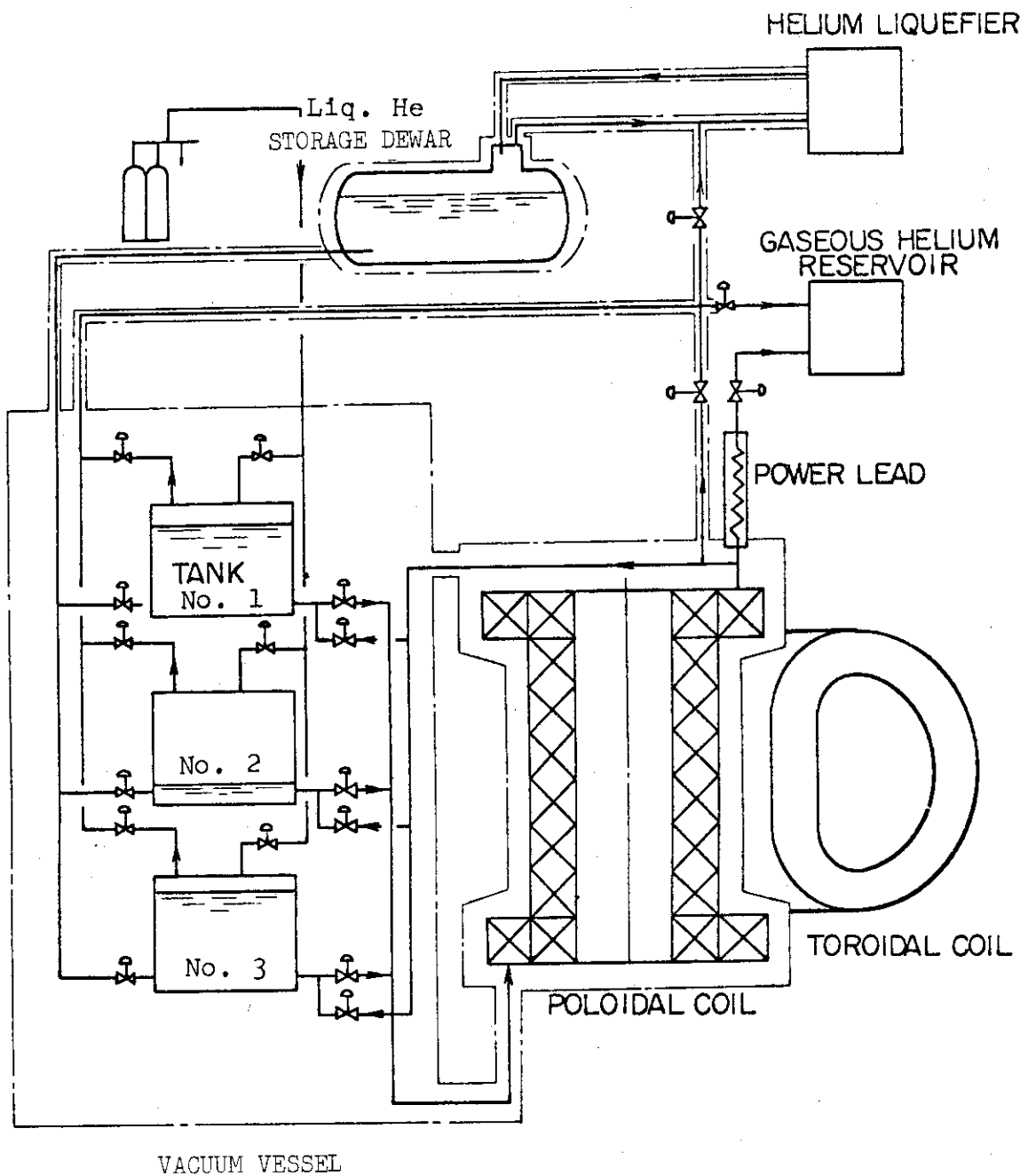


Fig. 7.5.4 Cooling system with three liquid helium tanks

7.6 ま と め

垂直磁場コイル配置については Shafranov の近軸近似式によって求めた。将来は当然プラズマの平衡を解き必要な磁場を求めて必要な磁場分布を求めるべきである。上記近似式はアスペクト比 4.5 程度では十分成立することも予想されるが、このプラズマのように β_p の大きなプラズマについては問題があるのではないかと思われる。

変流器コイルについては、コイル内の空間が十分にとれず、NbTi を使用し得ると考えられる最大の磁束密度 8 T では 400 秒以上の運転周期は無理であることがわかった。またコイルに働く応力値も最大 46 kg/mm^2 と高く、繰返し応力による材料の疲労の問題は、コイル配置、コイルの大きさ等工夫の余地は多少あるとしても極めて問題であり、更に運転周期を下げるか、コイル内のスペースを大きくし磁束密度を下げるが必要と考えられる。

またこの設計では低温における SUS 材の許容応力の明らかでない現在一応上記応力に耐えるものと仮定し設計を進めたが、超電導線材にはどうしても応力の発生しない構造とする必要があり、ステンレス枠内で伸縮可能な状態におくことにした。その結果問題点としてはまさつによる超電導線材の劣化が挙げられる。

変流器の方は特に 1 ターン電圧に対する必要からコイル端子電圧を極端に高い値とならないようにしようとすると、コイル電流値は非常に大きな値となる。この設計では 250 kA である。その結果コイルは多数の導体を並列巻きとしなければならず、電流が均一に流れるようにするための工夫が必要となる。

更にポロイダルマグネットのようなパルスマグネットではその渦電流損失の大きさと同時に圧力差に耐えるためヘリウム容器は FRP 等絶縁物とすることが不可欠と思われその開発は今後の課題である。またコイル内の発熱についても大きな値となり、パンケーキを水平に置かなければならないポロイダルマグネットの場合コイル内で発生した気泡を除去するため強制循環が必要とされるものと思われ、送液方法についても今後の詳細な検討開発が必要となる。

(三根 進, 大和春海)

参 考 文 献

- (1) 炉設計研究室 : JAERI-M 7200 (1977)
- (2) Toi, K., Takeda, T. : JJAP, 16, 325 (1977)
- (3) Mukhavatov, V.S., Shafranov, V.D., Nuclear Fusion 11 (1971) 605.
- (4) 小林, 田村, 谷 : JAERI-M 5898 (1974)
- (5) Hazeltine, R., Hinton, F., Rosenbluth, M., : Phys. Fluids 16 (1973) 1645.
- (6) Hawryluk, R.J., Schmidt, J.A. : Matt-1201 (1976)

8. 中性粒子入射加熱装置設計

はじめに

本章では実験炉のプラズマをジュール加熱により約 1 keV まで加熱した後、更に炉心の運転温度である 7 keV 前後の値まで加熱すると共に、定常運転時においても炉心は自己点火状態にならないため常時補助加熱を必要とし、その両方の目的のために必要とされる中性粒子入射加熱装置の設計について述べる。

なお中性粒子入射加熱装置設計の詳細については文献(1)を参照されたい。

8.1 加熱装置の仕様

第2章で述べた如く、炉心の起動時、定常運転時のパワーバランスを保つため、更に定常出力を制御するためにプラズマの補助加熱装置が必要となる。プラズマの加熱方法としては、中性粒子入射加熱以外にも高周波加熱、断熱圧縮、乱流加熱等が考えられ実験も行なわれている。特に高周波加熱については、多種多様な周波数帯での加熱が考えられており、将来は有望と考えられているものもあるが現段階ではプラズマへの吸収の機構が十分解明されていないこと、一般的に言ってプラズマへのエネルギーの伝達が困難であること等が問題とされている。断熱圧縮は圧縮比をあまり大きくとると、パルス的に大きなエネルギーを放出し得るエネルギー蓄積装置を必要とし、またエネルギー伝達のためのスイッチ等が大きな問題となり、しかもそれほど能率の良い加熱法とはならない。したがって温度を高々数倍に加熱し点火後再びプラズマを膨張させる様な使い方には適しているが、この炉の様な自己点火でない炉の場合はそれほど興味のある加熱法とは考えられない。乱流加熱については効率の良い加熱法との説もあるが、加熱機構についての十分な解明が済んでいないことと加熱をするために大きい誘導電圧を必要とするため応用が困難であることが問題である。

ここでは加熱法としてもっとも確実視されている中性粒子入射加熱についてその問題点を明らかにし今後の開発の方向を明確にすることを目的として設計を行なうことにした。中性粒子入射法についてもプラズマの大きさが大きくなると入射エネルギーが高くなり、高エネルギービームに対する中性化の効率が低いこと、そのため中性ビームと中性化セルからの流出ガス比は減少し、そのため入射前に大容量排気ポンプを必要としたり、残留イオンのエネルギーを回収するための直接変換装置の応用が必要となる等の問題がある。もし中性化効率を上昇しようと思えば分子イオンとか負イオンを利用すれば良いとの提案もあるが、そのためには新たなイオン源の開発が必要となる。本設計ではイオン源に対するデータも比較的豊富な D^+ イオン源を使用することとし D^0 ビームの入射とした。

これまでの入射加熱ではほとんどがトロイダル磁場に平行に入射されている。その理由は、これまでの装置では小半径が小さくプラズマ電流の作る磁場が弱くイオン化された粒子の軌道

の磁気面からのずれが大きくプラズマに捕えることのできないイオンが多いためである。しかし実験炉の様な大型の装置ではほぼ垂直入射としても大部分のイオンを加熱に使うことができる。たとえ完全に垂直に入射した場合にはトロイダル磁場のリップルにイオンが捕獲されるためにドリフトによって失われるイオンが現われる。したがって少し角度をつけて入射をする方が望ましい。これを避けるためにはトロイダルのリップル程度以上の角度があれば十分である。この実験炉におけるトロイダルのリップルは1%以下であり、1度以下の角度で垂直方向入射で十分と考えられる。また入射エネルギーを少しでも低くし中性化効率の高い低エネルギー入射とすべきと考え垂直に近い入射とした。

入射エネルギー決定に関しては、できる限りプラズマ中心部までビームが達し得ること、しかしプラズマを通過してしまうビームは少ないことが効果的な加熱の点から望ましい。速度 v_0 の中性ビームがプラズマ中へ浸透する距離は、減衰厚 T によって示される。⁽²⁾

$$T = \frac{v_0}{\langle \sigma v_r \rangle} \quad \text{cm}^{-2}$$

v_r は反応する粒子との相対速度、相手は分布をもったプラズマであるので分布で平均した反応率パラメータを使用する。実際に $1/e$ に減衰する距離はプラズマの密度 n_e で割った値 T/n_e である。温度 100 keV 以上で主として効くのはイオンによる電離であり $T \sim 1/\sigma$ で表わすことができる。 $T/n_e \sim a/2$ とすると⁽³⁾ $a = 150 \text{ cm}$ であるので、 $T \sim 7.5 \times 10^{15} \text{ cm}^2$ となる。したがって $\sigma \sim 1.33 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ であり、断面積がその程度の値となるためにはビームのエネルギーは水素ならば 100 keV 、重水素で 200 keV 以上が必要であり、⁽⁴⁾ この設計ではできるだけエネルギーを低く抑え中性化効率の高い所をねらい 200 keV を採用した。加熱分布についての詳しい検討は行っていないが、もう少し高エネルギーが必要となる可能性はあり、その場合には現在の D^0 ビームと直接変換装置の組合せとするか、分子または負イオンの応用の選択が必要となるであろう。

8.2 全体設計

8.2.1 最適パラメータの選定

前節で示された中性粒子入射加熱装置に対する炉心からの設計条件に従い、本節では装置の主要構成要素であるイオン源、エネルギー回収系、真空排気系等の仕様の決定を行う。尚、設計に当っては、各部圧力、寸法配分等についてパラメータ・サーベイを行い最適化を目指した。多数のパラメータが存在するため考察は非常に複雑になるので、以下の量は固定するが、設計の際に固定したパラメータの変化の影響が理解し易いと思われるものについては、適宜にパラメータ・サーベイの結果を記す。

トーラス内圧力	$P_2 = 10^{-5} \text{ Torr}$
中性化セルとドリフト管長の和	$\ell_1 + \ell_2 = 6.5 \text{ m}$
一ポート当りの総排気速度	$S_{\text{total}} = 10^6 \text{ l/S}$
イオン源の引出し電流密度	$j_s = 0.1 \text{ A/cm}^2$
等価電流効率	$\eta = 0.147$

S_{total} の制限はこれ以上の値はエネルギー回収電極での真空コンダクタンスの確保が困難となるためである。 j_s は加速電極の冷却能力から上限が課せられる。 η についてはビーム断面の両方向共にパワーの95%が通過してトーラス内に入射できる様に設計する場合に対応している。但しビームの電流分布はガウス分布であるとした。

実験炉の入射装置に要求される入射パワーは、運転方法の違いにより若干の差があり27～33 MWである。本設計に於いては上述の理由及びイオン源の故障時の予備を考慮して、入射パワーは45 MWに設定した。これは30 MWの定格出力に対しては50%の余裕をとった事に対応する。

設計の基本方針は次の通りである。

- (1) トーラスに流入するガス流量と中性粒子ビームとの流量比は出来る限り小さくする。
- (2) ビーム発散による損失及び中性粒子ビームの再電離損失は出来る限り小さくする。
- (3) イオン源として現状のものより余りにもかけ離れた性能のものが要求される設計は行わない。
- (4) (1)～(3)の要請を満足するために構造上の均衡が破壊されるような設計は避ける。

以上の基本方針に基いて設計されるべき、中性粒子入射加熱装置の要素は、

- イオンビームを生成、加速するイオン源
- イオンビームを中性化する中性化セル
- 中性化しないイオンビームのエネルギーを回収するエネルギー回収系と、イオン源からの流出ガス及び回収ビームを排気するための真空排気装置
- トーラスからのT, DT等の水素同位体が逆流する事を減少させるドリフト管
- その他の真空容器、冷却配管、磁気遮蔽、構造支持材等

である。

本設計では以下の量を設計パラメータとして考察する。

エネルギー回収系の圧力

P_1

中性化セル長	ℓ_1
ドリフト管長	ℓ_2
一ポート当りのイオン源分割数	N_s
入射装置全体としてのガス効率	ξ_0

入射装置内の各部の圧力，流量及び排気速度の間には次の関係式が成立する。(Fig. 8.2.1 参照)

$$\left. \begin{aligned}
 Q_i &= C_2 (P_1 - P_2) & Q_c &= C_1 (P_0 - P_1) \\
 Q_p &= Q_c + (1 - \eta) \Gamma - Q_i \\
 \Sigma &= \frac{1}{2} (P_0 + P_1) \ell_1 \\
 S &= \frac{Q_p}{P_1} = \frac{1}{P_1} [Q_c + (1 - \eta) \Gamma - Q_i] \\
 S_{\text{total}} &= N_s^i \cdot S
 \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

中性化セルとドリフト管は，それ等を複数個束ねる際の容易さ及び後述する様にイオン源の引出し電極にスリット形状を採用する理由で，矩形導管が有利である。この時双方の真空コンダクタンスは質量数 M の気体に対して

$$C_1 = C'_0 \frac{A^2}{H \ell_1}, \quad C_2 = C'_0 \frac{A^2}{H \ell_2}, \quad C'_0 = \frac{166.7}{2\sqrt{M}} \alpha \quad (2.2)$$

となる。但し $A = ab$, $H = (a + b)/2$ で α は 1.1 ~ 1.5 の値をとる断面係数で断面の偏平度に依存する。

一ポート当りの入射中性粒子ビームの等価全流量を Γ_0 とし，ビームと流入ガスの流量比，即ち入射装置全体のガス効率を ξ_0 ($\xi_0 = \Gamma_{\text{inj}} / Q_i = \Gamma_0 / N_s Q_i$) で表わせば，前式より一ポート当りの総排気速度は次式となる。

$$S_{\text{total}} = \frac{\Gamma_0}{P_1} \left[\frac{1}{\xi_0} \left(2 \frac{\ell_2}{\ell_1} \frac{\Sigma / \ell_1 - P_1}{P_1 - P_2} - 1 \right) + \frac{1 - \eta}{\eta} \right] \quad (2.3)$$

Table 8.2.1 に示す無次元を行って，エネルギー回収系での圧力 P_1 (ρ) について上式を解くと

$$\rho = \frac{1}{2} \left[1 + \beta - \frac{2 - \lambda}{\lambda} \frac{1}{S_t \xi_0} + \sqrt{\left(1 + \beta + \frac{2 - \lambda}{\lambda} \frac{1}{S_t \xi_0} \right)^2 - 4 \left\{ \beta - \left(1 + 2 \frac{1 - \lambda}{\lambda^2} \sigma \right) \frac{1}{S_t \xi_0} \right\}} \right] \quad (2.4)$$

となる。 $\rho - \lambda$ の様子を ξ_0 をパラメータとして， $\eta = 0.147$ (本設計での値)， $P_2 = 1.0 \times 10^{-5}$ Torr， $\Sigma = 0.48$ Torr $\cdot$ cm (90% 平衡)， $\ell_0 = 650$ cm 及び $S_{\text{total}} = 1.0 \times 10^6$ ℓ/s ， 1.5×10^6 ℓ/s の双方に対して Fig. 8.2.2, Fig. 8.2.3 に示す。排気速度が大きくなるとエネルギー

回収系の圧力は低下する。又、 ξ_0 の効果はそれ程大きくない。両図より $\lambda=0.4\sim 0.7$ ($\ell_1=2.4\sim 4.5\text{ m}$) の範囲で $P_1=1.0\times 10^{-4}\text{ Torr}$ の圧力が実現される事が分る。

次にイオン源の引出し電流密度 j_s と一ポート当りの分割数 N_s の関係について調べてみる。一ポート当りの全引出し電流値を I_s , 電極の穴面積と全面積 A (中性化セル及びドリフト管の断面積と等しい) との比を f とする。 f はトランスベアレンシーの逆数に対応し、例えば 40% トランスベアレンシーの場合 $f=2.5$ である。 j_s と A は次の関係を有する。

$$j_s A = \frac{f I_s}{N_s} \quad (2.5)$$

一方、矩形導管を通してのトーラスへのガス流入量は

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma_0}{N_s \xi_0} &= Q_i = C_1 (P_1 - P_2) \\ &= C'_0 \frac{A^2}{H \ell_2} (P_1 - P_2) \\ &= C'_0 (f I_s)^2 \frac{P_1 - P_2}{j_s^2 H \ell_2 N_s^2} \end{aligned} \quad (2.6)$$

と書き表わす事ができる。即ち

$$j_s^2 H = C'_0 (f I_s)^2 \xi_0 \frac{P_1 - P_2}{N_s \ell_2 \Gamma_0} \quad (2.7)$$

ところで、 $A=a \cdot b$, $H=\frac{a+b}{2}$ であるから、二次方程式の根と係数の関係より a , b は H , A を夫々一次の係数、定数項とする二次方程式の根として得られる。従って a , b が実根となる為の条件

$$H^2 - A \geq 0$$

よりイオン源の分割数に最大値が存在する事になる。即ち

$$N_s \leq C'_0{}^2 (f I_s)^3 \frac{(P_1 - P_2)^2}{\ell_2^2 \Gamma_0^2} \frac{\xi_0^2}{j_s^3} \quad (2.8)$$

Table 8.2.1 に示した無次元化を行うと上式は

$$N_{s, \max} = \frac{C_0^2}{S_0^2} \left(\frac{\rho-1}{1-\lambda} \right)^2 \frac{\xi_0^2}{j^3}, \quad N_s \leq N_{s, \max} \quad (2.9)$$

となる。 $f=2.5$ (40% トランスベアレンシー), $S_{\text{total}}=1.0\times 10^6\text{ l/s}$ の場合について $N_{s, \max}$ の様子を Fig. 8.2.4 に示す。図で一つの ξ_0 に対しては対応する曲線より下の領域が実現可能域である。 $j_s=0.025$ 及び 0.05 A/cm^2 に対しては極めて多数のイオン源の分割が可能である。逆に $j_s=0.2\text{ A/cm}^2$ では極く僅かの分割しか許されない。これは反面 (2.9) 式からも分る様に、イオン源の引出し電流密度 j_s を大きくとれば、極めて入射装置のガス効率 ξ_0 の高い設計が可能である事を示しており、冷却が可能な限りイオン源の引出し電流密度を高める事が望ましい。

イオン源の分割数を $N_{s, \max}$ 近くに選ぶ事は、正方形に近いダクト断面形状とする事に対応し、後述する様にエネルギー回収の面からは望ましくない。

$$S_{\text{total}} = 1.0 \times 10^6 \text{ l/s}, \quad j_s = 0.1 \text{ A/cm}^2, \quad f = 2.5$$

として、 $N_s = 12$ と 15 の場合について、前述の A と H から求めた断面の寸法を Table 8.2.2 に示す。

長辺の長さが 100 cm を越える様な形状では、トーラスへの入射口もこれに対応してかなりの大きさになる事が予想される。従って $P_1 = 5.0 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ 以下での設計は極めて困難である。

最後にイオン源のガス効率 ξ_s と動作圧力 P_s の関係を調べてみる。 ξ_s と P_s は引出し電極の真空コンダクタンス C_e 、流出ガス量 Q_c 及び引出し直後の圧力 P_0 により決定される。今、イオン源の引出しスリット面積を A_e 、加速段数を N_e 段とすると、

$$C_e = \frac{62.5}{\sqrt{M}} A_e \frac{1}{N_e + 2} = \frac{62.5}{\sqrt{M}} \frac{I_s}{N_s j_s} \frac{1}{N_e + 2} \quad (2.10)$$

である。従ってイオン源の動作圧力 P_s は

$$P_s = P_0 + \frac{Q_c}{C_e} = 2 \frac{\Gamma_0}{N_s \xi_0} \frac{\ell_2}{\ell_1} \frac{\Sigma/\ell_1 - P_1}{P_1 - P_2} \left\{ \frac{\sqrt{M}}{62.5} \frac{N_s (N_e + 2) j_s}{I_s} + \frac{N_s \xi_0}{\Gamma_0} \frac{\ell_1}{\ell_2} (P_1 - P_2) \right\} + P_1 \quad (2.11)$$

他方、ガス効率 ξ_s は次式で定義される。

$$\xi_s = \frac{\Gamma}{\Gamma + Q_c} = \frac{1}{\eta} \frac{1}{\frac{P_1}{\Gamma_0} S_{\text{total}} + \frac{1}{\xi_0} + \eta} \quad (2.12)$$

無次元化を行うと以上の二式は

$$\rho_s = 2 \frac{\Gamma_0}{Q_0} (N_e + 2) j \frac{1}{\xi_0} \frac{1 - \lambda}{\lambda} \frac{\sigma/\lambda - \rho}{\rho - 1} + 2 \frac{\sigma}{\lambda} - \rho \quad (2.13)$$

$$\xi_s = \frac{1}{\eta} \frac{1}{S_t \rho + \frac{1}{\xi_0} + \eta} \quad (2.14)$$

$\eta = 0.147$ 及び $S_{\text{total}} = 1.0 \times 10^6 \text{ l/s}$, $1.5 \times 10^6 \text{ l/s}$ の双方について、 ξ_0 と ρ をパラメータとした ρ_s と ξ_s の関係を Fig. 8.2.5, Fig. 8.2.6 に示す。但し $N_e = 4$ とした。これによると ρ をパラメータとした曲線は、イオン源の動作圧力に極小点を有し、この曲線に沿って ξ_0 を増加させてもガス効率は一定値に落ち着くのみで 1 に近づくことはない。後述する様にイオン源の引出し電極への熱入力、電極間の圧力に比例するので、動作圧力を下げる方が有利である。即ち P_s の極小点近傍で設計する事が望ましい。

8.2.2 ビームの焦点位置と入射口の寸法

一個のイオン源からのビームの全体的な拡がり、は、各ビームレットの固有の拡がり、とビームレットのビーム中心からのずれの効果との和となる。引出し穴は長方形ビームに適合し易いスリット型を採用する。ビームレットの発散はORNLの標準スリットでの値、即ち $1/e$ 幅でスリット方向に 0.4° 、直角方向に 1° ⁽⁵⁾が実現可能であるとして、各ビームレットの焦点位置の取り方によっては入射口の形状、大きさは大きく変化する。本設計ではスリット方向はドリフト管出口に、スリットと直角方向には焦点位置以前は平行ビームとなる様に焦点位置を決定する。

8.2.3 磁気遮蔽

実験炉に於いてはボロイダルマグネットは空心コイルを使用している為、外部には比較的大きい値のボロイダル磁場が漏洩し、入射装置の中性化セル部では最大約450 Gaussと見積られている。磁性体中の空洞内での磁場は、減磁率を N_m とすると

$$H_c = \frac{H}{1 + N_m (\mu_s - 1)} \quad (2.17)$$

で表わされ、 $14\text{ cm} \times 60\text{ cm}$ のダクト断面寸法の空洞とすると N_m は約0.05である。又、軟鉄の場合 $\mu_s = 1000$ として $H = 450\text{ G}$ では $H_c = 8.83$ Gaussと減磁され、 200 keV の重水素イオンのラーモア半径は 103.6 m と非常に大きくなり磁気遮蔽は充分可能である。中性子遮蔽をも兼ねた軟鉄製の磁気遮蔽の様子をFig. 8.2.7に示す。軽量化のために空洞を設けている。

8.2.4 設計値の選定

以上の考察をもとに1ポート当たりのイオン源分割数については、入射パワーに50%の余裕をつけることとし、 N_s として12を採用した。その結果1イオン源の電流値は32 Aと適当と思われる値となった。

エネルギー回収系の圧力については回収系およびドリフト管での再電離、荷電交換反応をできるだけ低くするためには低い方が良いが、低くする方法としてはここでの制限の範囲では引出し面を偏平にする解となり、ソースプラズマ発生面から不利であり、本設計では 8×10^{-5} Torrとした。この圧力を比較的低くしたのでガス効率は一層良くなり、 $\ell_1 = 4.5\text{ m}$ 、 $\ell_2 = 2\text{ m}$ に対し $\xi_0 = 1.0$ が可能となった。

この圧力に対してFig. 8.2.5にイオン源の動作圧力 P_s と ξ_s の関係をみると P_s をほぼ最小とする $P_s = 4.5 \times 10^{-3}$ Torr、 $\xi_s = 0.41$ である。イオン源の引出し面、ダクトの断面寸法は一応下記の値となる。

中性化セル, イオン源	60 cm × 14 cm
ドリフト管	60 cm × 16.5 cm

ドリフト管を16.5 cm幅としたのはビームの95%を通過させるためである。

この時、一ポート当りの排気速度、各種効率等は以下の通りである。

$$C_1 = 2243 \text{ l/s } (\alpha = 1.27)$$

$$C_2 = 6621 \text{ l/s } (\alpha = 1.24)$$

$$Q_i = 0.463 \text{ Torr} \cdot \text{l/s}$$

$$Q_c = 4.426 \text{ Torr} \cdot \text{l/s}$$

$$Q_p = 6.538 \text{ Torr} \cdot \text{l/s}$$

$$S_{\text{total}} = 9.81 \times 10^5 \text{ l/s}$$

$$\xi_0 = 0.959$$

$$P_s = 4.51 \times 10^{-3} \text{ Torr}$$

$$\xi_s = 0.407 \text{ (40.7\%)}$$

なお入射加熱装置全体の断面図を Fig. 8.2.8 に、また主要設計値を Table 8.2.3 に示す。
各コンポーネントの詳細については 8.3 以後で述べる。

Table 8.2.1 Symbols used in the parametric survey

Quantities	Symbol	Dimensionless values
Extracted current density of ion source	j_s	$j = j_s/j_0$, $j_0 = 0.1 \text{ A/cm}^2$
Pressure in direct converter	P_1	$\rho = P_1/P_2$
Pressure in ion source	P_s	$\rho_s = P_s/P_2$
Length of neutralizing cell	ℓ_1	$\lambda = \ell_1/(\ell_1 + \ell_2)$
Pumping speed per injector unit	S_{total}	$S_t = S_{\text{total}} P_2/\Gamma_0$
Line density of neutralizing cell	Σ	$\sigma = \Sigma/P_2\ell_0$

$$\frac{C_0}{S_0} = C_0' \frac{P_2}{\Gamma_0} \left(\frac{f I_s}{j_0} \right)^{3/2} \frac{1}{\ell_0}$$

Table 8.2.2 Beam duct cross-sections obtained by eq. (2.6), (2.7) for various P_1 and ξ_0 when j_s , S_{total} , f and N_s are given. Units are in mm. $N_s = 12$

$P_1 \backslash \xi_0$	1.0	1.5	2.0
5.0×10^{-5} Torr	103.3 8.34	121.8 7.08	137.3 6.28
7.0×10^{-5}	57.95 14.87	76.35 11.29	91.40 9.43
1.0×10^{-4}	51.00 16.89	74.26 11.60	88.58 9.73

 $N_s = 15$

$P_1 \backslash \xi_0$	1.0	1.5	2.0
5.0×10^{-5} Torr	80.80 8.51	95.88 7.19	108.5 6.35
7.0×10^{-5}	41.74 16.51	58.29 11.83	70.95 9.72
1.0×10^{-4}	34.11 20.21	56.49 12.20	72.75 9.48

Table 8.2.3 Design parameters of the neutral beam injection system

Main Parameters		Neutralizing Cell	
Injection power (MW)	33	Length (m)	4.5
Injection energy (keV)	200	Cross-section (mm ²)	40×600
Number of injection ports	4	Line density (torr-m)	0.48
Duty cycle	310s/420s	(90% of equilibrium cell)	
Equivalent current efficiency	0.15	Neutralization efficiency	0.17
Power efficiency	0.4	Gas flow rate (torr.ℓ/s)	4.4
Number of ion sources/port	12		
Ion Source		Direct Energy Converter	
Ion current/ion source (A)	32.1	Converter power output (MW)	142
Extracted current density (A/cm ²)	0.1	Conversion efficiency	0.8
Gas efficiency	0.41	Pressure in direct converter (torr)	8×10 ⁻⁵
Beam divergence			
Parallel to slits	0.4°	Cryo-pump (Capacities/Port)	10 ⁶
Perpendicular to slits	1.0°	Pumping speed (ℓ/s)	81
Number of slits/ion source	40	Gas flow rate (torr.ℓ/s)	93
Cross-section of slits (mm ²)	7×115	Heat input to cryo-panel (W)	7.6
Number of electrodes	6	Heat input to LN ₂ Baffle (kW)	
Electrode potentials referred to the first electrode (keV)		Drift Tube	
		Inlet pressure (torr)	8×10 ⁻⁵
		Outlet pressure (torr)	1×10 ⁻⁵
		Length (m)	2.0
		Cross-section (mm ²)	165×600
Transparency (%)	38.3		

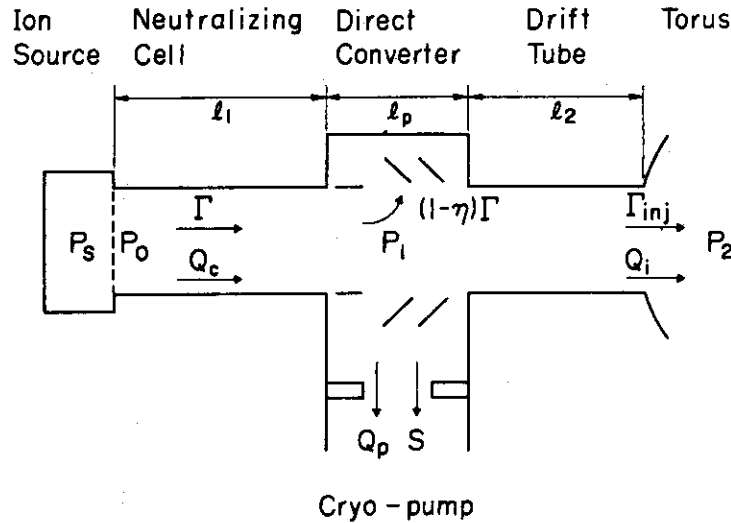


Fig. 8.2.1 Gas flow and pressure distribution in the neutral beam injector.

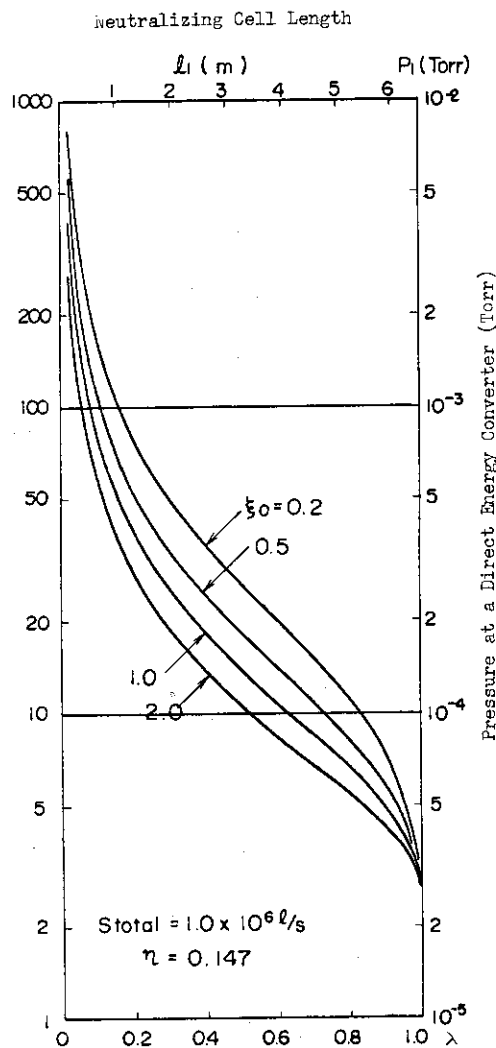


Fig. 8.2.2 Direct converter pressure as a function of neutralizing cell length for $S_{\text{total}} = 1.0 \times 10^6 \text{ litre/s}$

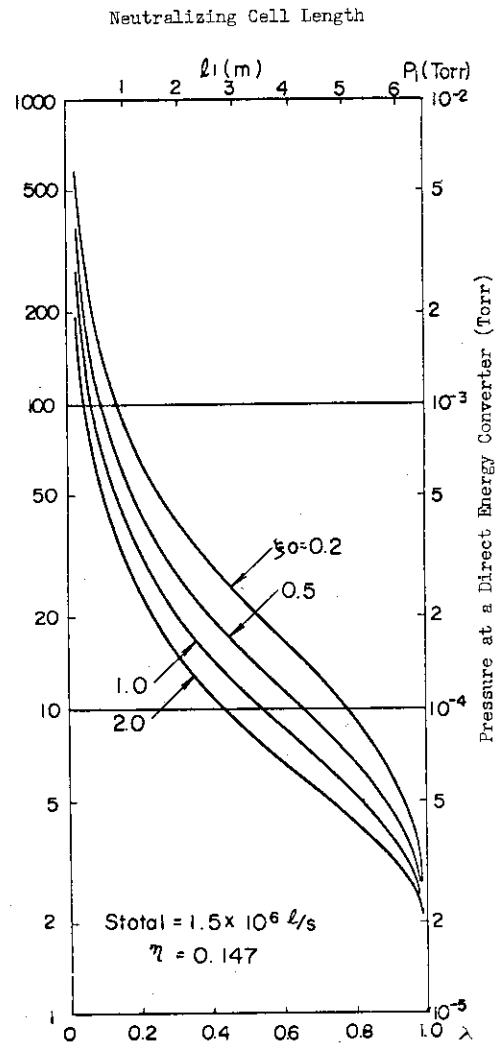


Fig. 8.2.3 Direct converter pressure as a function of neutralizing cell length for $S_{\text{total}} = 1.5 \times 10^6 \text{ litre/s}$

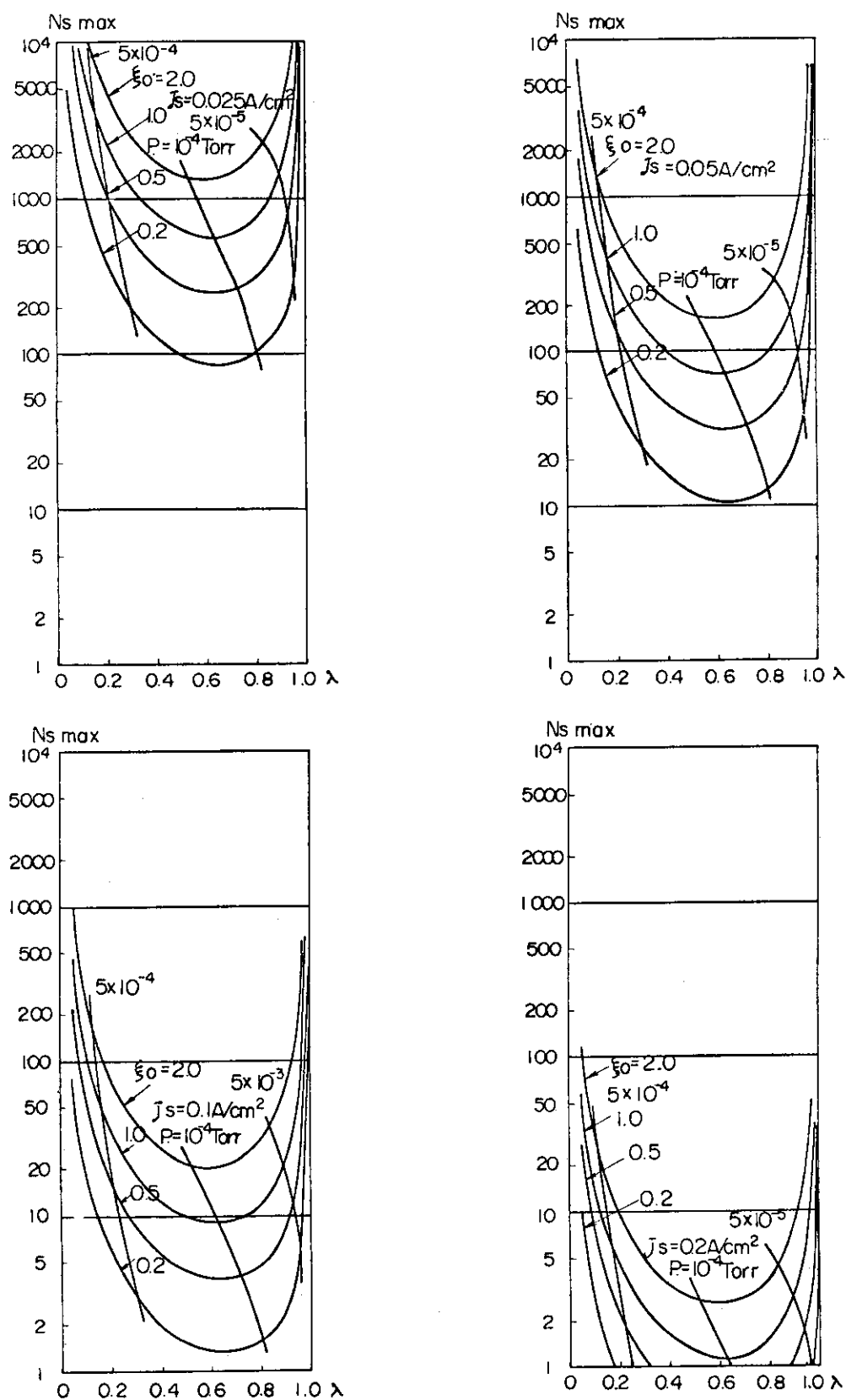


Fig. 8.2.4 Allowable number of ion sources per injection port as a function of neutralizing cell length for $S_{\text{total}} = 1.0 \times 10^6$ litre/s

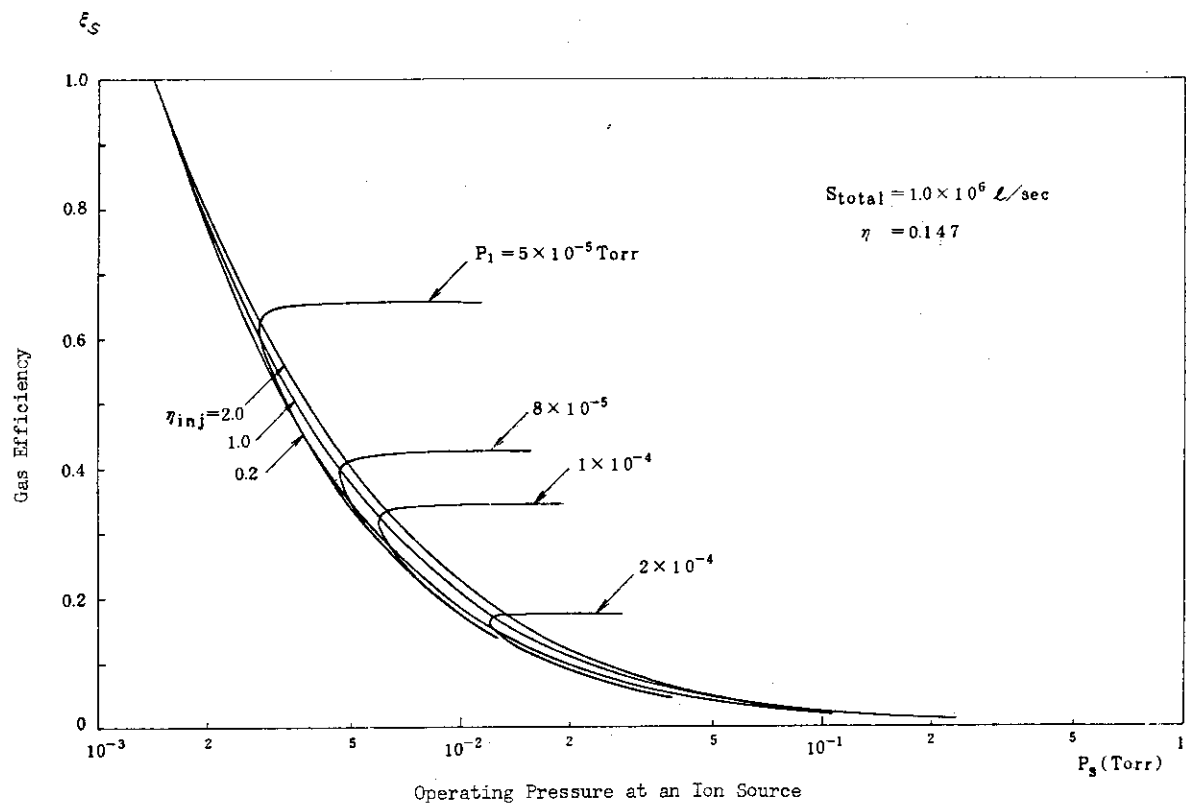


Fig. 8.2.5 Relations between the operating parameters of ion sources and the pumping conditions in the case of $S_{\text{total}} = 1.0 \times 10^6$ litre/s

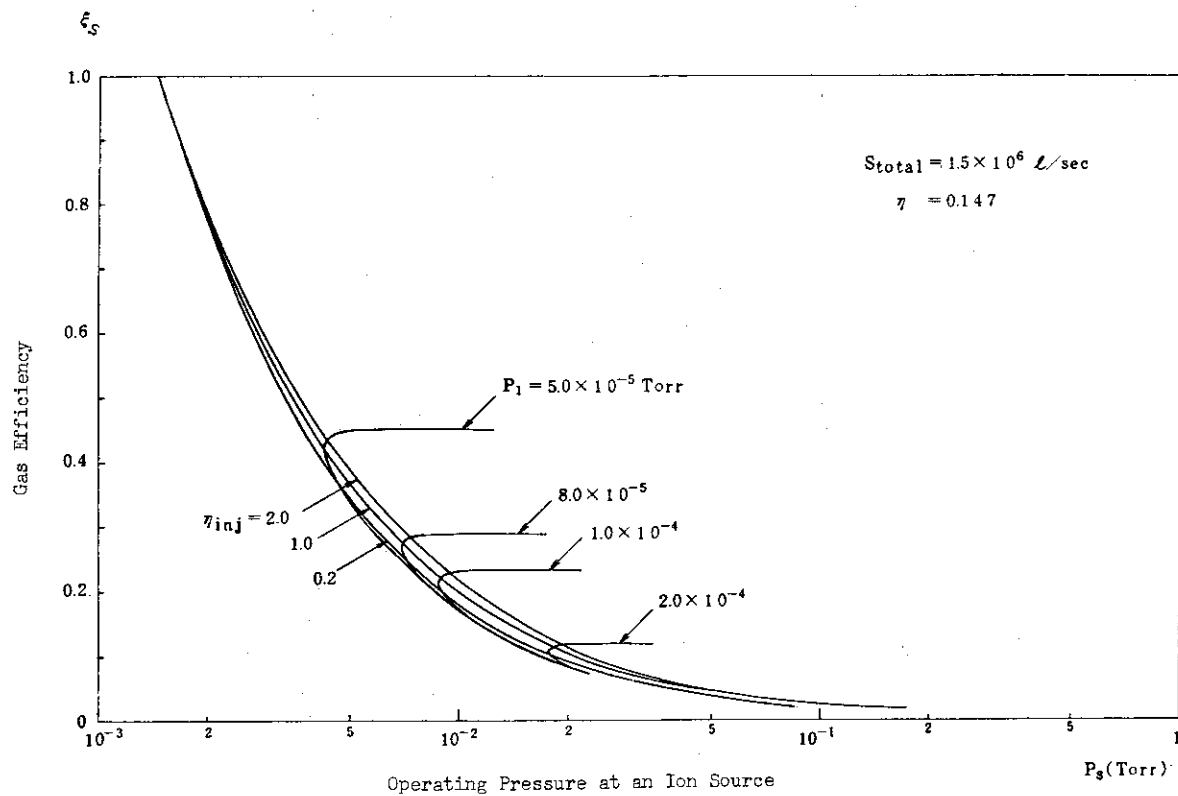


Fig. 8.2.6 Relations between the operating parameters of ion sources and the pumping conditions in the case of $S_{\text{total}} = 1.5 \times 10^6$ litre/s

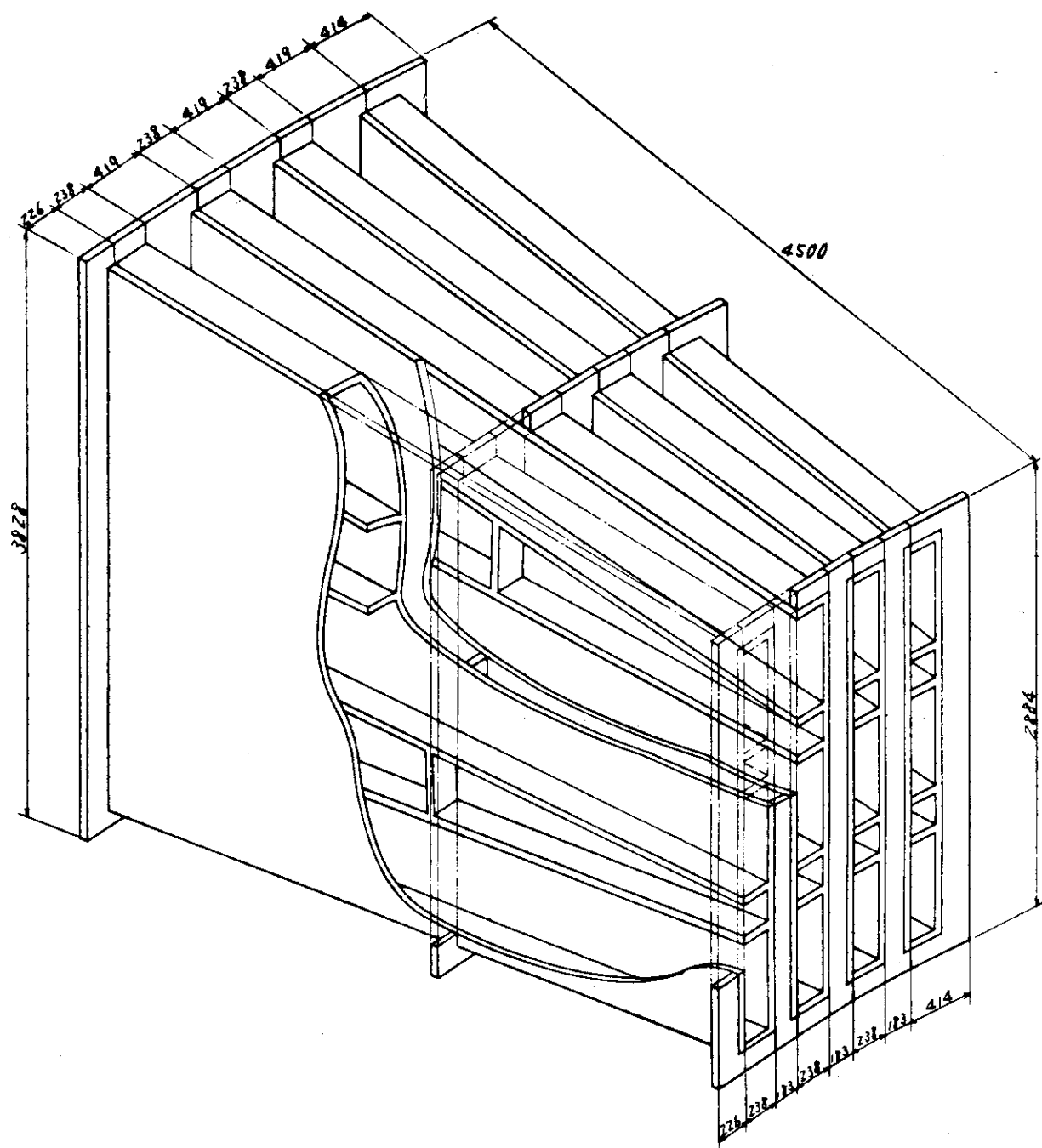


Fig.8.2.7 Overview of a magnetic shield against poloidal field leakage

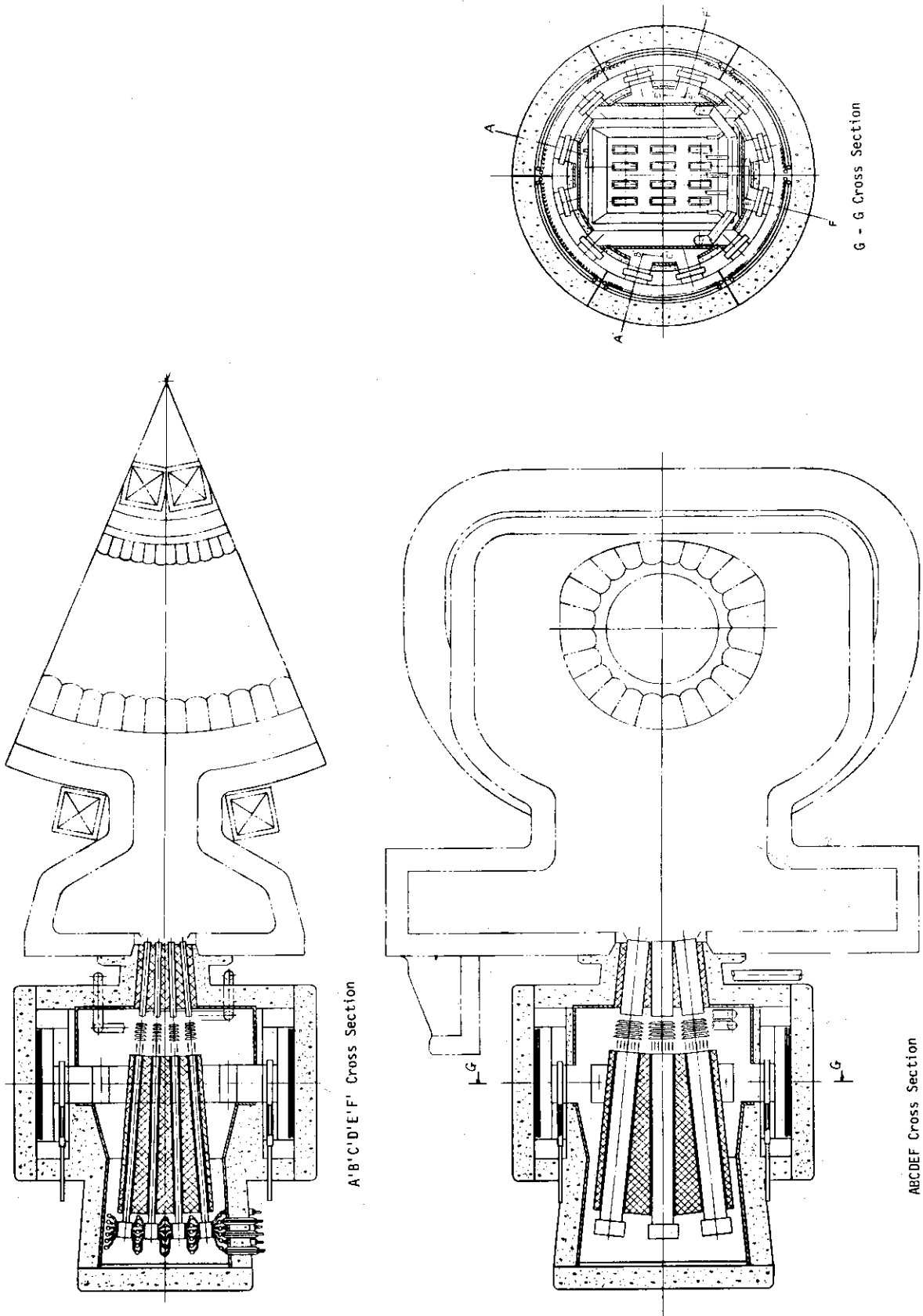


Fig.8.2.8 Cross sectional view of a designed neutral beam injector

8.3 イオン源

8.3.1 放電部設計

前節に於いて全体設計からのイオン源への要請が為された。即ち

動作圧力	$4.51 \times 10^{-3} \text{ Torr}$
ガス効率	40.7%
引出し電流密度	0.1 A/cm^2
引出し全電流	32.1 A

イオン源を設計する上での最重要な問題は、所定の電流密度を引出し得る一様で大容量のプラズマの発生と十分な収束能力の電極形状の発見の二点である。後者については計算機シミュレーションによって為されるが、4段加速のプログラムが未完成なので、本設計では一段加速での経験則に基いて行った。前者のプラズマ発生方法の違いにより、現在の大電流イオン源はL B L型⁽⁶⁾とDuoPIGatron(ORNL等)⁽⁷⁾の二種に大別される。いずれの場合も放電室の圧力は略 10^{-2} Torr で、これ以下では分子、電子衝突の平均自由行程が大きくなり、比較的電離効率の高いDuoPIGatronに於いても、 $5.0 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ が下限であろう。放電室の圧力が高くなると必然的にガス効率が低くなり、前記の要請を満足する事ができない。又、後述する様に加速電極の熱負荷は電極間の圧力に比例するので、この理由からも放電室の圧力は低い方が有利である。

10^{-3} Torr 程度以下の圧力で持続する放電形式としては a) PIG放電, b) ECRを利用した高周波放電, c) ホローカソード放電がある。PIG放電では0.1 T程度以上の磁場が必要であり、又、イオン温度が数百 eVと高いために収束性能が悪くなり本設計で適しているとは言えない。ECRを利用したイオン源は 10^{-4} Torr 前後でのデータはあるが、 10^{-3} Torr 程度でのデータが不足し、又、圧力が上昇すると引出し電流密度が減少する傾向に⁽⁸⁾あり、やはり性能的に不足する。ホローカソード放電はホロー陰極効果を利用するもので、陰極電流密度の上昇、放電維持電圧の減少、電子密度の増大等の現象が現われる。⁽⁹⁾ 経験的には両電極間の距離をdとすると、 $Pd < 1 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$ でホロー陰極効果が顕著となる。静止ガス中の放電では圧力が高くなり低気圧放電に適しているとは言えないが、ホローカソードから気体を供給すれば、カソード部のコンダクタンスが小さいためにホローカソード以外の圧力を例えば $5.0 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ に維持して放電が可能となる。更に、酸化物陰極を使用していないので陰極の寿命は飛躍的に長くなる。ホローカソードを用いた微少電流イオン源としてはイオンスラストの例があるが、本設計では複数個のホローカソードを使用して大電流化を行った。Fig. 8.3.1にイオンスラスト用のホローカソードイオン源の特性を示す。⁽¹⁰⁾ ホローカソードイオン源は、ホローカソードを電子供給源としている点を除けば、酸化物陰極を用いているDuoPIGatronと基本的には類似している。

Fig. 8.3.1 に示したイオンスラスト用のホローカソードイオン源のデータに基いてNBI用の大電流イオン源を設計する。ホローカソード断面積 $4.91 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ ($\phi 0.025 \text{ cm}$)の放電から40 mAのビームが引出せるものとする。従って、イオン源1台当りのビーム電流値32.1 Aを賄うためには $3.94 \times 10^{-1} \text{ cm}^2$ のホローカソード断面積が必要である。この電気

的特性と真空面からの要請 ($P_s = 4.51 \times 10^{-3}$ Torr, $\xi_s = 40\%$) 及びホローカソード効果の顕著となる条件 $Pd \approx 0.1$ Torr・cm を整合しなければならない。Fig. 8.3.2 に示す様に断面 ($d_1 \times d_2$, $d_1 \ll d_2$) を有するホローカソードを N_c 個使用するものとして、

$$N_c d_1 d_2 = 3.94 \times 10^{-1} \text{ cm}^2$$

$$Q_{\text{total}} = \frac{Q_c}{1 - \xi_s} = 7.46 \text{ Torr} \cdot \ell / s$$

$$Q_{\text{total}} = C(P_R - P_s) \quad (P_s = 4.51 \times 10^{-3} \text{ Torr})$$

$$C = \frac{166.7}{\sqrt{M}} \alpha \frac{d_1^2 d_2^2}{d_1 + d_2} \frac{1}{K} N_c \left(K = \ell + \frac{\delta}{3} \alpha \frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2} \right)$$

$$\frac{P_R + P_s}{2} d_1 \approx 0.1 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$$

$N_c = 12$, $d_1 = 0.1 \text{ cm}$, $d_2 = 0.325 \text{ cm}$ と設定して他の値を決定する事にする。 $P_R \gg P_s$ とすると, $P_R \cdot d_1 \approx 0.2$ 即ち $P_R \approx 2 \text{ Torr}$ となる。ホロー部の長さ ℓ は

$$C \approx \frac{Q_{\text{total}}}{P_R} = \frac{7.46}{2} = 3.73 \quad \ell / s$$

であるから

$$K = \frac{1}{C} \frac{166.7}{\sqrt{M}} \alpha \frac{d_1^2 d_2^2}{d_1 + d_2} N_c = 0.81 \quad \text{cm}$$

$$\ell = K - \frac{8}{3} \alpha \frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2} = 0.56 \quad \text{cm}$$

となる。Fig. 8.3.3 にホローカソード部の拡大図を, Fig. 8.3.4 に放電部の全体構造を示す。

8.3.2 加速電極設計

イオンオプティックスの立場から、三電極一段加速については実験、計算機シミュレーションの結果が豊富に得られている。多段加速についてはいくつかの計算機シミュレーションの例があるが実験結果は殆んど見当らない。従って本設計に於いては、一段加速で得られた結果と、最近日本原子力研究所加熱工学研究室で行われた四電極二段加速の計算機シミュレーション結果⁽¹⁾を考慮し加速電極系の設計を行った。即ち、ビーム発散を小さくするには、第1段目のアスペクト比を小さくし、2段目の電極間距離を絶縁が持つ程度に小さくし、極間の電界比 $f = E_1/E_2$ を1より小さくすれば良い。

良く知られた様に引出し電流密度は空間電荷制限則に従う。

$$j_s = P \frac{V^{3/2}}{d^2}$$

ビームの収束が最良である場合のパービアンズ P は、電圧、電極間距離が変化してもアスペク

ト比が一定ならば変化しない。又、一個の穴から取り出せる電流値は一定である。一方、収束性能の面からはアスペクト比が小さい方が有利であるが、他方電極への熱負荷の面からはむしろアスペクト比が大きい方が冷却が簡単となる。本設計では冷却能力の制限からアスペクト比としては0.75を採用した。又、パービアンスの値はJAERI-M 6670にも引用されているORNLでの標準電極での値を用いる。即ち重水素ビームに対して $P=3.36 \times 10^{-1}$ [A/kV^{3/2}]である。この値のパービアンスを有する空間電荷制限電流の式に $j_s=0.1$ A/cm²を代入して、スリット幅 r_1 と電極間距離 d_1 を求めるとTable 8.3.1の如くなる。なお表の第4段の P_{sc} は後に述べる様な方法で推定されたビームの散乱パワー密度で、%表示は P_{sc} のビームパワー $j_s V_1$ に対する割合である。又、最下段はCulham研究所で見出された絶縁式 $V=60\sqrt{d}$ ⁽¹²⁾ (kV, cmで測る)から許される最小電極間距離である。

d_1/d_{crit} の比は V_1 が増大するにつれて徐々に1に近着き、絶縁能力から許される最高電圧は

$$V_{1, crit} = \left(\frac{60^2 \times P}{j} \right)^{1/2} = 146 \quad \text{kV}$$

である。

二段目以降の電極間距離と電圧は絶縁能力の限界に近いところで設計する。Table 8.3.2に前述のCulhamでの式から求められた d_{crit} の値と、 P_{sc} が60 W/cm²となる圧力の値を示す。

各電極への熱負荷を略等しくするには、後段にはる程圧力が減少しているので、電極間電圧を徐々に増大すれば良い。本設計に於いては各段の電圧配分を40, 50, 55, 60, -5 kVとする。減速電圧 V_{decel} は中性化セル内で発生した電子の逆流を防止する為には ⁽¹³⁾

$$|V_{decel}| > \frac{j \left(\frac{r}{2} \right)^2}{2\epsilon_0 \sqrt{\frac{2eV}{m_D}}} \simeq 160 \quad \text{V}$$

以上が必要であるが、余裕をとって-5 kVとした。しかし収束性能からは低い方が良く、現場での調整が必要であろう。加速電極の配置と圧力の様子をFig. 8.3.5に示す。尚、アスペクト比0.75、一段目加速電圧 $V_1=40$ kV ($r_1=0.7$ cm)とした時、スリット長 L (cm)と本数 n との間とは

$$0.7 \times L \times n \times 0.1 = 32.1 \quad (\text{A})$$

$$n \cdot L = 458.6 \quad \text{cm} \cdot \text{本}$$

が成立するが、中性化セルの断面形状12 cm × 60 cmを考慮して $n=40$, $L=11.5$ cmとする。この様子はFig. 8.3.6に示されている。

8.3.3 加速電極系への熱入力の評価

イオンビームが残留ガス中を進むときガスの電離又は荷電交換によって速度の遅いイオンが発生し、このスローイオンが加速されて電極に衝突して熱エネルギーとなると同時に二次電子を放出させる。この二次電子は電界により加速され対向電極の熱負荷となる。低速イオン生成

の断面積を $\sigma(V)$ とすると加速電極間でビームに垂直な単位面積、単位時間内に発生するイオン数は $\frac{1}{e} j_s n d \sigma(V)$ である。この低速イオンが全て電極入射するとすれば、 $\frac{1}{e} j_s n d \sigma(V) r(V)$ 個の二次電子が発生する。これ等の低速イオン、二次電子による電極への熱入力は次式で与えられる。⁽¹⁴⁾

$$P_{sc} = j_s n d \left[\frac{1}{V_0} \int_0^{V_0} \sigma(V) V dV + \int_0^{V_0} \sigma(V) r(V) dV \right]$$

$$\approx j_s n d \left[\frac{1}{2} + \bar{r} \right] \bar{\sigma} V_0 \quad [W/cm^2]$$

上式は生成した低速イオンが全て電極に衝突するとしたので必ずしも正確ではないが、 j_s , n , d , V_0 への比例関係は正しいと考えられる。従ってこの比例関係のみを維持して、Culhamで行われた実験と定量的に一致する様に比例係数 β を決定する。但し残留ガス密度 n の代りに圧力 P を使用する。Culhamでの実験では電極間の圧力が不明であるが、平均として 8×10^{-3} Torr 程度と推定される。即ち、 $P \approx 8 \times 10^{-3}$ Torr, $d = 0.53$ cm, $j = 0.1$ A/cm², $V = 21$ kV で P_{sc} はビームパワーの1%以下となっている。仮に1%とすると

$$\beta P d = 0.01 \quad \therefore \beta = 2.358 \quad 1/\text{Torr} \cdot \text{cm}$$

故に

$$P_{sc} = 2.358 j_s P d V$$

先に記した P_{sc} はいずれも上式によって計算したものである。

ところで減速電極への熱入力の主として中性化セルで発生した低速イオンの逆流によるものと考えられる。⁽¹⁶⁾ これによるものは評価がかなり難しく今後の課題であろう。

以上の電極熱入力はFig. 8.3.7に示す冷却水通路に冷却水を流す事によって除熱する。乱流熱伝達に従って計算すると以下に示す冷却能力が必要となる。

イオン源1台分除熱量	3.93×10^4 kcal/h
イオン源1台分流量	3.68×10^3 kg/h ($3.71 \text{ m}^3/\text{h}$)
流速	1 m/s
入口温度	40°C
出口温度	60°C
冷却管壁温度	100°C

8.3.4 荷電粒子及び中性子照射の材料に与える影響

イオン源を始めとして中性粒子入射装置の各要素は炉心プラズマからの高速中性子(14 MeV) α 粒子等の荷電粒子並びにイオン源にて加速された D^+ , D^0 等の高速粒子によって常時照射されている。構成要素のうちで機械的の精度が必要なこと、及びビームラインに直角に配置され入射口に対向しているイオン源の加速電極が最も厳しい条件にあるといえる。

照射の影響を調べるには照射量をかなり正確に把握しなければならない。本設計では高速中性子はプラズマ中心から等方的に放射されるとしてイオン源の位置で立体角に入ってくるものをもって照射量を求めたが、これは非常に不正確なものといわなければならない。

プラズマ半径が約2 mで、イオン源とプラズマ表面の距離が約14 mであるから、一応プラズマ表面での中性子束を $8 \times 10^{11} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ とすると、イオン源位置では $1.3 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ の中性子束と見積ることができる。 D^+ 及び D^0 による線束は8.3.3で被散乱粒子による熱負荷が最大約ビームパワーの1%と見積られたから、スリット穴面積と電極表面積の比が1:3であることを考慮すれば $2.1 \times 10^{15} \text{ D/cm}^2 \cdot \text{s}$ となる。以上の線束でのスパッタリング、ブリストリングによる寿命の推定を行う。軽イオンによるデータが少ないので定量的な議論は困難でオーダを評価する程度になることはやむを得ない。スパッタリングによる固体の損耗量は

$$\ell = \frac{AS}{N_0 \rho} \phi_t \quad [\text{cm}]$$

で表わされる。 S はスパッタ比、 ϕ_t は線量、 N_0 はアボガドロ数、 A 、 ρ は夫々固体の原子量と密度である。 S の値を D 、及び中性子に対して $0.01(\text{atom/ion})^{(17)}$ 及び $10^{-4} \text{ atom/n}^{(18)}$ を採用すれば、損耗速度は $\dot{\ell}_D = 3.3 \times 10^{-10} \text{ cm/s}$ 、 $\dot{\ell}_n = 2.0 \times 10^{-14} \text{ cm/s}$ となる。中性子の場合もしチャックが生じて S が 10^{-2} 程度となったとしても $\dot{\ell}_n = 2.0 \times 10^{-12} \text{ cm/s}$ でそれ程大きな値ではない、一番大きな $\dot{\ell}_D$ の場合でも 0.1 mm/yr 程度の損耗率であり、スパッタリングによる損耗は特に問題がないと思われる。

ブリストリングは溶解度の低い希ガスのような気体元素に限定され、比較的高いエネルギーで重要になり、しかも温度依存性がある。ブリストリングによる損耗は評価が容易ではないが、一般に100%ガス放出率に至る線量とそのときのブリストの表皮の厚さにより損耗率を評価することが行われる。表皮の厚さはイオンの飛程とする事が多いが、100%ガス放出となった時に必ず剝離が起こり、この累積効果によって損耗するという考え方は必ずしも正確ではなく、過大な損耗率を与える可能性が大きい。

$$\ell' = R \frac{\phi_t}{(\phi_t)_c} \quad [\text{cm}]$$

但し、 $(\phi_t)_c$ は100%ガス放出に対応するイオン量で、 R はイオンの飛程である。15 keVの H^+ の $(\phi_t)_c$ は約 $1 \times 10^{18} \text{ H/cm}^2$ ⁽¹⁹⁾であるから、 D^+ に対してもこの値を使用して、飛程を $0.1 \mu\text{m}$ とすると $\dot{\ell}_D = 2.1 \times 10^{-8} \text{ cm/s}$ となりかなりの損耗率に相当する。いま、イオン源の加速電極の損耗量の上限を 0.05 cm と仮定すれば660時間が寿命となる。しかしこの値は前述した様に、寿命の最小評価(おそらく実際には起こりそうにない)である。

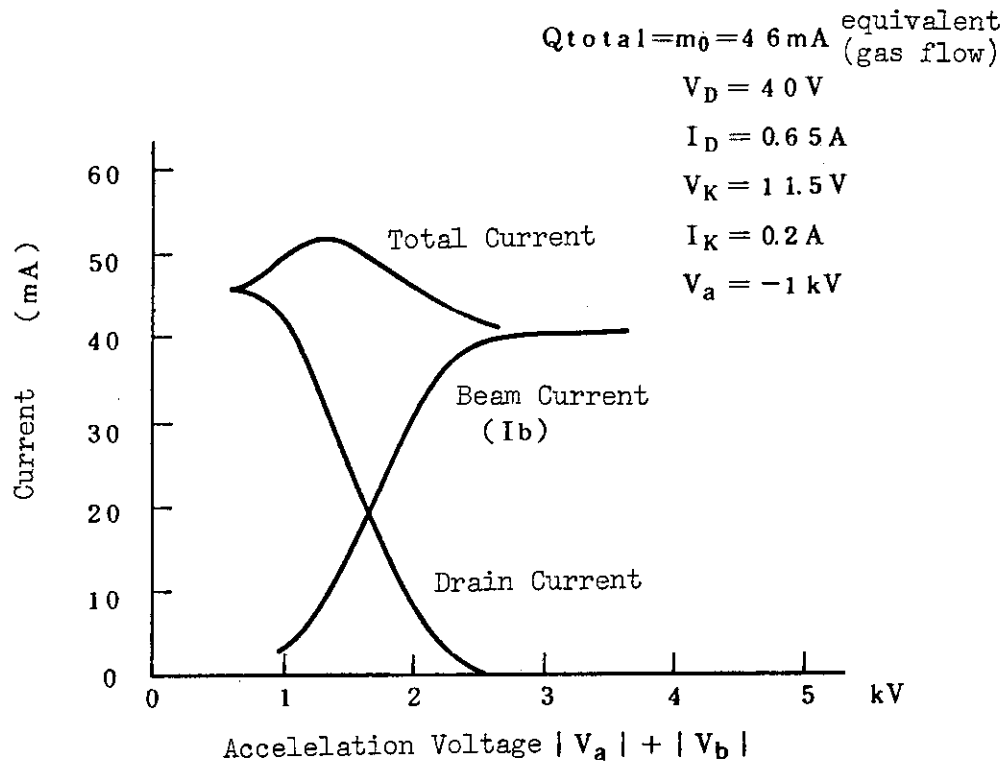
スパッタリングとブリストリング以外にもスウェリング、照射クリープ、核変換、 H_2O-M_0 系の腐食(特にC, N, Oの不純物が M_0 中に存在する場合)等が重要であるが、いずれもスパッタリング及びブリストリングによるものよりは影響が少い。

Table 8.3.1 Electrode gap length and heat load of the first acceleration stage for the aspect ratio of 0.75

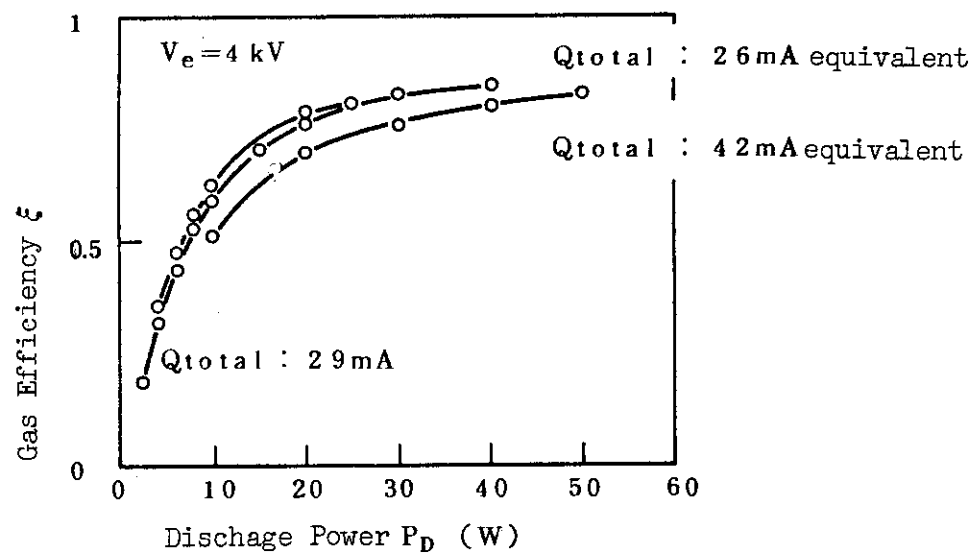
V_1 [kV]	20	30	40	50
d_1 [cm]	0.57	0.77	0.95	1.12
r_1 [cm]	0.42	0.58	0.71	0.84
P_{sc} [W/cm ²] (%)	11.6 0.58	23.4 0.78	38.5 0.96	57.0 1.14
d_{crit} [cm]	0.11	0.25	0.44	0.69

Table 8.3.2 Critical gap length (d) and allowable pressure (P) for various applied voltages, when the heat load is 60 W/cm².

V [kV]	50	55	60	65	70
d [cm]	0.69	0.84	1	1.17	1.36
P [torr]	7.3×10^{-3}	5.49×10^{-3}	4.23×10^{-3}	3.33×10^{-3}	2.36×10^{-3}



Extraction Characteristics of an Ion Thruster



Gas Efficiency of a Hollow Cathode Ion Source

Fig. 8.3.1 Typical characteristics of hollow cathode ion sources

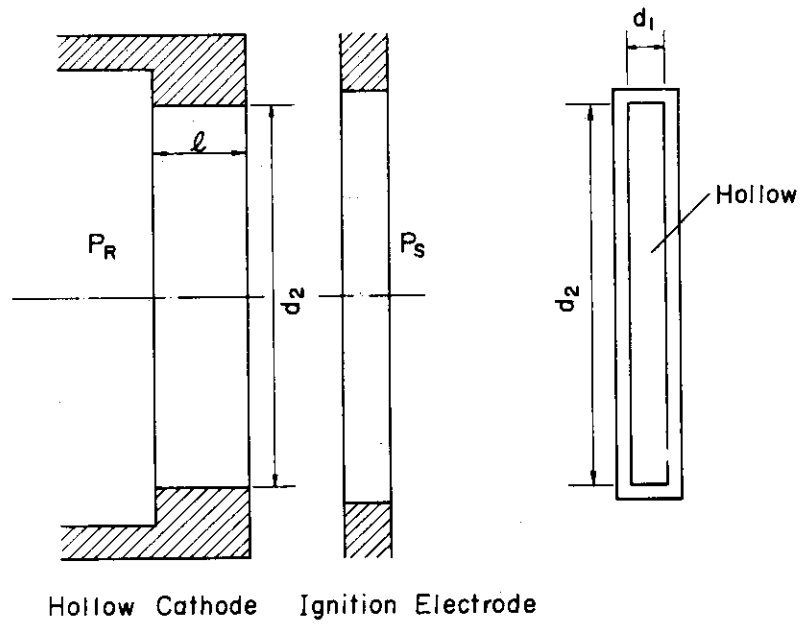


Fig. 8.3.2 Cross sections of a hollow cathode and a ignition electrode

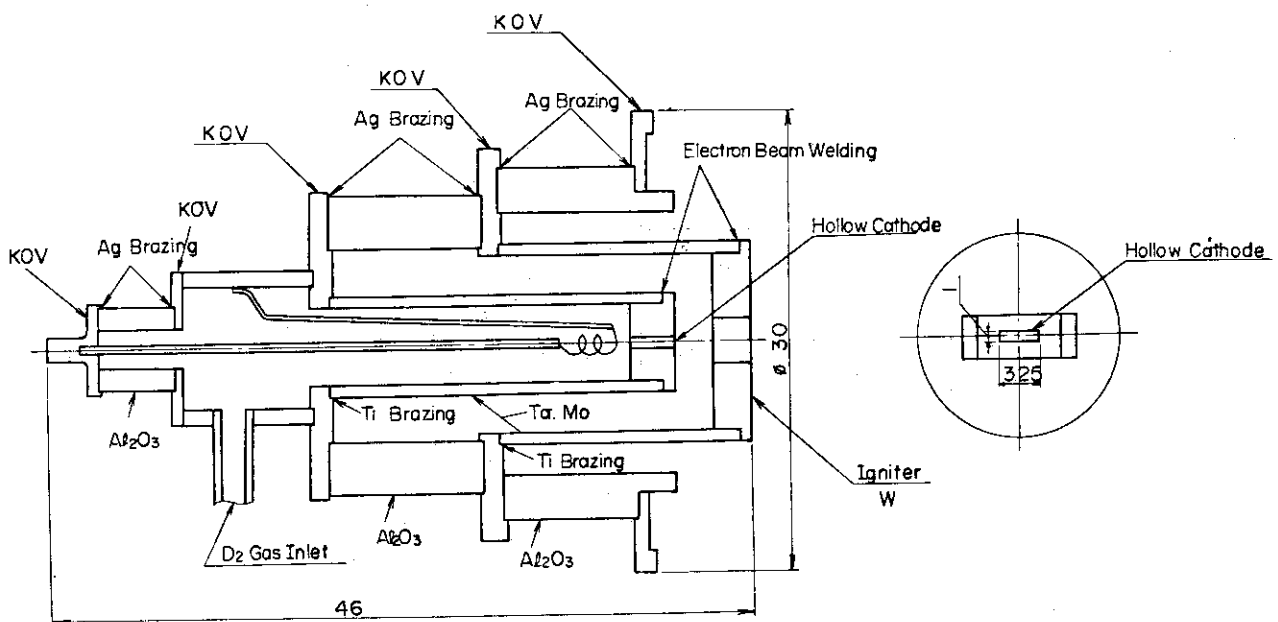


Fig. 8.3.3 Details of a hollow cathode assembly

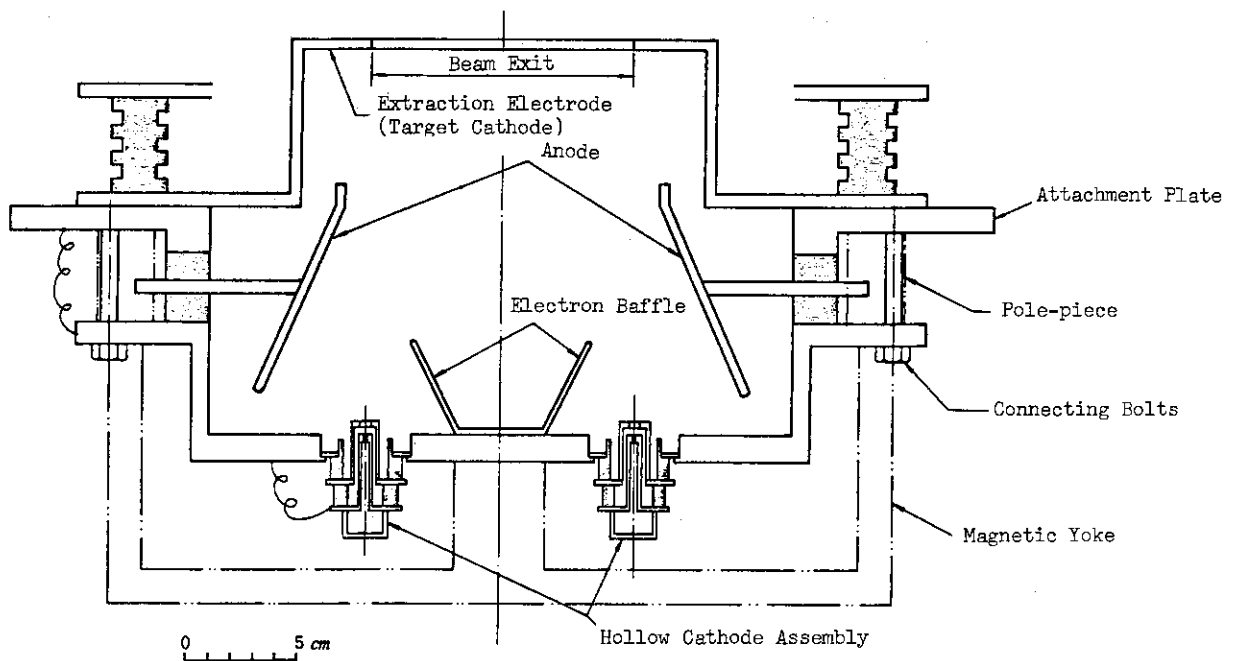
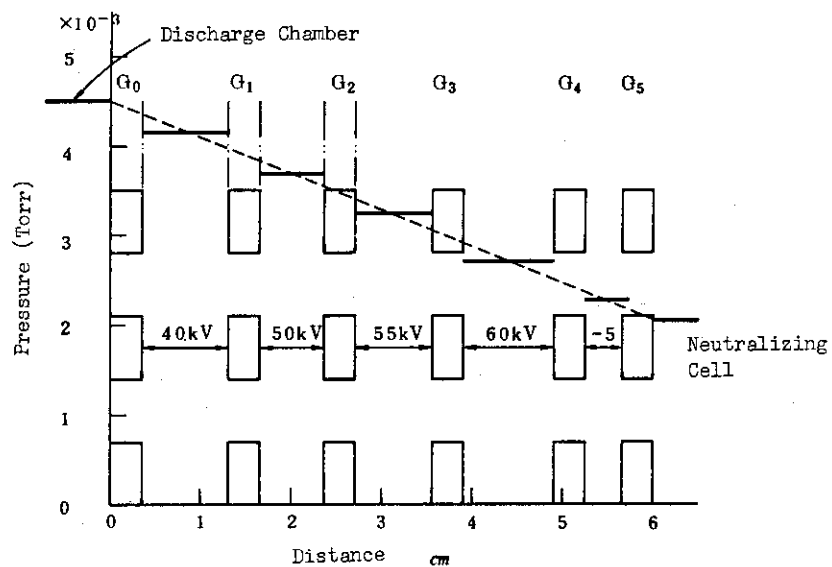


Fig.8.3.4 Cross sectional view of the arc chamber for source plasma production



Aspect Ratio of the First Acceleration Stage = 0.75

Fig.8.3.5 Pressure distribution in the acceleration electrode assembly also showing potential difference between two neighbouring electrodes

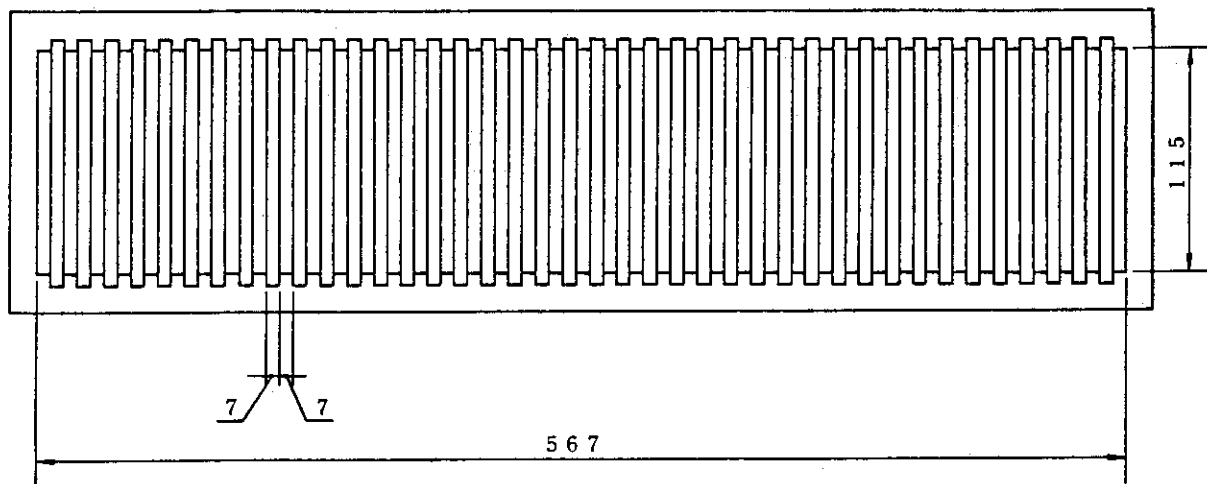


Fig.8.3.6 Final multi-slit acceleration electrode structure

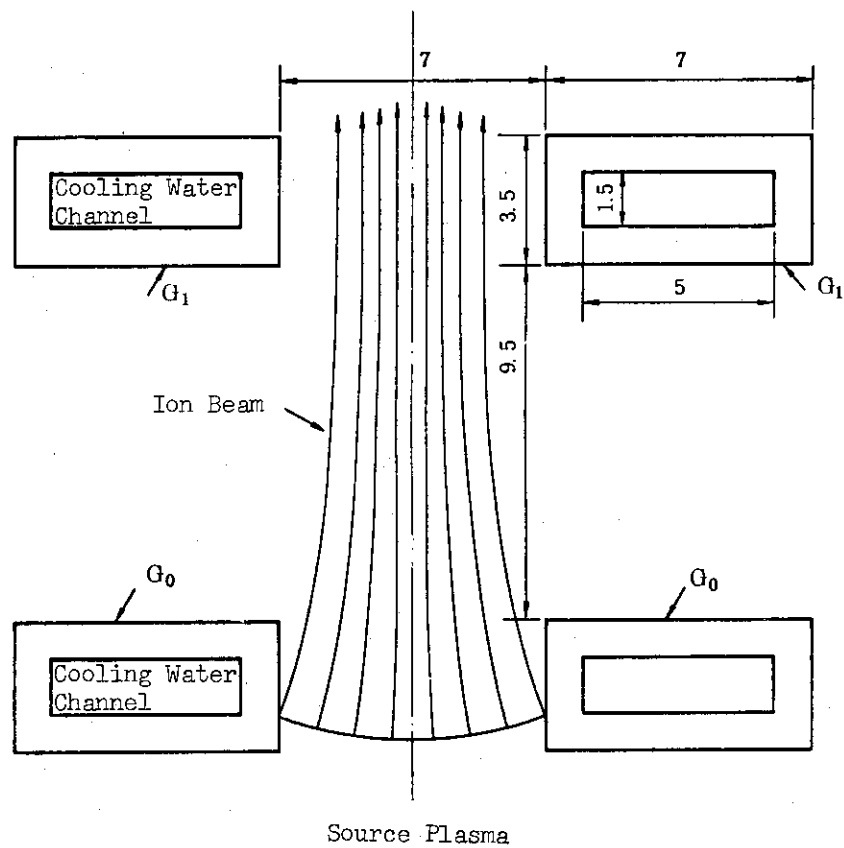


Fig.8.3.7 Size of cooling water channel

8.4 エネルギー回収系

8.4.1 回収系の設計

200 keVの重水素正イオンビームに対する中性化効率 η_G は、90%平衡セルとすると $\eta_G = 0.172$ と非常に小さく、効率の高い入射を行うには残留イオンのエネルギーを回収するか、又は負イオンを使用して中性化効率を高めるかのどちらかに拠らざるを得ない(中性化効率についてはFig. 8.4.1 参照)。大電流の負イオン源は現在のところ実現されていないので、本設計では直接エネルギー変換を併用して効率を高める。

磁場を用いてイオンビームのみを偏向し、その後エネルギーを回収する方法は、実験炉の様にビームサイズが大きくなりかつ空間的な余裕が小さい場合には、大型の偏向マグネットの設置が困難で、本設計の対象とはなり難い。これに対してビームに沿って回収電極を設ける、所謂in-line direct conveter⁽²¹⁾は比較的コンパクトであるが、その中でVenetian blind型⁽²²⁾と呼ばれるビーム中に極く薄い金属電極を挿入する方式では、ビームパワーが大きくなると冷却能力の面から使用できない。本設計ではFig. 8.4.2 に示す形状の回収方法を使用する。

エネルギー回収電極はビームライン中で一番熱負荷の大きい要素なので、冷却面からは回収電極を接地電位として全体の電位分布を決定するのが最適であろう。この時イオン源も接地電位に近い状態で運転される事になり(例えば10 kV)、絶縁面でかなり容易となる。更に、回収電極で回収されなかったイオンもこれと同電位であるドリフト管や真空容器で回収されるので、エネルギー回収効率は他の部分を接地する場合に比較して高くなる。

エネルギー回収系の設計に際して最重要な問題は、如何にして回収するイオンビームによる熱入力分布を正確に計算するかという点にある。回収実験の例は現在では非常に少く、設計の基礎となる様な定量的結果は殆んど存在しない。従って、本設計に於ては回収系でのテスト粒子の軌道を概略計算して、必要電極長、熱入力分布等を求める。ガウス分布をした幅 $2h_B$ 、厚さ $2a_B$ ($a_B \ll h_B$)のシートビームを考え(ビーム厚及び幅は夫々の方向で電流値の95%が入る値とする。即ち $j_{eff} = I_s / 4N_s a_B h_B$)、プラズマ境界($z=0$ とする)からテストイオンが放出される(Fig. 8.4.3 参照)。イオンビームの粒子密度は

$$n_{BC}(x, z) = \frac{(1 - \eta_G) i(x)}{e v_{BC}} \quad (4.1)$$

$$i(x) = 1.96 \sqrt{\frac{2}{\pi}} j_{eff} e^{-\frac{1.92x^2}{a_B^2}} \quad (4.2)$$

$$v_{BC} = \sqrt{2eV(x, z)/M_i} \quad (4.3)$$

である。但し $a_B \ll h_B$ なのでビーム幅方向には電流は一様とした。ここで v_{BC} はポテンシャル $V(x, z)$ に応じて変化するのであるが、計算を複雑にしないためにビームエネルギー V_A と回収時のエネルギー δV の間の適当の値に対応する一定値 $\bar{v}_{BC}$ で代表させる。これに伴って z 方向の電界も無視することとする。

テストイオンの運転方程式は次式で与えられる。

$$M_i \frac{d^2 x}{dt^2} = e E_x = \frac{e^2}{\epsilon_0} \int_0^{x_0} n_{BC}(x') dx' \quad (4.5)$$

$$M_i \frac{d^2 z}{dt^2} = 0 \quad (4.6)$$

この方程式の解は

$$x(t) = 1.96 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{4\epsilon_0} \frac{2e}{M_i} \frac{1}{\bar{v}_{BC}} (1-\eta_G) j_{eff} t^2 \int_0^{x_0} - \frac{1.92 x'^2}{a_B^2} dx' \quad (4.7)$$

$$Z(t) = \bar{v}_{BC} t \quad (4.8)$$

上二式より時間 t を消去して、テストイオンがビーム表面 $x = a_B$ に到達するまでにビーム方向に進行する距離 Z_{BC} は

$$Z_{BC} = \left(1.96 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \right)^{-1/2} Z_0 [1-\epsilon] \int_0^\epsilon e^{-1.92 \epsilon'^2} d\epsilon']^{1/2} \quad (4.9)$$

と得られる。但し、

$$Z_0 = \sqrt{2} \frac{\bar{v}_{BC}}{\omega_{Pi}} = (4\epsilon_0)^{1/2} \left(\frac{2e}{M_i} \right)^{1/4} (1-\eta_G)^{-1/2} j_{eff}^{-1/2} \bar{v}^{3/4} \quad (4.10)$$

で、熱速度が $\bar{v}_{BC}$ に等しいときのデバイ距離に等しく、今後の議論で重要な役割を有す特徴的距離である。 j_{eff} と $\bar{v}$ の種々の組合せについて Z_0 の計算値を Table 8.4.1 に示す。

回収電極への単位面積当りの熱入力は要素面積の変化を考慮して

$$P_B = (1-\eta_G) i(x) \delta V \left| \frac{dx_0}{dZ_{BC}} \right| \quad (4.11)$$

と書けるが、 $I(\epsilon) = \frac{1.96}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\epsilon e^{-1.92 \epsilon'^2} d\epsilon'$ と置いて

$$\left| \frac{dZ_{BC}}{dx_0} \right| = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{z_0}{a_B} \left(\frac{I(\epsilon)}{1-\epsilon} \right)^{1/2} \frac{I(\epsilon) + \frac{1.96}{\sqrt{2\pi}} (1-\epsilon) e^{-1.92 \epsilon^2}}{I^2(\epsilon)} \quad (4.12)$$

であるから

$$P_B = \frac{a_B}{z_0} P_i \frac{7.84}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1-\epsilon}{I(\epsilon)} \right)^{1/2} \frac{I^2(\epsilon) e^{-1.92 \epsilon^2}}{I(\epsilon) + \frac{1.96}{\sqrt{2\pi}} (1-\epsilon) e^{-1.92 \epsilon^2}} \quad (4.13)$$

Z_{BO} 及び $P_B / (\frac{a_B}{Z_0} P_i)$ の様子を Fig. 8.4.4 に示す。同時に一様ビームの場合についても示されている。一様ビームとガウスビームの熱入力分布を比較すると

- (i) ガウスビームの方がピークは僅かに大きい。この事実は本報告書では記述されていないが、円筒型ビームの場合は顕著である。
- (ii) 一様ビームに比較してガウスビームの場合のピーク値の位置は約 $0.3 Z_0$ ビーム下流側に移動する。
- (iii) 熱入力分布から推定すると、回収電極長は最低 $(2 \sim 3) Z_0$ が必要である。

実際のビームに於いては一様ビームとガウスビームの中間の分布になっていると想像され、⁽²³⁾ Z_{BO} P_B 共に双方の中間的性質を示すと考えられる。

電極長、熱入力共に Z_0 の値に密接に関連し、更に Z_0 はテストイオンの平均エネルギー $\bar{v}$ に大きく依存する。今、 $\bar{v}$ として V_A と δV との単純平均値 ($\delta V = 10 \text{ kV}$ として) 105 kV $j_{eff} = 410 \text{ A/cm}^2$ とする時、 $Z_0 = 18.64 \text{ cm}$ で回収電極長としては $35 \sim 50 \text{ cm}$ が必要である。又、単位面積当りの熱入力の最大値は $P_{B, \max} \simeq 80.0 \text{ W/cm}^2$ で充分冷却可能な値である。一方、 $\bar{v}$ として回収直前のエネルギー $\delta V = 10 \text{ kV}$ を用いると、 $Z_0 = 3.20 \text{ cm}$ となり、 $P_{B, \max} = 465 \text{ W/cm}^2$ と冷却は極めて困難な値となる。

電極の一部への熱入力の集中は以下に述べる物理的根拠に従って緩和される。

- (i) ビーム放出面の下流への張り出し
- (ii) 回収系領域での残留ガスの電離

中性化セルに於いてはビームによって電離されて発生したプラズマが存在し、ビームの拡がり防止すると同時に回収系へも流出するので、電子抑制電極による負電位はビーム表面から徐々に浸透する事になり、ビーム中心ではかなり放出面が下流に張り出す結果となる。この為、ビーム表面近くの電界は先の概略計算の場合よりは緩和されて、イオンビームの拡がり方も緩やかになる。更に僅かではあるが回収系領域で残留ガスの電離によりプラズマが発生するので電界の緩和が助長される。この効果は回収系の圧力が高い程著しい。Raimbault⁽²⁴⁾ が行った計算機シミュレーションでは上述の効果が顕著に現われており回収電極への熱入力はかなり程度一様化している。

本設計ではテストイオンによる概略計算と Raimbault にによって得られた結果に基づいて、回収電圧、電極長等を以下に示す様に決定した。

電子抑制電極 (48パイプ折返し櫛型)

電極長; 30 cm , 電圧; $V_s = -20 \text{ kV}$ (中性化セルより 20 kV 低い)

材 質; 銅

回収電極 (テーパ付ルーバーパッフル型)

電極長; 40 cm , 電圧; $\delta V = 10 \text{ kV}$

材 質; モリブデン

回収系の様子を Fig. 8.4.6 に示す。回収電極に一様に熱入力があるとする 52.8 W/cm^2 となりこれは水冷が充分可能である。冷却管の取付方を Fig. 8.4.7 に示す。

回収系一台当り除熱量 $2.33 \times 10^5 \text{ kcal/h}$

回収系一台当り流量 $2.32 \times 10^4 \text{ kg/h}$

流 速	2.5 m/s
入口温度	40°C
出口温度	70°C
壁 温 度	100°C

8.4.2 総合効率の評価

イオン源から引出されたイオンビームはその成分が全て D^+ (full) とは限らず、ある割合で D^+ (1/2), D^+ (1/3) 等を含んでいる。成分比によって回収効率は変化し、又、回収回路の電氣的損失にも依存する。イオンビームパワーを P_i 、回収系での発生熱量を P_{th} 、回収回路の電気損失を P_{el} とする。 D^+ (full), D^+ (1/2), D^+ (1/3) のパワー比を q_f , $q_{1/2}$, $q_{1/3}$ ($q_f + q_{1/2} + q_{1/3} = 1$) とし、 D^+ (full), D^+ (1/2) を捕捉確率 1, C_P で回収すると

$$P_{th} = P_{el} + P_i q_f \frac{\delta V}{V_A} + P_{el}' + P_i q_{1/2} \frac{\delta V}{V_{A2}} C_P + P_i q_{1/2} (1 - C_P) + P_i q_{1/3} \quad (4.14)$$

であり、回収効率は⁽²⁵⁾

$$\eta_{BDC} = 1 - \frac{P_{th}}{P_i} \quad (4.15)$$

で定義されるから

$$\eta_{BDC} = 1 - q_f \left(\frac{P_{el}}{P_i} + \frac{\delta V}{V_A} \right) - q_{1/2} \left(\frac{P_{el}'}{P_i} + C_P \frac{2\delta V'}{V_A} \right) - q_{1/2} (1 - C_P) - q_{1/3} \quad (4.16)$$

で表わされる。 D^+ (full) のみを回収し ($P_{el}' = 0$, $C_P = 0$), $q_f = 0.85$, $q_{1/2} = 0.1$, $q_{1/3} = 0.05$ と極めて D^+ (full) のパワー比が小さい場合を考え、回路損失としては 1.0% を許すとする

$$P_{el} = \left(\frac{1}{0.9} \delta V - \delta V \right) \frac{P_i}{V_A} = \frac{1}{9} \frac{\delta V}{V_A} P_i \quad (4.17)$$

即ち

$$\frac{P_{el}}{P_i} = \frac{1}{9} \frac{\delta V}{V_A} = 5.56 \times 10^{-3} \quad (4.18)$$

だから

$$\eta_{BDC} = 1 - q_f \frac{10\delta V}{9V_A} - q_{1/2} - q_{1/3} = 0.803 \quad (4.19)$$

となる。この値はかなり低い見積りであるから、最低 80% の回収効率は確保できると考えられる。

総合パワー効率 η_{power} は中性化セルでの発散を差引いた効率を $\eta_{div}' = 0.95$ とすると

$$\eta_{\text{power}} = \frac{\eta}{1 - (1 - \eta_G) \eta_{\text{div}}' \eta_{\text{BDC}}} \quad (4.20)$$

で表わされる。 $\eta = 0.147$, $\eta_G = 0.172$, $\eta_{\text{BDC}} = 0.80$ とすると,

$$\eta_{\text{power}} = 0.396$$

を得る。

8.4.3 電源容量の決定

プラズマ発生, ビーム引出し及びエネルギー回収の各電源の容量, 結線等は, 接地方式の違いにより差異が生じ, 各接地方式での概略結線図は Fig. 8.4.8 に示す如くなる。但し同図で各段の引出し電源は一括して最終段(中性化セルと同電位)の電源で代表させ, 電源電圧, 通過電流は一括した場合の値である。各引出し電源に流れる電流値は, 各段での正確な散乱の様子を把握しなければならない。即ち, ビーム引出しの計算機シミュレーションの結果を待たなければならない。

イオンビーム引出しに消費される純電力は, エネルギー回収系によって回収された電力を差引かなければならない。

$$\begin{aligned} P_{\text{net}} &= \frac{P_{\text{inj}}}{\eta} + P_{\text{scat}} - P_{\text{rec}} \\ &= \frac{P_{\text{inj}}}{\eta} [1 - (1 - \eta_G) \eta_{\text{div}}' \eta_{\text{BDC}}] + P_{\text{scat}} \\ &= \frac{P_{\text{inj}}}{\eta_{\text{power}}} + P_{\text{scat}} \end{aligned} \quad (4.21)$$

と表わされる。ビーム散乱分 P_{scat} の正確な値を求めるのは困難であるが, 8.3.3での概算では, 全イオン源(48台)について約2.2 MWである。回収効率 η_{BDC} は D^+ (200 kV) のみを理想電源にて回収する場合は, 約0.9であるが, ここでは総合効率の評価の際に用いた, 最も厳しい値を用いると $\eta_{\text{power}} = 0.396$ となるから, $P_{\text{inj}} = 33 \text{ MW}$ に対して純消費電力は $P_{\text{net}} = 85 \text{ MW}$ となる。イオン源側電源と引出し電極(中性化セル)側電源との分担は, Fig. 8.4.8を参照してイオン源側が

$$\delta V \cdot (I_i + I_{\text{scat}}) = \frac{\delta V}{V_A} \left(\frac{P_{\text{inj}}}{\eta} + P_{\text{scat}} \right) = 15.4 \text{ MW} \quad (4.22)$$

であるから, 引出し電極側は70 MWとなる。

プラズマ発生用のホローカソード放電によるイオン生成コスト C_i は, 引出し電極径5 cm程度の小型のものでは600 eV/Ion程度であるが, イオンビーム引出し電極がφ100程度の大形になると $C_i = 200 \text{ eV/Ion}$ 程度に低下する。ここでは $C_i = 200 \text{ eV/Ion}$ として放電々力を評価する。全引出し電流は

$$I_i = \frac{P_{\text{inj}}}{\eta} \cdot \frac{1}{V_A} = 1531 \text{ A} \quad (P_{\text{inj}} = 45 \text{ MW})$$

であるから, $200 \text{ eV/Ion} \times 1531 \text{ A} = 306 \text{ kW}$ の放電々力が最低必要となる。安定に多数

のホローカソードを並列に動作させる為に、抵抗による分流を行う必要がある場合には、上記の値の2倍程度が必要と考えられ、約600kWと見積られる。

接地方式の違いに拘らず全電力が等しい事は以下の計算に従って簡単に示す事ができる。

(a) イオン源接地方式

$$P_{total} = V_A (I_n + I_{scat}) + \delta V (I_i - I_n)$$

(b) 中性化セル接地方式

$$\begin{aligned} P_{total} &= V_A (I_i + I_{scat}) - (V_A - \delta V) (I_i - I_n) \\ &= V_A (I_n + I_{scat}) + \delta V (I_i - I_n) \end{aligned}$$

(c) 回収電極接地方式

$$\begin{aligned} P_{total} &= \delta V (I_i + I_{scat}) + (V_A - \delta V) (I_n + I_{scat}) \\ &= V_A (I_i + I_{scat}) + \delta V (I_i - I_n) \end{aligned}$$

いずれの場合も P_{total} は等しい。

$V_A = 200 \text{ kV}$ とエネルギーが高い場合には、 $I_i \gg I_n \gg I_{scat}$ であるから(c)の回収電極接地方式の場合が各電源容量の差は一番小さくなる。

Table 8.4.1 Characteristic beam path length Z_0 (cm) given by eq. (4.10) for various j_{eff} and $\bar{V}$.

$j_{eff}(\text{A/cm}^2) \backslash \bar{V}(\text{kV})$	20	50	100	200
0.025	6.88	13.68	23.01	38.70
0.05	4.87	9.67	16.27	27.36
0.10	3.44	6.84	11.50	19.35
0.20	2.43	4.84	8.14	13.68

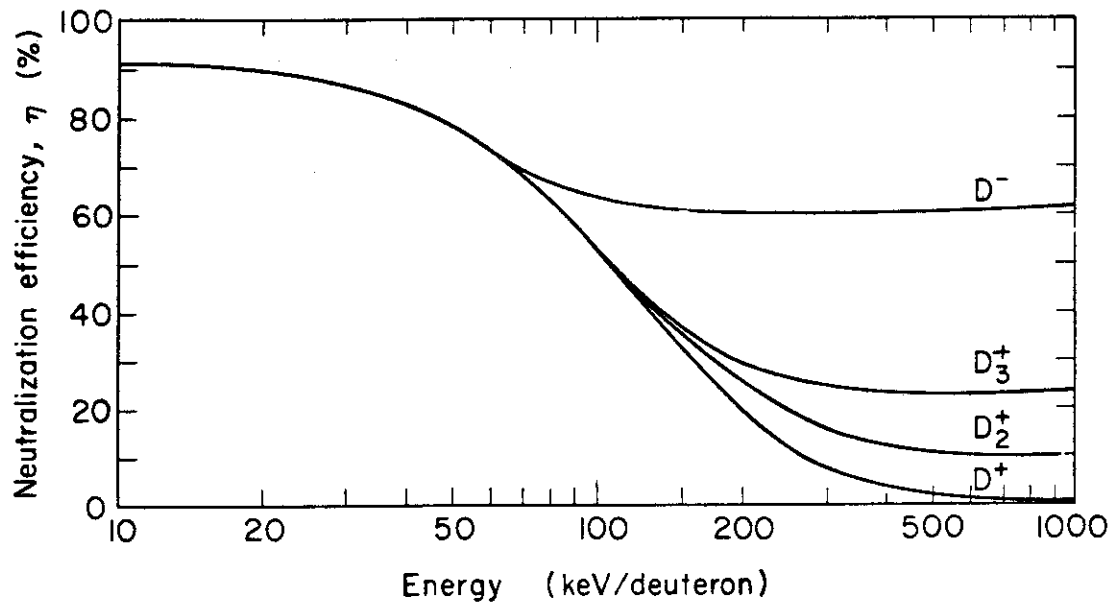
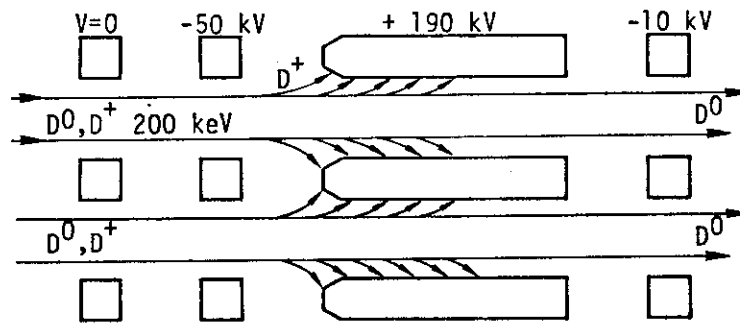
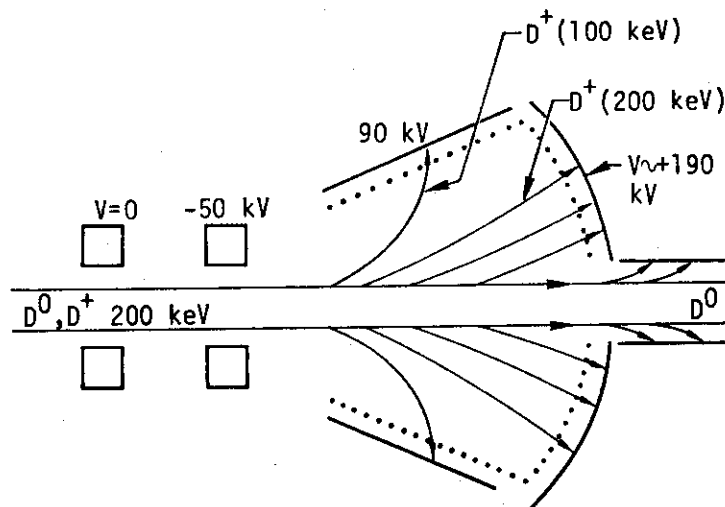


Fig. 8.4.1 Maximum neutralization efficiency in D_2 vs beam energy, for each of the four beams, D^+ , D_2^+ , D_3^+ , and D^-



In-line, one-stage beam direct converter.



In-line reverse Pierce geometry beam direct converter. Notice the collectors for half-energy ions.

Fig. 8.4.2 Employed configuration of in-line, one-stage beam direct converter

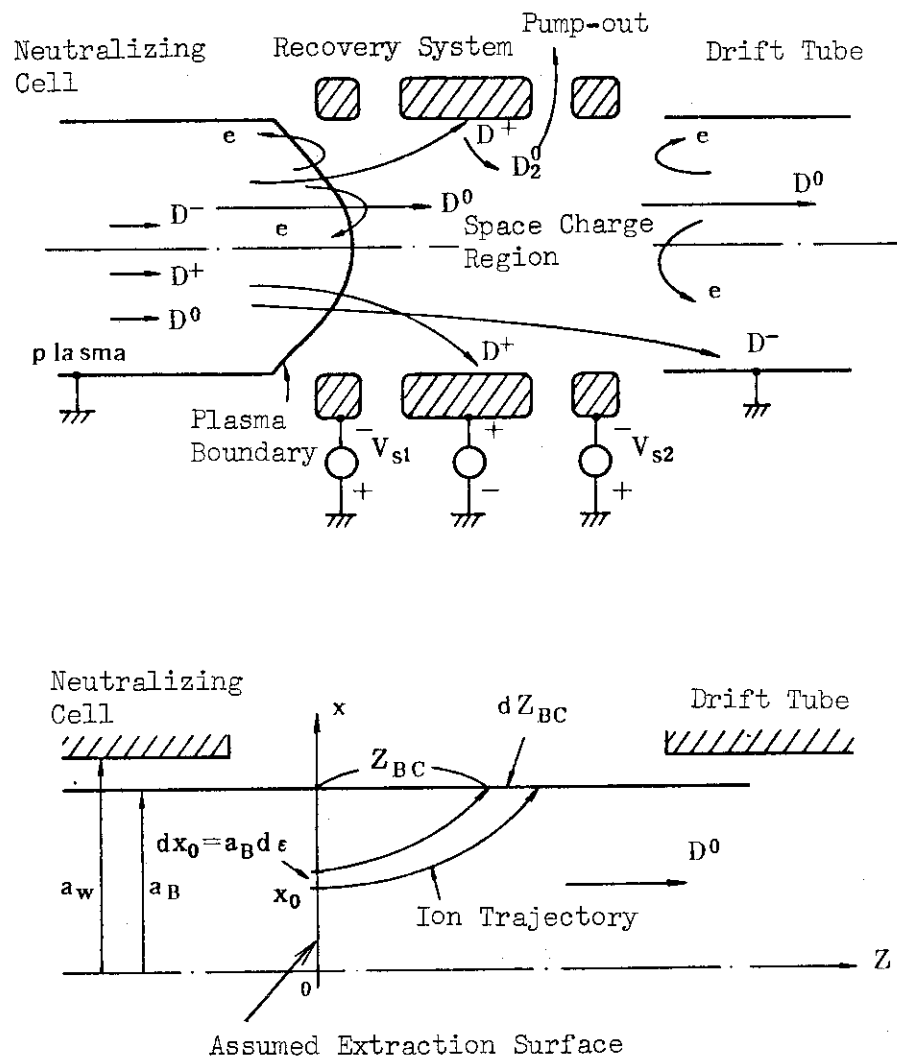


Fig. 8.4.3 Simplified model for calculation of recovery electrode length and heat input

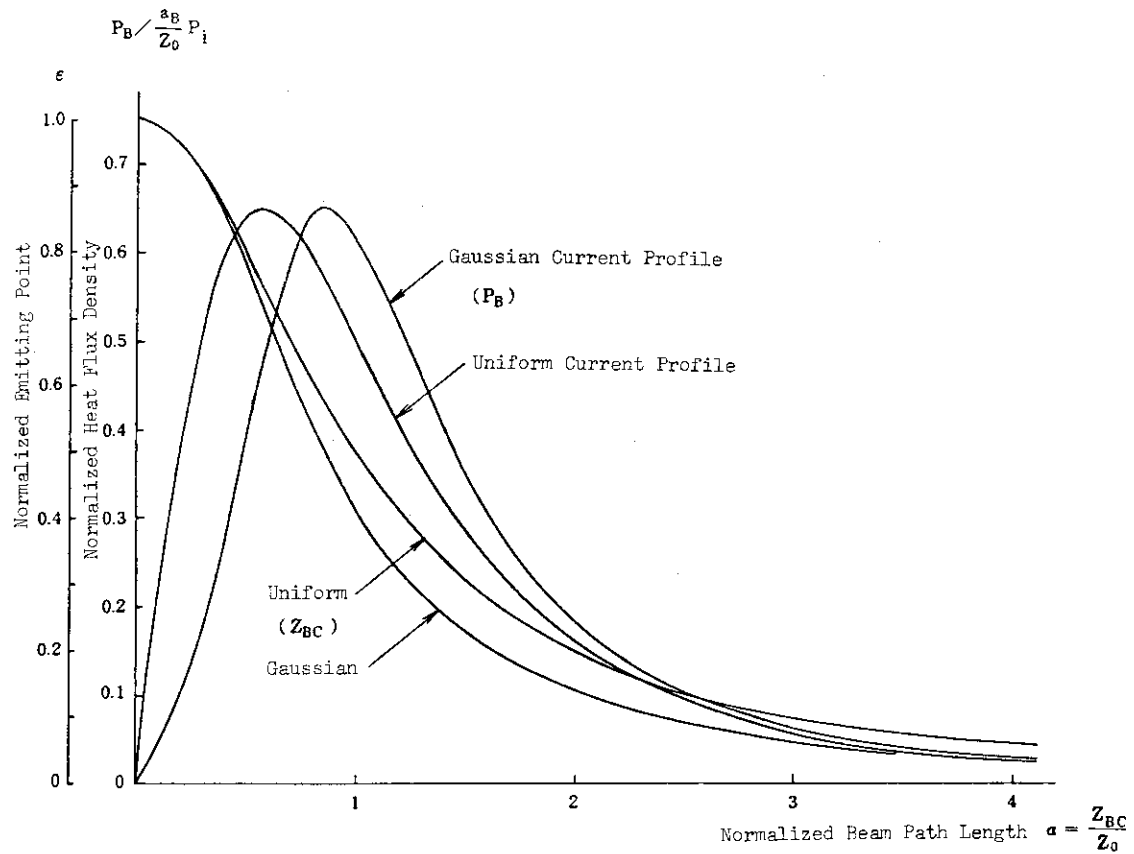


Fig.8.4.4 Heat load input along a beam path

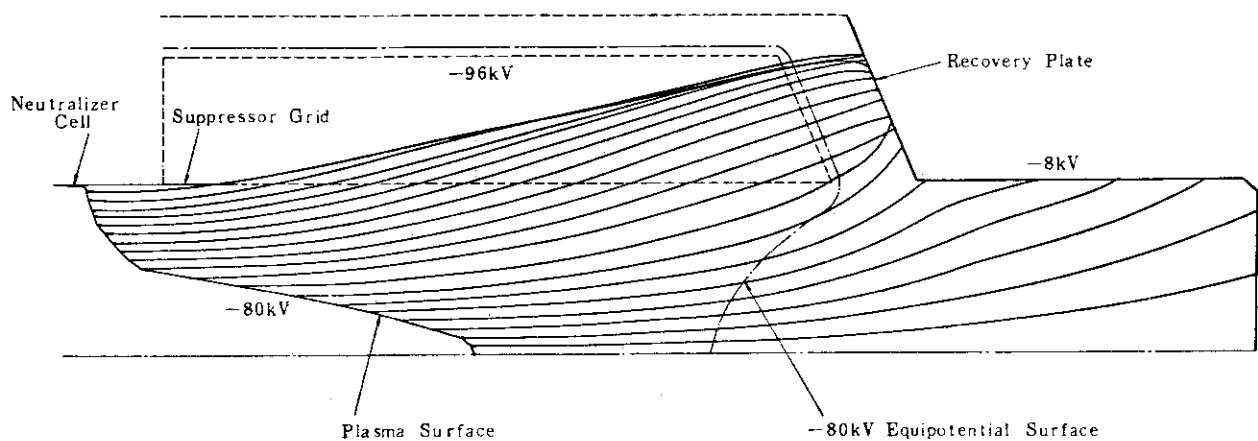


Fig.8.4.5 Plasma boundary and ion trajectories in the suppressor and recovery system obtained by numerical simulation

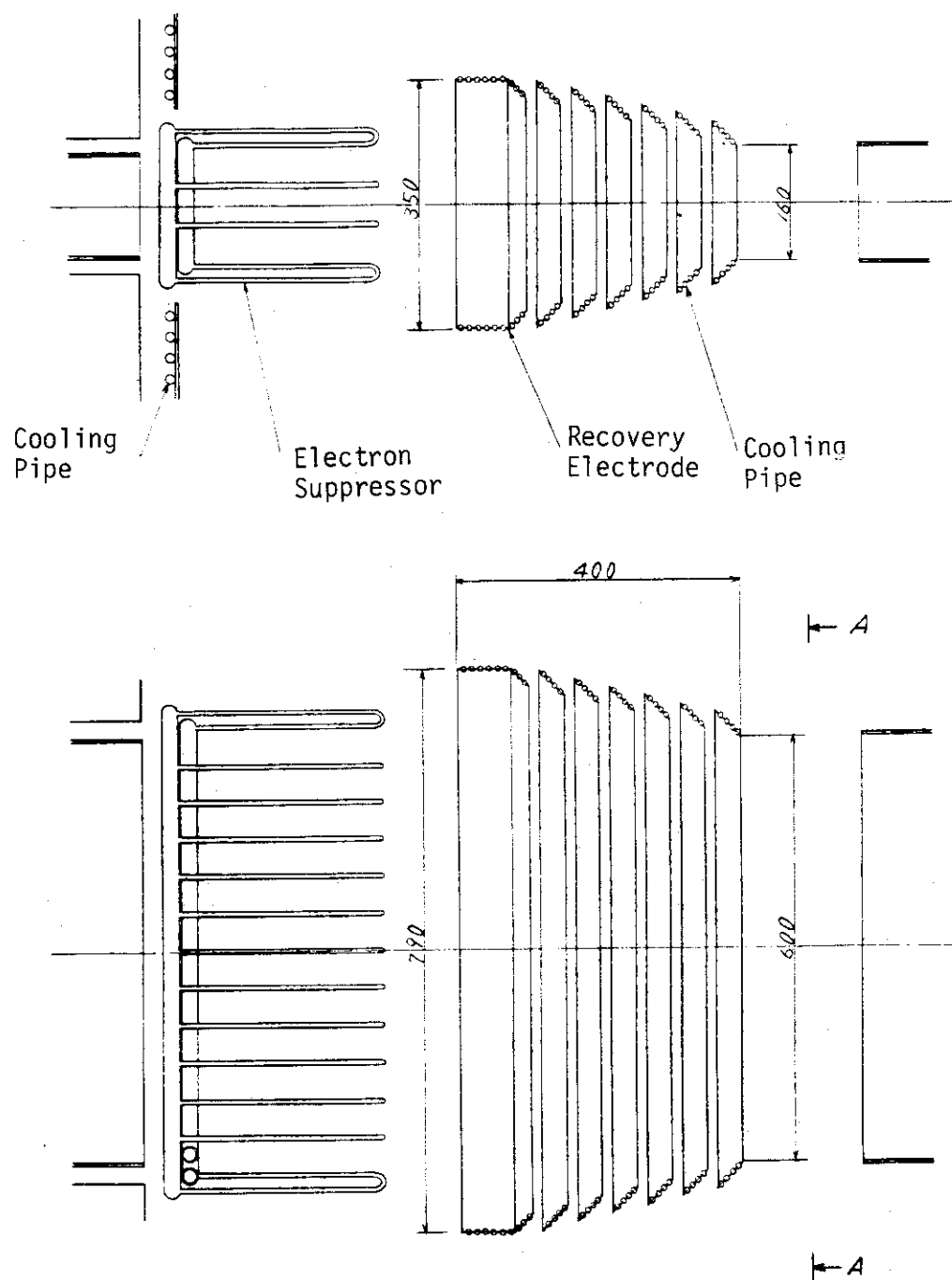


Fig.8.4.6 In-line direct energy converter consisting of the electron suppressor and the Louver baffle type recovery electrode

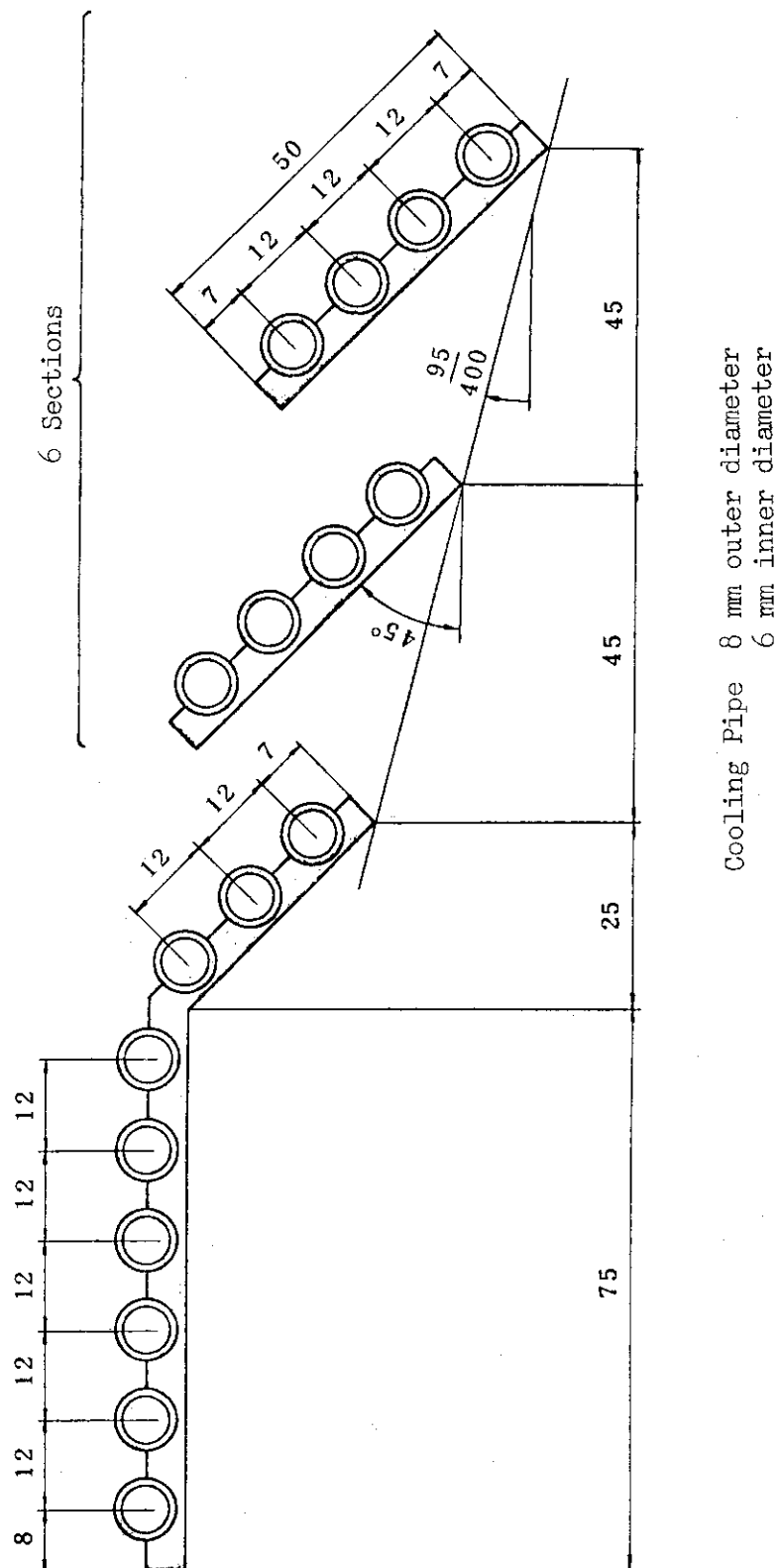
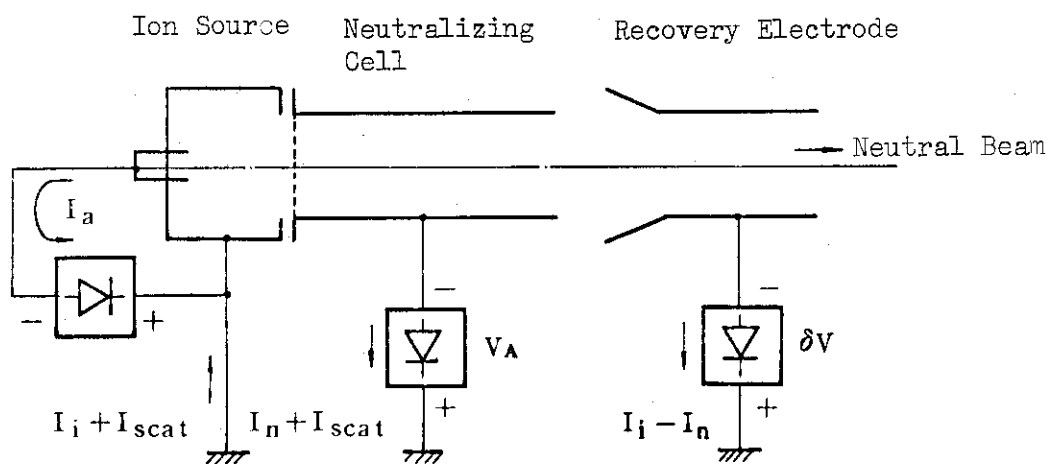
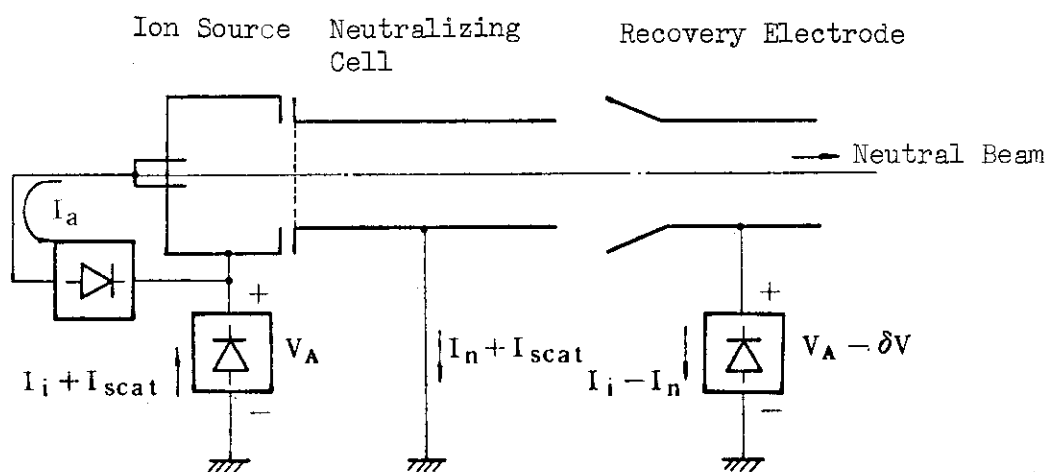


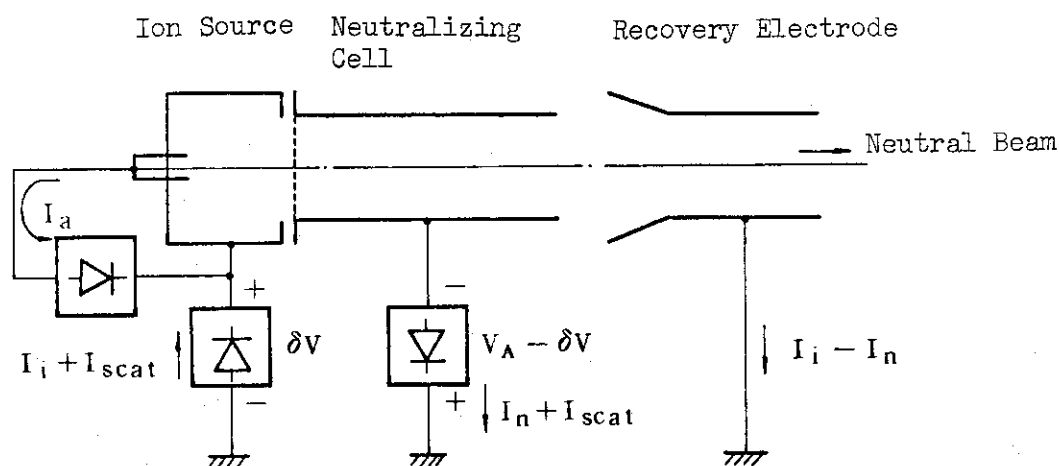
Fig.8.4.7 Cooling pipes attached to the recovery electrode



(a) Ion Source is grounded



(b) Neutralizing Cell is grounded



(c) Recovery Electrode is grounded

Fig. 8.4.8 Three types of electrical connections ; a) ion source is grounded, b) neutralizing cell is grounded, c) recovery electrode is grounded

8.5 真空排気系

8.3での全体設計の結果、一ポート当りの必要排気速度は $9.81 \times 10^5 \text{ l/s}$ と求められた。 $8.0 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ の圧力で上記の排気速度を有する方法としては、クライオポンプ、ゲッタポンプが考えられるが、真空の質、寿命を考慮すると、クライオポンプが最有力であり、本設計でもこれを用いる。

熱シールドとして LN_2 で冷却されたルーバー及びシェブロンバッフルを直列に配置したクライオポンプでは、 $1.0 \times 10^6 \text{ l/s}$ の排気速度に対して配管のコンダクタンスを考慮しその2倍の排気速度とすると約 43 m^2 のパネル面積が必要である。一方クライオポンプを用いて連続的に排気するには、少く共2系列以上のポンプを準備して交互又は順次に排気、再生を繰返さなければならない。2系列交互運転の場合は 86 m^2 のクライオ面積を確保しなければならない。2系列交互運転の場合には 86 m^2 のクライオ面積を確保しなければならない。逆に系列数を余りにも多くすることは、1系列の再生時間が短くなり液化機への負荷が大きくなる。従って中間に最適な系列分割数が存在するが、本設計では6系列に分割し1系列を順次再生することとする。即ち1系列当りの必要面積は 8.6 m^2 となる。クライオパネルの温度は D_2 と T_2 の混合気体及び所要圧力 $8 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ では 4.2°K で良いと考えられる。(Fig. 8.5.1 参照)

クライオ面の飽和凝縮ガス量については表面の凝縮の仕方の違い等により差はあるが、約 $6 \text{ Torr} \cdot \text{l/cm}^2$ ⁽²⁷⁾とされている。実験炉の一回当りの入射時間は320秒であるから、一回の再生によって排気できる運転ショット数は約100ショットが可能である。この間に5系列の再生を完了しなければならないので、1系列当りの再生時間は約2.3時間となる。

エネルギー回収領域からクライオ室に至る配管、バルブ等の総合コンダクタンスを、クライオ面の排気速度と同様に $2 \cdot S_{\text{total}}$ とすると、回収領域で所定の排気速度が得られる。回収電極部のコンダクタンスはそれ程大きくはないので、真空容器とクライオ室の間の接続管には少く共3倍($\sim 6.0 \times 10^5 \text{ l/s}$)のコンダクタンスを持たせる必要がある。即ち、1クライオ室当り断面 $100 \text{ cm} \times 60 \text{ cm}$ 、平均長さ 70 cm の矩形導管2本を用いて接続する。この様に設計されたクライオポンプの全体図及びパネル部の様子をFig. 8.5.2に示す。パネルは良熱伝導の銅板とし、これにりん脱酸銅継目無銅管をろう付けし LHe を循環させる。銅管の焦合管はパネルの支持も兼ねてステンレス鋼管とする。

クライオポンプの設計ではパネルへの熱負荷を最小にして所要の排気速度を得ることが重要である。クライオパネルへの入熱量 Q は次式で示すように4つの過程によって決まる。

$$Q = Q_c + Q_r + Q_l + Q_s$$

上式で右辺は夫々熱伝導、輻射、エンタルピー変化、高エネルギー粒子の後方散乱によって持ち込まれる熱量に対応している。

$$(i) \quad Q_c = \frac{A}{\ell} \int_{T_1}^{T_2} \lambda(T) dT \quad (A, \ell \text{ は夫々支持具の断面積, 長さ})$$

Q_c は単位クライオ面積(1 cm^2)当り 10^{-4} W 以下が実現でき、全面積で $Q_c \leq 43 \text{ W}$ である。

$$(ii) \quad Q_r = \sigma A_{\text{cryo}} (T_1^4 - T_2^4) \left[\frac{1}{1/\epsilon_1 + 1/\epsilon_2 - 1} + \frac{1}{1/\epsilon_{12} + 1/\epsilon_2 - 1} \right]$$

ここで σ はStefan-Boltzman 定数、 $\epsilon_1 \simeq 1.0$ 、 $\epsilon_2 \simeq 0.2$ 、 $\epsilon_{12} \simeq 0.2$ は夫々シェブロンバッフル、クライオパネル、真空壁側の熱遮蔽板の輻射率⁽²⁸⁾である。 $T_1 = 77^\circ\text{K}$ 、 $T_2 = 4.2^\circ\text{K}$ として

$$Q_r = 26.7 \text{ W}$$

クライオパネルの輻射率 ϵ_2 は凝縮層が形成されると増大する⁽²⁹⁾が、水素が N_2 と同程度とするとFig. 8.5.3 より $6 \text{ Torr} \cdot \ell / \text{cm}^2$ までは充分0.2以下が実現され则认为良い。

$$(iii) \quad Q_j = \Delta J \cdot Q$$

重水素の $77^\circ\text{K} \rightarrow 4.2^\circ\text{K}$ のエンタルピー変化 $\Delta J = 0.15 \text{ Joule} / \text{Torr} \cdot \ell$ で、 $Q = 78.5 \text{ Torr} \cdot \ell / \text{sec}$ に対しては $Q_j = 11.8 \text{ W}$ である。

(iv) Q_s については定量的な見積りが非常に困難であるが、少く共3回程度高エネルギー粒子が真空器壁、バッフル等に衝突する様に設計すれば、全体で10W以下に抑制できると考えられる。⁽³⁰⁾

以上の結果を総合すると

$$Q = 43 + 26.7 + 11.8 + 10 = 91.5 \text{ W}$$

と約100Wの熱入力がある事になる。液化機の電力としてはトランスファーチューブに於ける損失を考慮すると1ポート当り100~200kWが必要であろう。

LN_2 冷却のバッフル及び熱遮蔽板への熱入力もクライオパネルと同様にして求められ、 $Q' = 8 \text{ kW}$ 程度と推定される。これに対する液化機電力はLHeと同様に100~200kW/unitと考えられる。Fig. 8.5.4 に液化機冷媒系統図を示す。

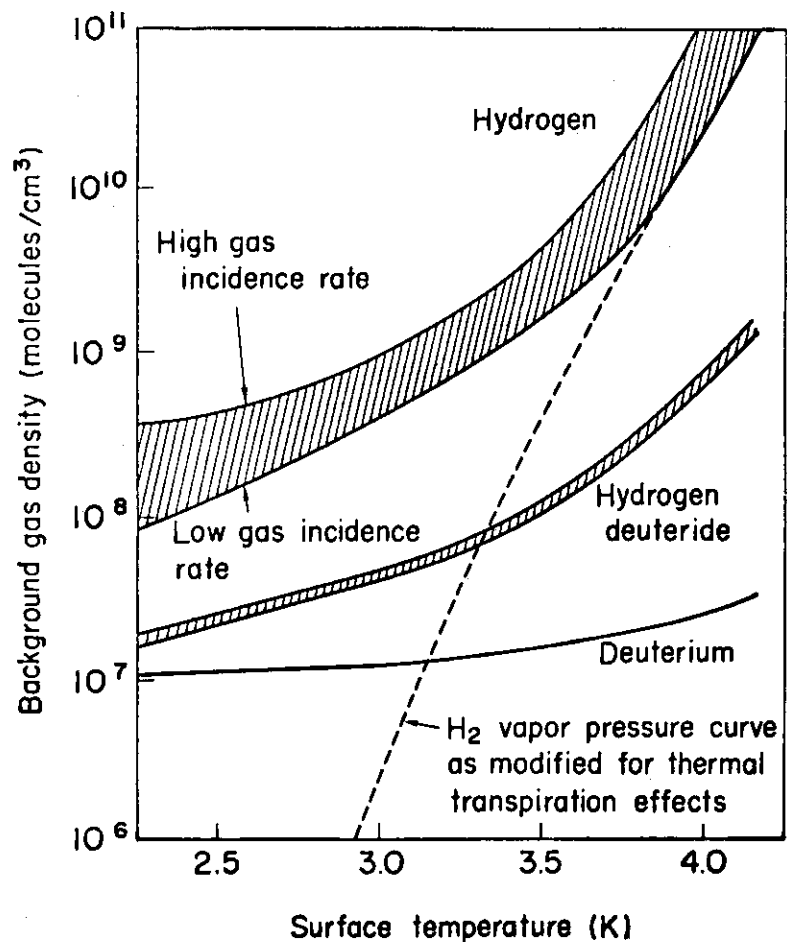


Fig. 8.5.1 Background gas density of H₂, HD and D₂ as a function of surface temperature of a cryo-panel (26)

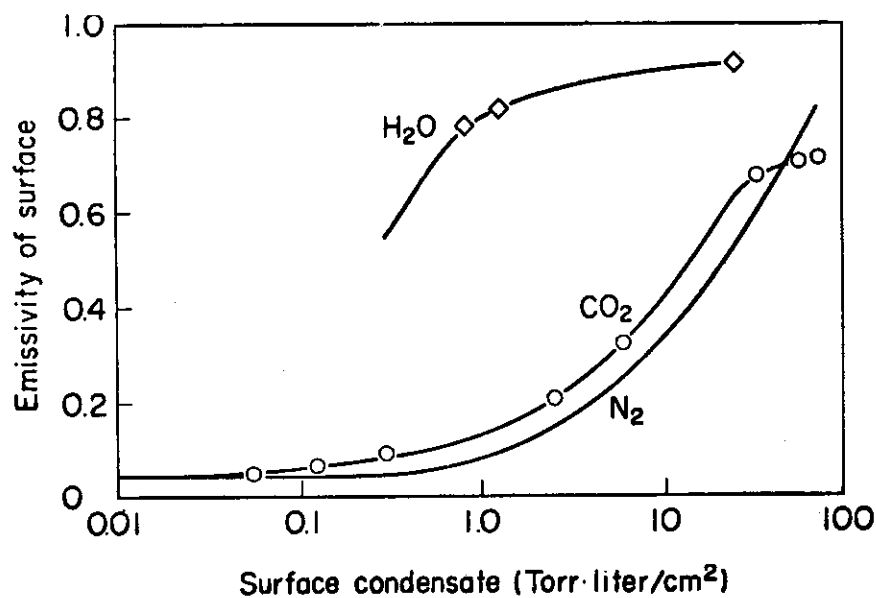


Fig. 8.5.3 Surface emissivity as a function of surface condensate in the case of H₂O, CO₂, and N₂

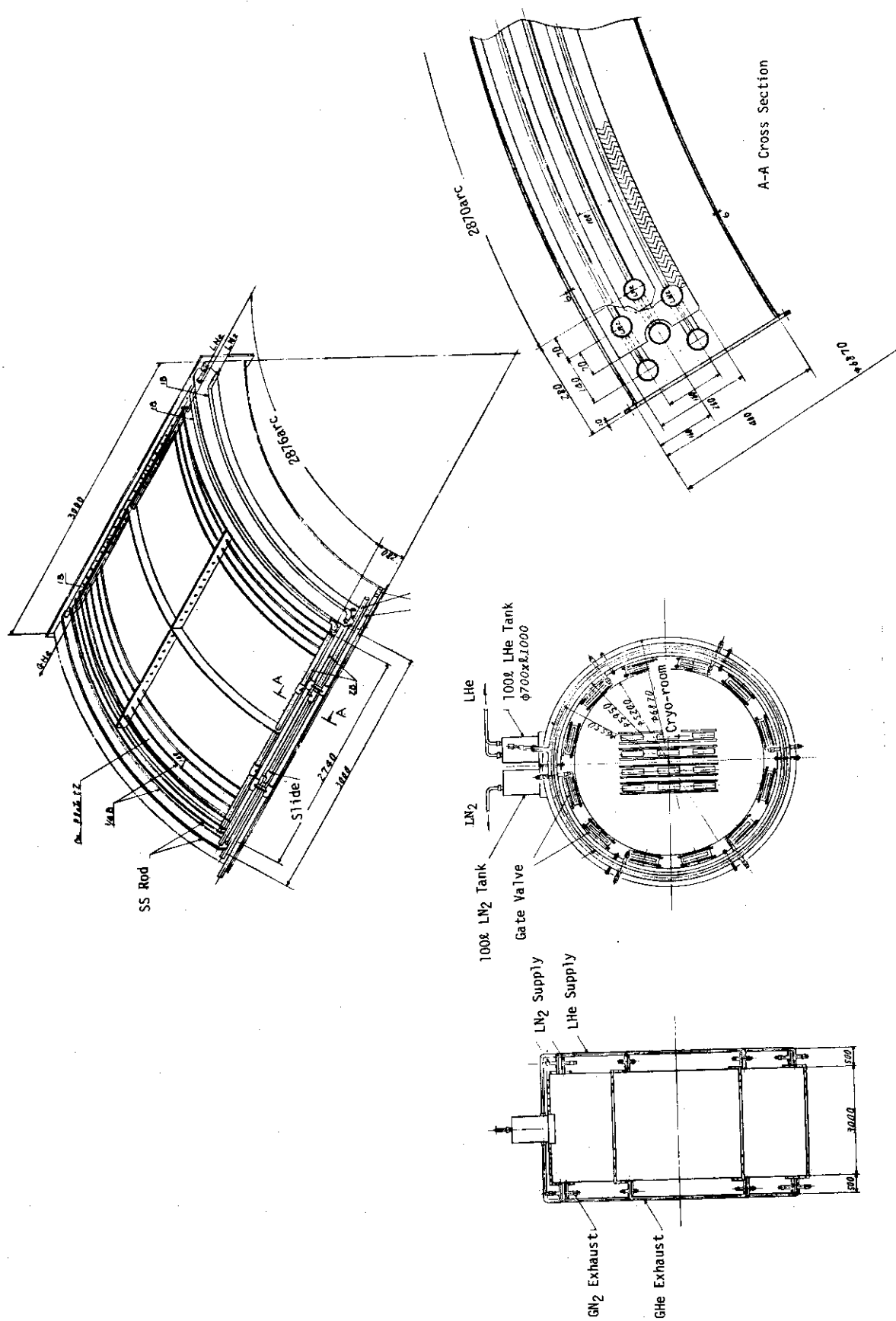
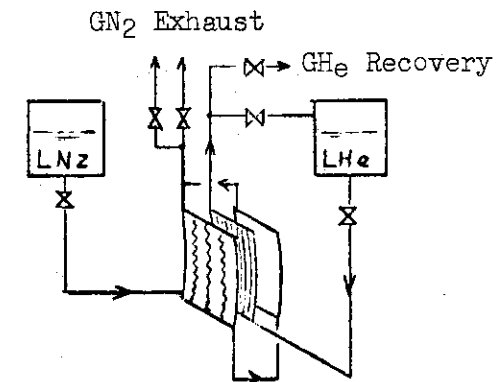
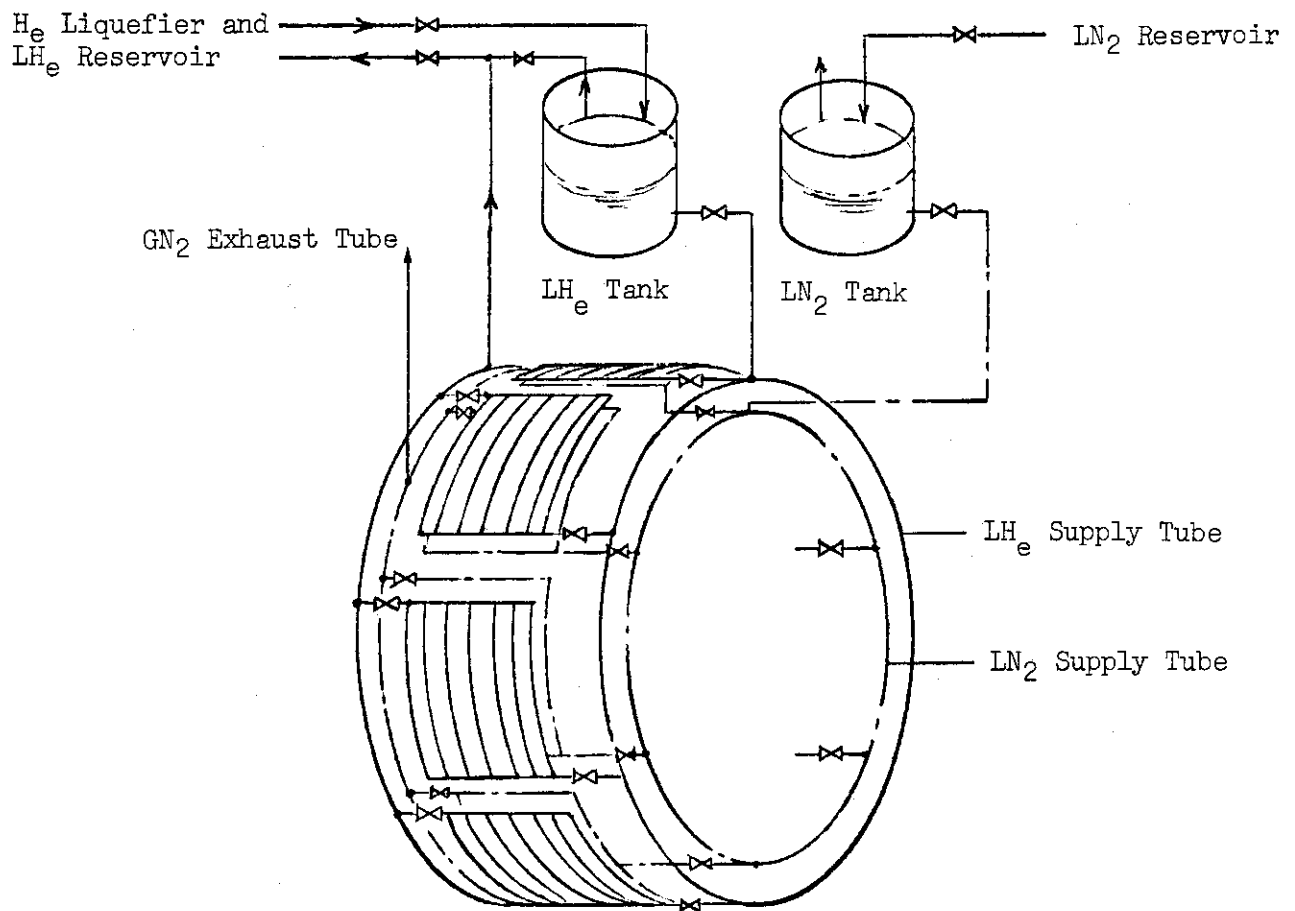


Fig. 8.5.2 Cryo-pumps divided into six independent rooms around a injection beam line



Gas Flow in the Cryo-panel

Fig.8.5.4 Schematic flow of LHe and LN₂ coolant for cryo-pumps

8.6 ま と め

入射加熱装置の設計においてもっとも問題となることはイオン源においてどの程度の引出し電流密度が許されるかであり、これがシステム全体を決定する上で大きな要素となる。特にこの設計の場合の如く入射時間約300秒、休止時間約100秒と定常運転に近い場合、また加速電圧が200kVと高いイオン源においての電流密度上限を推定することは現状では極めて困難である。電流密度を決める要因としては、イオン源内において加速されて電極をたたくイオンによる電極の加熱もさることながら、イオン衝撃による電極の消耗等も考えられる。

電極の加熱についてはORNLのStewart等の導いた式を使用し、CulhamのCole等の実験と合せることにより係数を決め外挿した。その結果は当然電極間の電位差を小さくすること、イオン源内のガス圧を低くすることが有利であり、4段加速を採用し、低圧放電を可能とするホローカソードの採用を試みた。ここで採用した電極加熱の評価がどこまで成立するかは今後の開発の進展を見なければ分からない。

更に困難な問題は、イオンによる電極の消耗の評価である。この設計では一応上記の電極の加熱と同じ方法でイオン束を評価し、スパッタ、プリスタによる消耗を評価した。スパッタ比の方は比較的良く知られた量であり 0.1 A/cm^2 (平均)の電流密度を仮定したとき、電極の厚さ1mmの1割の消耗を許せば寿命は1年ぐらいとなる。プリスタについては消耗に関するデータが十分ではないが更に短い寿命となることが予想される。

イオン源の電流密度を間接的に制限する要因としては直接変換装置における電極の加熱および損傷がある。直接変換装置については、ビームを十分に拡げることができれば小さなイオン束とする可能性がある。しかし空間的な制約のほか、ここで応用したインライン直接変換方式の場合はビームの発散を空間電荷に頼っているためビーム光学的制限がありビームを十分に拡げること、電極表面に均等に拡げることには困難が予想される。

これらの問題を考慮し今回の設計では電流密度 0.1 A/cm^2 を採用した。電流密度が変化したとき影響を受けるものとして、ガスセル出口におけるガス効率、したがってクライオポンプの容量、ガスセルの圧力、長さ、更にイオン源の個数等であり、入射加熱装置全体の大きさによってその影響は及ぶことになる。

イオン源の寿命を決定する要因にはこのほか加速電極間の放電による溶融とか、フィラメントの断線などが考えられる。これらは経時変化として起こるというよりも事故時に起こるものでその予測は更にむずかしい。電極間放電は現在のイオン源ではしばしば起こっている現象であり、もっぱら回路的に保護されており、同様な方法が応用できるものと仮定した。また後者については、フィラメントのないホローカソードを使用することで長寿命化することを提案した。

今後更に検討を要する項目としては、

- (1) 更に詳細な検討を行なうことにより設計の基本となるイオン源電流密度について設計基準となる値を設定する。
- (2) イオン源の寿命についての評価
- (3) ホローカソードイオン源の大出力入射加熱装置への応用の可能性の詳しい検討

- (4) イオン源故障時の交換，修理法の検討（特にトリチウムおよび中性子による誘導放射能下であり，しかもコンクリート遮蔽内におかれているため）
- (5) 入射加熱装置全体の解体，修理，組立法の検討およびそれを考慮した構造設計，特にクライオポンプ構造，直接変換装置構造，冷却配管，電気的絶縁を考慮した支持法等が考えられる。
- （新谷 吉郎，大和 春海）

文 献

- (1) 炉設計研究室：JAERI-M 7262 (1977)
- (2) Riviere, A. C. : Nuclear Fusion 11, 363 (1971)
- (3) 松田，大森：JAERI-M 6222 (1975)
- (4) Freeman R. L., Sones E. M. : CLM-R 137 (Culham Laboratory 1974)
- (5) S. Matsuda et al. : private communication
- (6) K. W. Ehlers et al. : Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams LBL-3399 I-5 (1974)
- (7) W. L. Stirling et al. : ibid V-10 (1974)
- (8) Y. Okamoto et al. : Rev. Sci. Instrum. 43 (1972)
- (9) 本多 侃士：気体放電現象 (1964)
- (10) 中村 嘉宏他：NAL-TR-326 (航空宇宙技術研究所 1973)
- (11) 小原 祥裕：原研加熱専門部会資料 №8 (1976)
- (12) J. R. Coupland et al. : Rev. Sci. Instrum. 44 1258 (1973)
- (13) G. W. Hamilton et al. : Proc. 1st Topical Meeting on Tech. Controlled Nucl. Fusion CONF-740402-P1 376 (1974)
- (14) L. D. Stewart et al. : ibid 365 (1974)
- (15) H. C. Cole et al. : CLM-P313 (1972)
- (16) J. H. Fink et al. : 6th Symp. on Engineering Problems of Fusion Research 161 (1975)
- (17) D. Youts : Proc. Nucl. Fusion Reactors Conf. (Culham) 424 (1969)
- (18) 白石 健介，鎌田 耕治：核融合炉研究の進歩と動力炉開発への展望 (日本原子力学会) 276 (1976)
- (19) U. Vetveek & W. Eckstein : Applications of Ion Beams to Metals, Preprint. 597 (1974)
- (20) K. H. Berkner et al. : Proc. 1st Topical Meeting on Tech. Controlled Nucl. Fusion CONF-740402-P1 392 (1974)
- (21) R. W. Moir : ibid 432 (1974)
- (22) R. W. Moir & W. L. Barr : Nucl. Fusion 13 35 (1973)
- (23) Jinchoon Kim & J. H. Whealton : Nucl. Instrum. Methods 141 187

(1977)

- (24) P. Raimbault : EUR-CEA-FC-823 (1976)
- (25) D. J. Bender et al. : UCRL-77239 (1975)
- (26) J. N. Chubb et al. : J. Phy. D 1 361 (1968)
- (27) 炉設計研究室 : JAERI-M 6670 (1976)
- (28) LBL/LLL CTR Staff : LBL-3296 (1975)
- (29) P. A. Redhead et al. : The Physical Basis of Ultrahigh Vacuum,
Chapman and Hall 394
- (30) 村上 義夫 : 第2回プラズマ加熱専門部会資料 (1976)

9. 電源系設計

9.1 概 要

実験炉電源系統のうち主要なものは炉心に直接関係するトロイダル磁場コイル用電源、ポロイダル磁場コイル用電源、中性粒子入射加熱装置用電源と超電導コイルのための冷凍機用電源、真空排気系電源、冷却材循環のための送風機駆動用電源などである。個々の電源に必要な電力は各装置の設計において算出されており Fig. 9.1.1 に系統の概要と必要な電力が示されている。

各電源系統のうち通常の商業用電源装置が使用出来ないと考えられるのはポロイダル磁場コイル用電源と中性粒子入射加熱装置用電源である。後者は 85 MW もの電力でかつ 200 kV という高電圧のうえ短絡時の保護回路が必要であるなどの問題がある。又実験炉はビーム駆動型の設計になっているので中性粒子入射加熱装置は炉の起動時だけでなく全燃焼時間にわたって稼動している。従ってもし炉の運転周期のうち休止時間に中性粒子入射加熱装置用電源への受電を停止することが電力系統に悪影響を与えないか、もしくは休止時間中の受電電力を他にふりむけることが出来れば、中性粒子入射加熱装置用電源はエネルギー蓄積装置を使わずに電力系統から直接受電出来る。電力系統からの受電が出来ないとすればエネルギー蓄積装置との間で例えば ANL-EPR で採用している様な高周波多相型の DC-DC コンバーター⁽¹⁾の様な変換装置を考える必要がある。ここでは電力系統からの受電出来るものと考え 8 章で述べた様な電源を使用するものとする。従って本章では特殊な電源系統としてポロイダル磁場コイル電源系を主に考えこれについて述べるものとする。

ポロイダル磁場コイル電源は炉の起動時及び停止時に最大数百 MW ものパルス的な電力を必要とするためこれを電力系統から受電すると巨大なパルス状の負荷が系統に悪影響を及ぼす結果となる。従ってポロイダル磁場コイル電源系にはエネルギー蓄積装置を置き系統からはこのエネルギー蓄積装置に常に一定の電力でエネルギーを蓄えておき、ここからポロイダル磁場コイルへパルス状の大電力を供給する方式を採る。従ってポロイダル磁場コイル電源系は、電力系統からエネルギー蓄積装置へ一定の電力を供給するための整流装置、エネルギー蓄積装置、及びエネルギー蓄積装置からポロイダル磁場コイルへ電力を取り出すための電力変換装置の三つの部分からなる。このうち最初の整流装置は通常の商用電源装置が使用出来るのでここでは後の二者について述べることにし、9.2 にエネルギー蓄積装置、9.3 に電力変換装置に関して記述した。

この設計では最終的にエネルギー蓄積装置として超電導誘導エネルギー蓄積装置（以下 SC-IES と略称する。）を採用し、電力変換装置としてサイリスタとコンデンサーを用いたインダクタンス負荷型の DC-DC コンバーターを採用した。

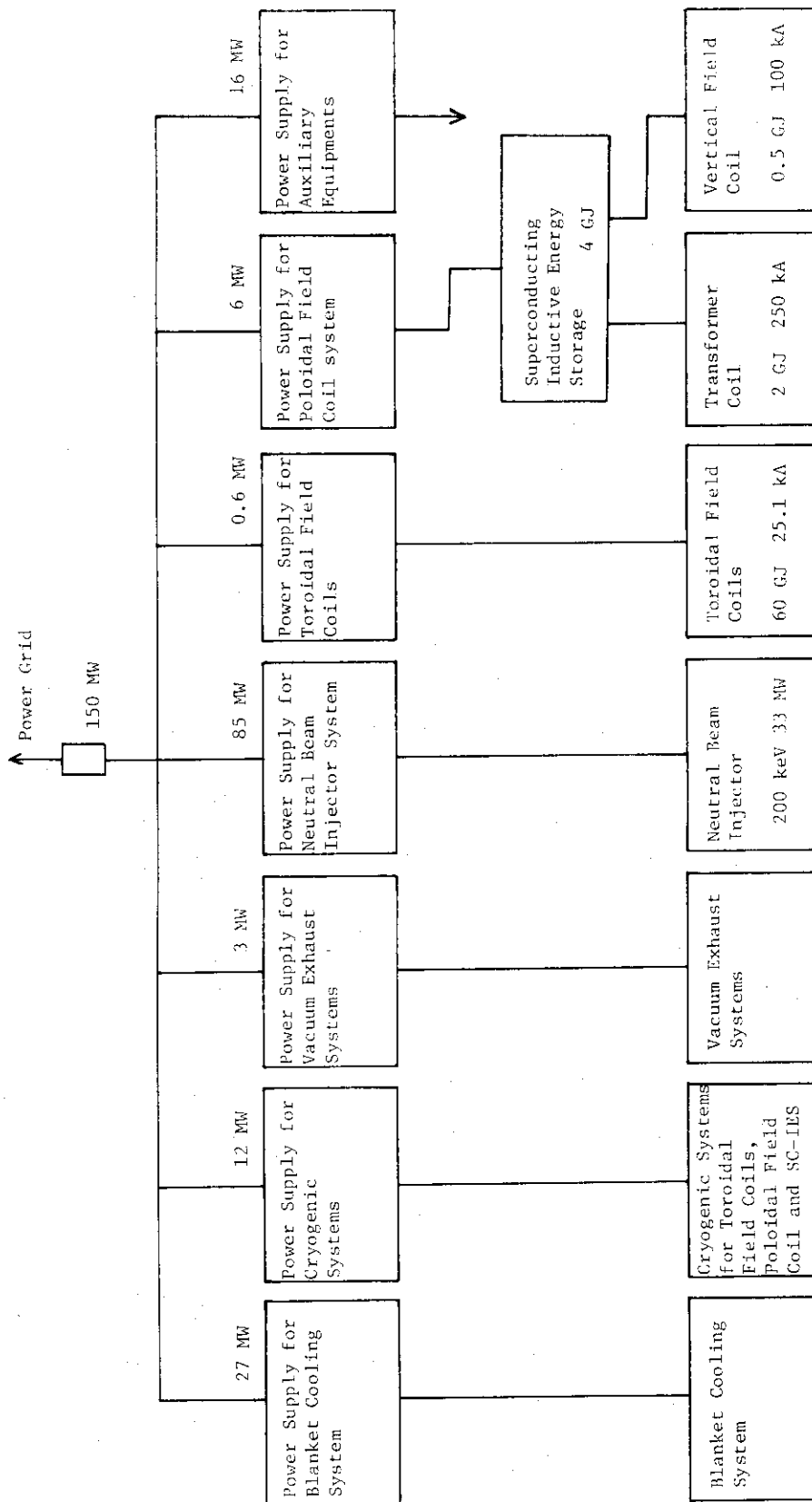


Fig. 9.1.1.1 Block Diagram of Power Requirements

9.2 エネルギー蓄積装置

9.2.1 エネルギー蓄積装置の選択

現在核融合研究に使用されているエネルギー蓄積装置はコンデンサー、及びフライホイール付MGであるが、これ以外に単極発電機、超電導誘導エネルギー蓄積装置等が有望と考えられている。実験炉規模のエネルギー蓄積装置としては経済性、蓄積エネルギー密度等の点からコンデンサーは不利であり残り三者を対象として選択を行うこととする。エネルギー蓄積装置の負荷となる変流器コイルと垂直磁場コイルはそれぞれ250 kA, 100 kAという直流大電流を必要とし、特に垂直磁場コイル電流はプラズマ電流、温度、密度等に応じて制御してやる必要があり、又変流器コイル電流もある程度の制御が必要と思われる。従ってエネルギー蓄積装置の出力特性はこのような負荷側の要求に適合するものでなければならない。しかし上記三つのエネルギー蓄積装置のうちこの要求に適合するものはなく、いずれの場合も変換装置を必要とする。又入力側においても同様で電力系統との間に変換装置を必要とする。フライホイール付MGの場合入力側にはAC-AC可変周波数変換装置、出力側にはAC-DC制御整流装置が必要であり、超電導誘導エネルギー蓄積装置の場合入力側にAC-DC制御整流装置、出力側にDC-DC変換装置が必要である。単極発電機の場合は駆動の方法によって異なるが、電流駆動の場合は入力側にAC-DC制御整流装置、出力側にDC-DC変換装置が必要である。これらの変換装置を含めて考えるとロス点では超電導誘導エネルギー蓄積装置が有利であり、単極発電機も界磁を超電導にすればロスは比較的少ない。又技術的にはフライホイール付MGが大きな開発努力を要しないことから有利と考えられるが、実験炉ではトロイダル磁場コイルを超電導化することになっているので超電導誘導エネルギー蓄積装置もその技術を利用すれば特別の技術開発は必要でなくなる。建設コストに関してはそれぞれの装置の技術開発段階が異なることもあり、又将来の素材コストの不確定性等から一概に言えないが、フライホイール付MGが不利であるとの見方もある。⁽²⁾以上の様な諸点を考慮して本設計では超電導誘導エネルギー蓄積装置を採用することとしたが、他に二者の併用という案も考えられる。即ち変流器コイルの電源として単極発電機を変換装置を介することなく変流器コイルに接続し、この系のロスエネルギーの補給と垂直磁場コイルの電源用として超電導誘導エネルギー蓄積装置を用いる方法である。しかしこの方法を採用するとプラズマのガスブレイクダウンに必要なループ電圧を得るために変流器コイルの補助コイルが別に必要になるという欠点があり、本設計では採用を見合わせた。次項に超電導誘導エネルギー蓄積装置の設計結果を述べる。

9.2.2 超電導誘導エネルギー蓄積装置の設計

「核融合実験炉第1次予備設計中間報告書」⁽³⁾の結果をもとにして昭和51年度に行った「トロイダル型核融合炉用超電導誘導エネルギー蓄積装置の設計研究」⁽⁴⁾の結果について述べる。この装置の最大蓄積エネルギーは10 GJであり、この値は次節で述べる今回の設計値とは異っている。

(A) 形状と線材の選択

超電導誘導エネルギー蓄積装置(SC-IES)はトロイダル磁場コイルやトロイダル磁場コ

イルと異り特定の空間に必要な磁界分布を形成する必要が無いのでその形状は自由に選択出来る。従って先ず形状についての最適化設計を行う必要がある。ここでは2重ソレノイド、単純ソレノイド、トーラスの3種の形状について、それぞれ最適化を行った。最適化の際の目的関数としては、超電導導体の線材コスト、電磁力支持のための材料コスト、及びヘリウム容器、真空容器の材料コストを基本にし、これに製作加工費、雑経費等を勘案した係数を乗じたものを使用した。ただし線材については実験炉の製作時期が1980年代後半であることから、現状技術の延長上にあるNbTiを使用することとし、そのコストについてはBNLの予測⁽⁵⁾に基いて1980年代後半のコストを予想し、ほぼ現在の価格の半分として計算している。この様な最適化の結果定まった2重ソレノイド、単純ソレノイド、トーラスの各形状をFig. 9.2.1に示す。又それぞれの形状での諸元をTable 9.2.1～Table 9.2.3に示す。Fig. 9.2.1で明らかな様にトーラスはその占有面積が大きい、又単純ソレノイドは2重ソレノイドと比べ、高さは高いが体積としてはかなり小さい。又Table 9.2.1～Table 9.2.3を比較すると材料重量ではトーラスが一番大きく、2重ソレノイドが最も小さい、又材料コストではトーラスが最高で単純ソレノイドが最小となる。又この計算ではトーラスを理想トーラスとしているが、実際は分割形にする必要があるので重量、コスト共もう少し増大することになる。従ってトーラスは明らかに不利であり、この選択から除外することにする。2重ソレノイドと単純ソレノイドとの比較では、占有面積、コスト等の点で単純ソレノイドの方が少し有利であるが、単純ソレノイドの場合にはもれ磁界の処理方法が問題になる。炉本体、付属機器からコイルを離して置けばもれ磁界の影響を少なくすることは出来るが、付属機器との配管によるロス、電流リードのジュールロス等が大きくなり、広大な用地が必要になるという不利が生じる。又鉄によるしゃへいを設けるとすればかなり多量の鉄を必要とすることになる。従ってもれ磁界の処理を考慮に入れて比較すると2重ソレノイドが最適と思われる。

以上の結果以後の詳細な設計はFig. 9.2.1に示した2重ソレノイドの形状について行うこととする。

(B) 2重ソレノイドコイルの設計

本マグネットの導体設計では完全安定化設計を基本とし、さらに本質的安定化方式も併用して安全度を高めるとともに、磁界変動による損失を軽減させることを目標とした。冷却方式としては4.2 Kの液体ヘリウムによる強制冷却方式を採用した。安定化用導体として現在の大型超電導マグネットでは銅が使用されているが、銅は磁気抵抗効果が大きく、4.2 Kにおいて磁界のない場合には比抵抗が $10^{-10} \Omega\text{-m}$ 以下であるが、8 Tの磁界が加わると $5 \times 10^{-10} \Omega\text{-m}$ 程度に上昇する。これに対して高純度アルミニウムは磁気抵抗効果が非常に小さく、8 Tの磁界下でも $10^{-10} \Omega\text{-m}$ 程度の低い比抵抗が得られる。これに加えて導体の軽量化にもなるという利点も持つので本設計では安定化用導体として高純度アルミニウムを採用することとした。270 kAの超電導線は冷却表面積を大きくして電流密度を上げるとともに、渦電流損の低減を図るため、これを分割して5.4 kAの素導体50本で270 kA導体を構成する。この素導体はNbTi, Cu, CuNiの三層構造導体を採用し、ツイスト損の低減を図ることとする。導体の構成は上記素導体が高純度アルミニウムの安定化導体と電磁力支持のためのSUSの部材とを配したFig. 9.2.2に示す様なものとする。2重ソレノイドの主コイルは上記270 kA導体

259ターン、シールドコイルは108ターンから成る。Table 9.2.4に超電導体の諸元を示す。

2重ソレノイドコイルの均一電流分布近似での磁界分布を主コイルとシールドコイルとの成分に分けて示したのがFig. 9.2.3である。主コイルより内側の空間の磁界はシールドコイルのために約70%に下がっている。主コイルとシールドコイルに挟まれた空間では逆に磁界の絶対値は強められ、主コイル内側の空間とほぼ同程度になっている。シールドコイルより外側の空間では両コイルの磁界が打ち消し合い、合成磁界は小さくなっている。主コイル導体が経験する最大磁界は主コイル単独の場合には11Tであるが、シールドコイルの効果のために8Tに下がっており、主コイル導体コストを下げる役割をも果している。Fig. 9.2.4はもれ磁界の分布を示したものであり、シールドコイルの効果によって $r=1.8\text{ m}$ の地点(コイル容器外壁より9m)での磁界は50 Gauss以下となっている。

コイルに働く電磁力は主コイルの部分では径方向の外側と内側からの圧縮力であり、軸方向も上下からの圧縮力となり、シールドコイルの部分では径方向の外向きの拡張力となり、軸方向の力はほとんどない。主コイルの径方向の圧縮力は導体のSUS補強材で支持し、圧縮力の合力として、わずかに残る外向きの拡張力は外周に設けたタガで支持する。主コイルの軸方向の圧縮力は前記のSUS補強材で支持する。また、シールドコイルの拡張力は導体のSUS補強材で外周まで伝えた後、そこに設けたタガによって支持する。数値計算された電磁圧力は、主コイル径方向の圧縮力の最大値が27.4MPa、径方向外向きの拡張力の最大値が4.0MPa、軸方向圧縮力の最大値が42.6MPa、シールドコイルの径方向外向きの拡張力の最大値が13.7MPa、軸方向圧縮力の最大値が4.0MPaであった。2重ソレノイドは互いに逆向きの双極子であり、常に反撥力を及ぼし合っている。両コイルの中心が完全に一致していれば、この力はトータルとしてゼロである。しかし、この中心が上下方向にずれると両コイルには相対的に上下方向の力が加わり、水平方向にずれると逆向きの復元力が働く。この力は上下方向のずれ10mmに対して約600トンであり、水平方向のずれ10mmに対しては約190トンとなる。従って製作、据付けの誤差がこの程度で済めば支持は充分可能である。

熱負荷は冷凍系からみて、4.2Kの液体ヘリウム温度レベルの熱負荷と、熱シールド部の温度レベル(80K)の熱負荷に大別される。また発生部分で大別すると、超電導体の交流損失、液体ヘリウム容器の交流損失、構造体外部からの熱侵入に分けられる。これらについて主要熱負荷の計算結果をTable 9.2.5に示す。線材部の交流損失では安定化用導体部での渦電流損が最大であり、特に主コイルで生ずる渦電流損が約80%に達する。ツイスト損はマトリックスにCu/CuNiを用いているため極めて小さく、またヒステリシス損も細線化の効果があり、共に無視できる程度の損失である。変動磁界に伴う損失が過大であると導体から液体ヘリウムへの熱伝達量に影響を及ぼし、導体の安定化特性をそこなう可能性がある。この設計の場合、最大熱負荷は $4.69 \times 10^4 \text{ W}$ であるが、この負荷をコイルの冷却表面積当りに換算すると 0.53 W/m^2 で、液体ヘリウムへの臨界熱伝達量の0.02%以下であり、安定化特性に影響を及ぼすことはない。液体ヘリウム容器は周回電流を誘起しないように6分割され、SUS304で構成されている。この部分の渦電流損は613Wにもなり、線材部の渦電流損に匹敵するものとなる。この損失はほぼ分割数の2乗に逆比例するので、今後分割数を増すことも検討すべ

き問題である。また、10 mオーダーの大型のプラスチッククライオスタットが開発できれば、その方が熱発生がなく理想的である。構造体外部からの熱侵入は伝導と輻射によるものが計115 W、電流リードからの熱侵入が平均260 Wである。

Fig. 9.2.5 に示す様にコイルの構成はパンケーキコイルを巻枠兼用のスペーサーブロックを介して積重ねる方式とする。主コイルは37パンケーキ、シールドコイルは36パンケーキから成る。コイルの冷却は、パンケーキ内部では超電導導体と対で密着巻きした冷却溝にヘリウム通路を構成し、ヘリウム気泡はスペーサーブロック部に構成された溝を通して上方に抜ける構造とする。電磁力の支持方法は次の様なものとする。

a) 径方向電磁圧力に対してはパンケーキ毎に高張力のバインド線、又はテープでタガ締め支持する方式とする。

b) 軸方向電磁圧力は線材をSUSで補強することにより強度をもたせ、各パンケーキ間は巻枠兼用の高強度FRPにより支持する。

c) コイル中心のずれによる電磁力に対しては、軸方向についてはコイルの自重でほとんどカバーできるが、さらに各コイル巻枠をスタッドで固定し、究極的に液体ヘリウム容器底面に固定支持される。径方向についてはコイル巻枠のスタッドで支持すると同時に、主コイルとシールドコイル間に径方向を支持するスタッドを設ける構成とする。

全体構造図をFig. 9.2.6 に示す。主コイル及びシールドコイルが2重同心環状に液体ヘリウム容器内に配置され、液体ヘリウム容器はドーナツ円筒状の真空容器内に支持される。液体ヘリウム容器の支持は三重円筒支持構造とし、中間に低温ポイントを設けて常温部から液体ヘリウム部への伝導熱侵入を軽減する構造とし、円周上6ヶ所で支持する。液体ヘリウム容器を囲む真空断熱空間には熱シールド板を設け、常温部からの輻射、伝導熱侵入をシールド部に流す低温ヘリウムガスで吸熱する構造とし、液体ヘリウム部への熱侵入を軽減する。低温ヘリウムガスは冷凍液化機からのバイパス供給により、シールド部の温度を約80 Kに維持する。主コイルとシールドコイルの中間スペースには液体ヘリウム所要量を軽減するための仕切円筒を設ける。液体ヘリウムは真空外筒の側面下部より液体ヘリウム容器下面に導入される。主コイル及びシールドコイルに流入した液体ヘリウムはコイル上部でオーバーフローして再び仕切円筒内に設けた液体ヘリウム導出パイプを通して真空外筒側面下部に導出される。冷凍液化機よりバイパス供給される低温ヘリウムガスも同様に真空外筒側面下部より熱シールド板底部に導入され、シールド板を冷却して、再び真空外筒側面下部に導出される。真空容器外筒には真空排気ポート6ヶ所、計測ポート等を設ける。電流端子は上部に設けられる。重量、液体ヘリウム量の概算結果をTable 9.2.6 に、又設計された2重ソレノイド形エネルギー蓄積装置の主要諸元をTable 9.2.7 に示す。

Table 9.2.1 Energy Storage Coil Characteristics (I)
Double Solenoid Type

Main coil inner radius	3.45	m
Main coil thickness	1.38	m
Shielding coil inner radius	6.10	m
Shielding coil thickness	0.58	m
Coil length	5.5	m
Coil outer diameter	13.4	m
Maximum field	8.0	T
Average current density	9.0	MA/m ²
Maximum stress		
for radial direction	13.7	MPa
for axial direction	43.0	MPa
Weight		
Superconductor	160	ton
Structural materials	930	ton
Vessel	280	ton
Material cost index		
Superconductor	2.10	
Structural materials	0.47	
Vessel	0.14	

Table 9.2.2 Energy Storage Coil Characteristics (II)
Solenoid Type

Coil dimensions		
Inner radius	3.49	m
Thickness	0.57	m
Length	8.4	m
Diameter	8.7	m
Maximum field	8.0	T
Average current density	9.0	MA/m ²
Maximum stress		
for radial direction	31.0	MPa
for axial direction	52.0	MPa
Weight		
Superconductor	90	ton
Structural materials	1230	ton
Vessel	190	ton
Material cost index		
Superconductor	1.16	
Structural materials	0.61	
Vessel	0.09	

Table 9.2.3 Energy Storage Coil Characteristics (III)
Torus Type

Coil dimensions		
Major radius	7.41	m
Minor radius	2.44	m
Diameter	21.7	m
Thickness	0.40	m
Maximum field	7.1	T
Average current density	9.3	MA/m ²
Weight		
Superconductor	170	ton
Structural materials	1080	ton
Vessel	360	ton
Material cost index		
Superconductor	2.07	
Structural materials	0.54	
Vessel	0.18	

Table 9.2.4 Specification of 270kA Conductor

	Main coil	Shielding coil
Cooling	4.2K liquid helium forced cooling	
Stability	Cryostatic	
Maximum current	270kA	
Superconductor	NbTi (matrix Cu/CuNi)	
Diameter	10 μm	
Numbers of element wire	1.57×10^5	
Twist pitch	30 mm	
Stabilizer	Al	
Resistivity	$1.0 \times 10^{-10} (\Omega\text{-m})$ at 4.2K	
Dimensions	1.60 cm x 0.76 cm	
Support material	SUS 304	SUS 304
Dimensions	12.3 cm x 1.46 cm	12.3 cm x 1.41 cm
Average current density	9.2 A/mm^2	9.2 A/mm^2
Maximum field	8.0 T	6.1 T
Conductor length	6.75 km	4.36 km
Conductor weight		
NbTi/Cu/CuNi	129 ton	83 ton
Al	72 ton	46 ton
SUS 304	884 ton	550 ton

Table 9.2.5 Heat Dissipation of SC-IES

Items			Average heat load (W)	Maximum heat load (W)
Liquid He level (4.2 K)	Conductor	Hysteresis loss	0.65	-
		Twist loss	1.03	46.8
		Eddy current loss	1.04×10^3	4.74×10^4
	Support	Eddy current loss	6.13×10^2	2.81×10^4
		Conduction load by support	30.0	-
		Conduction load by residual gas	65.0	-
		Thermal radiation load	20.0	-
Current leads loss		260.0	490.0	
Thermal shield (80 K)	Conduction load by support		100.0	-
	Conduction load by residual gas		70.0	-
	Thermal radiation load		6.70×10^3	-

Summation of loss at 4.2 K 2.03 kW

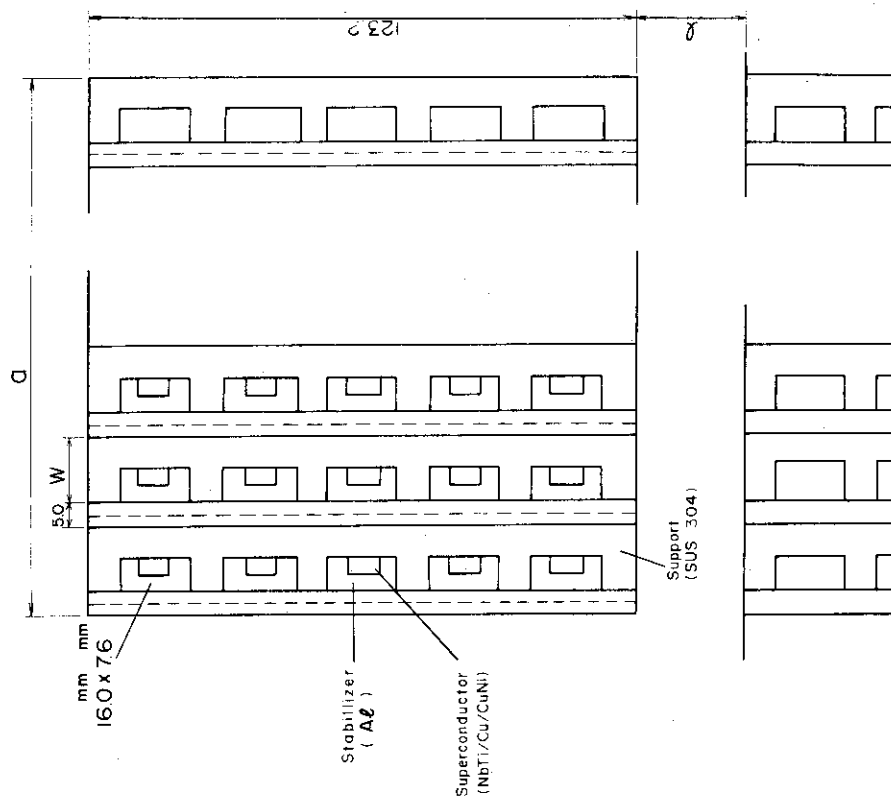
Summation of loss at 80 K 6.87 kW

Table 9.2.6 Weight Estimation Results

1. Superconducting coil (with bobbin & spacer)	1950 ton	Superconductor	212 ton
		Al	118 ton
		SUS	1434 ton
		FRP	186 ton
2. Support bind	330 ton	FRP	330 ton
3. Helium vessel	220 ton	SUS	160 ton
		FRP	60 ton
4. Vacuum vessel	490 ton	SUS	490 ton
5. the others	210 ton	Al	14 ton
		SUS	186 ton
		Liquid He	9.5 ton
		(volume	76 m ³)
Summation	3200 ton	Superconductor	212 ton
		Al	132 ton
		SUS	2270 ton
		FRP	576 ton
		Liquid He	9.5 ton

Table 9.2.7 Specification of SC-IES

Stored energy	10 GJ
Operation cycle	420 s
Maximum current	270 kA
Coil shape	Double solenoid
Maximum field	8.0 T
Average current density	9.0 MA/m ²
Conductor	NbTi/Cu/CuNi/Al/SUS
Cooling	4.2 K liquid He forced cooling
Heat loads at 4.2 K	2.0 kW
Dimensions	18 m (dia.) x 10 m (height)
Total weight	3200 ton



	Q (mm)	W (mm)	l (mm)
Main Coil	196	14.6	25.5
Shielding Coil	191	14.1	29.5

Fig. 9.2.2 270 kA Conductor for SC-IES

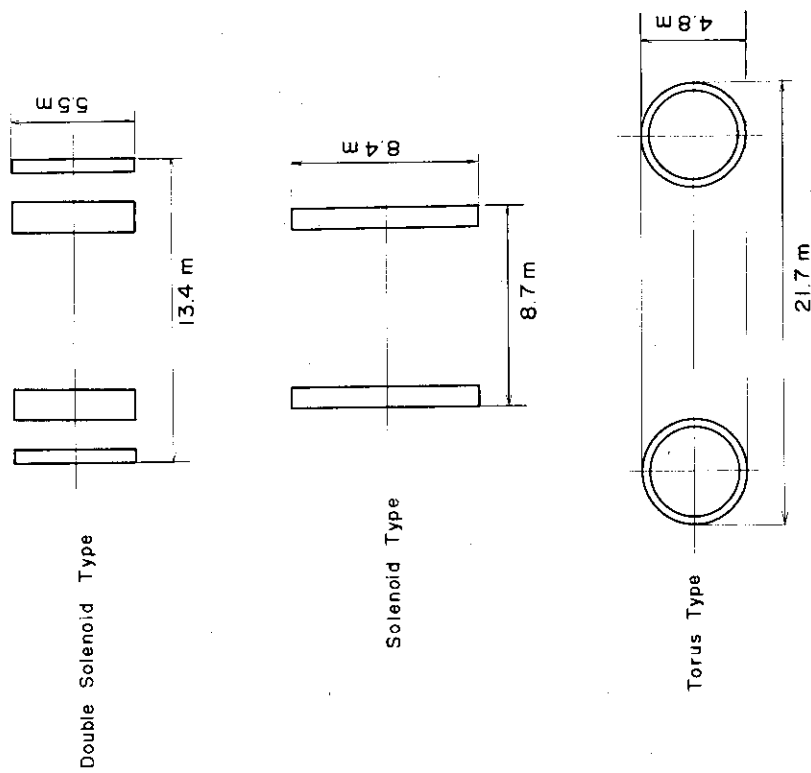


Fig. 9.2.1 Comparison of 10GJ Energy Storage Coil

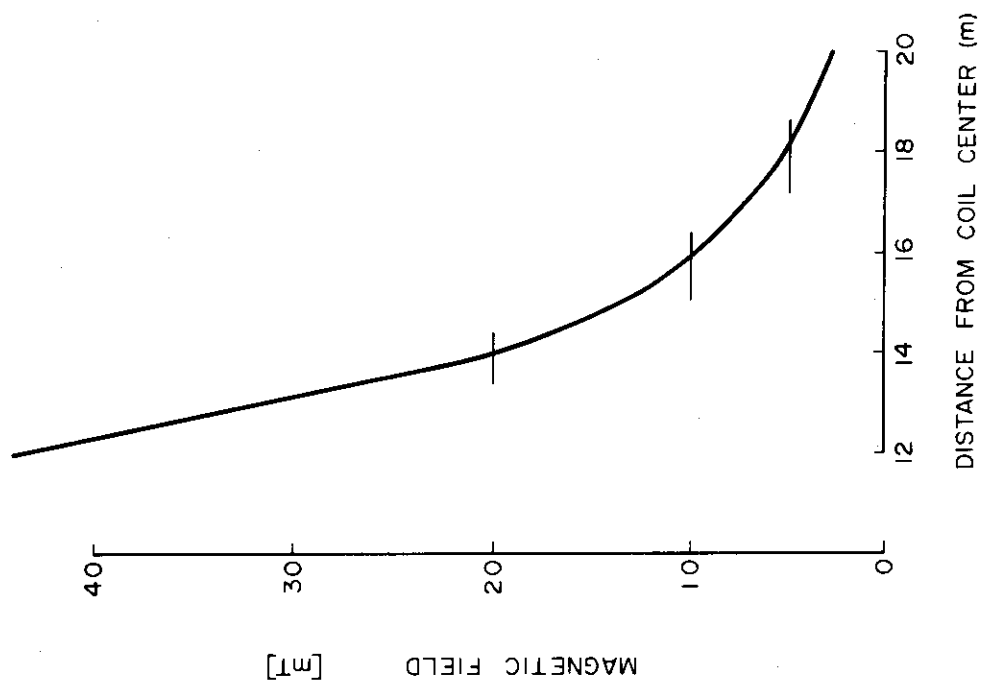


Fig. 9.2.2.4 Leakage Field Distribution at $Z=0$

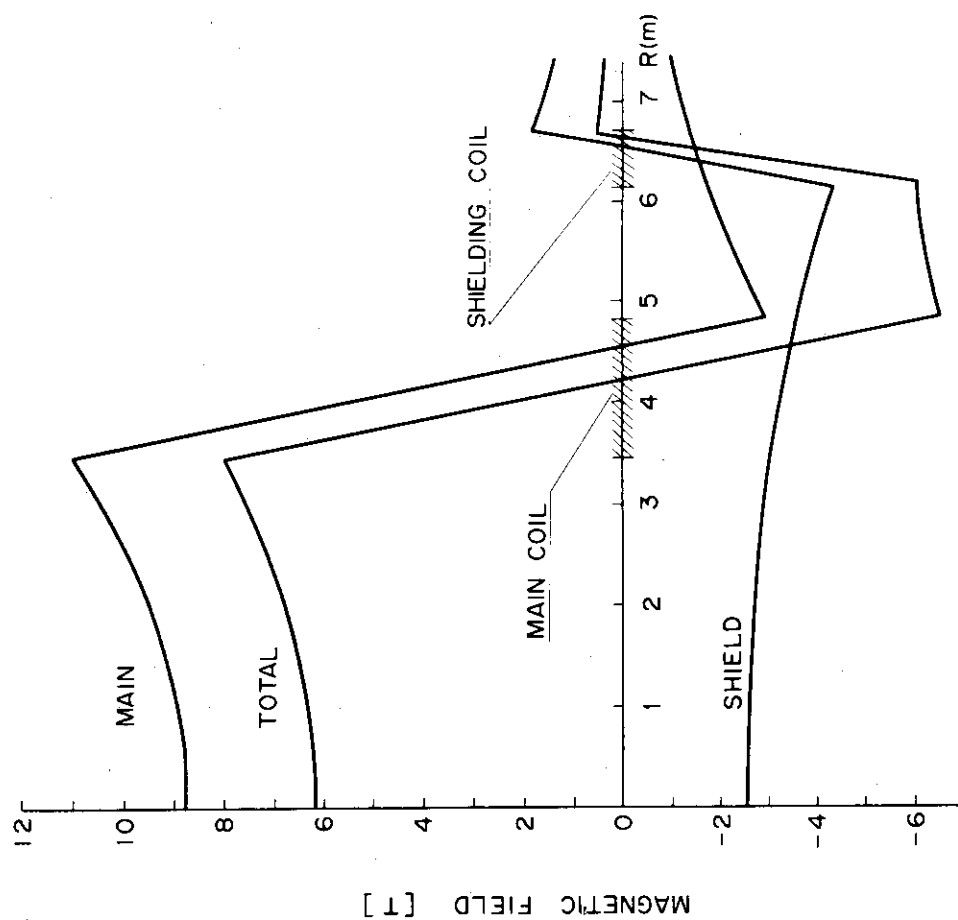


Fig. 9.2.3 Magnetic Field Distribution at $Z=0$

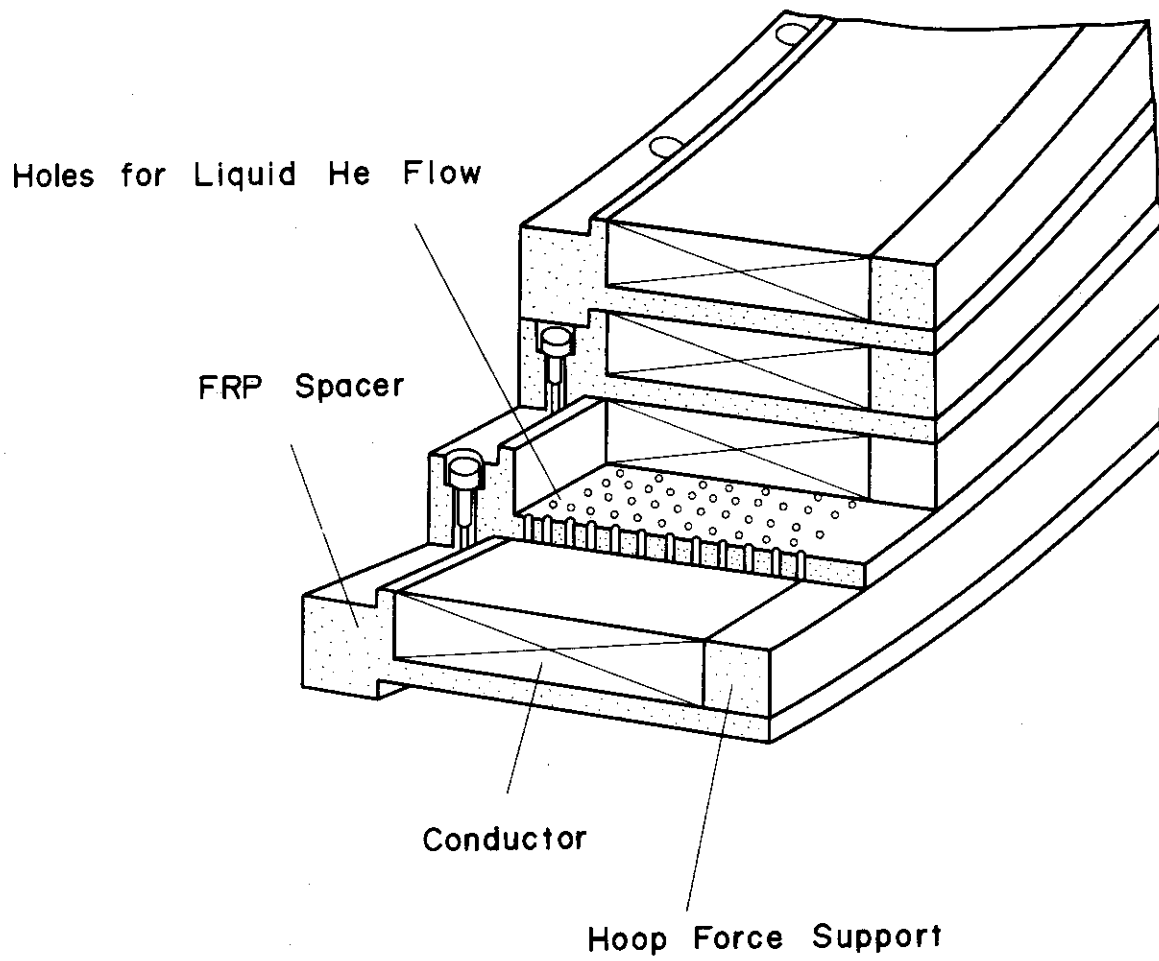


Fig. 9.2.5 Coil Construction

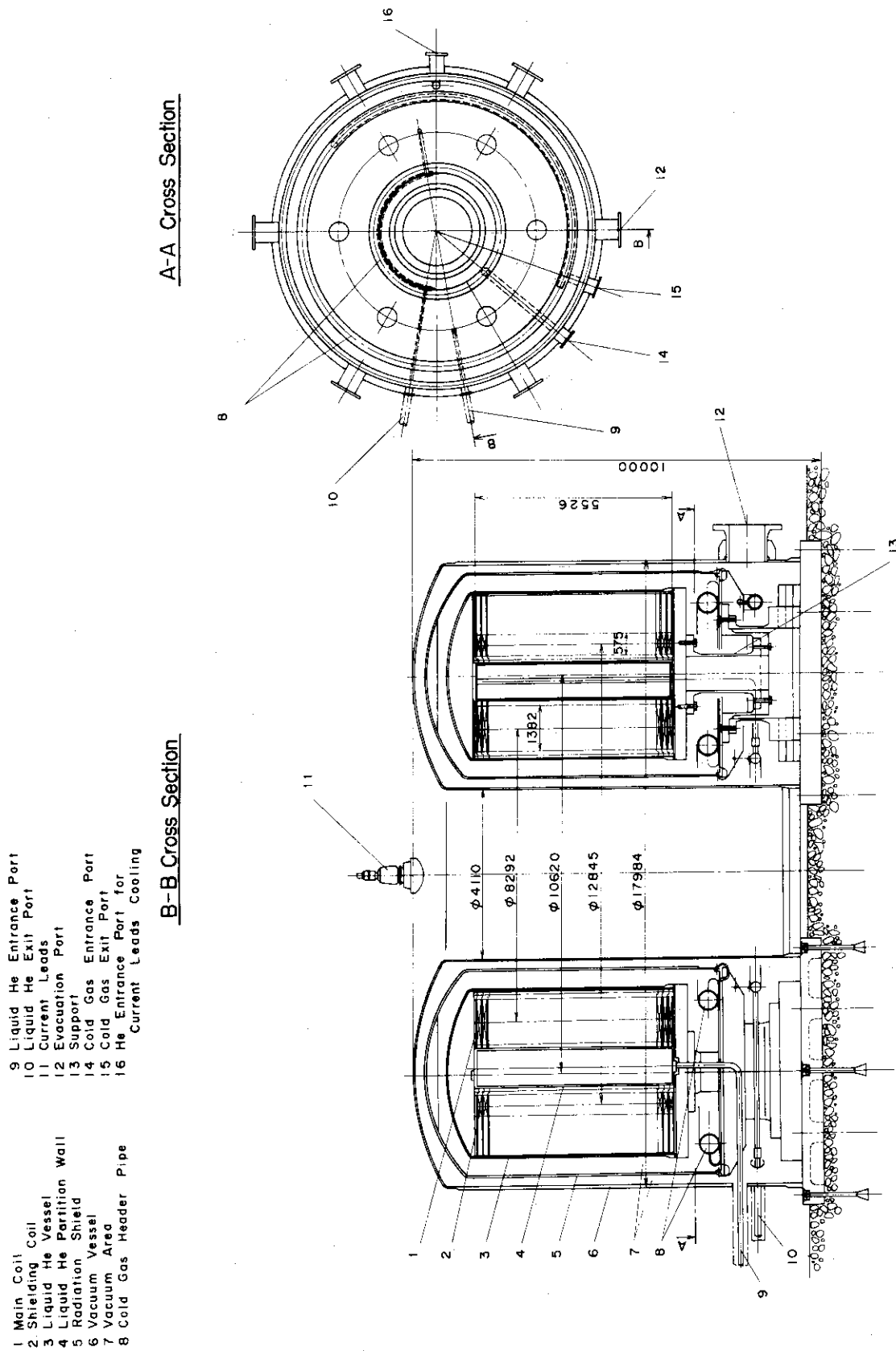


Fig. 9.2.6 Cross Section View of SC-IES

9.3 電力変換装置の検討

SC-IES とボロイダルコイルとの間のエネルギー転送方式には種々のものがある。最も簡単な方法は Fig. 9.3.1 に示した様に抵抗を介して転送する方法である。しかしこの方法は損失が大きく、転送後も SC-IES にエネルギーが残るので蓄積エネルギーの $1/4$ しか転送出来ない。Fig. 9.3.2 はコンデンサーを並列に挿入して転送する方法である。この方法は損失が少く、SC-IES の全エネルギーを転送できるが非常に大きなコンデンサーを必要とする。Fig. 9.3.3 はやはりコンデンサーを挿入するものであるが、コンデンサーを小さくするためにスイッチの切り替えによって、SC-IES の一部のエネルギーをコンデンサーに移し、それを負荷コイルに転送するというサイクルを繰返すものである。本設計ではこの原理に基いた 3 相のサイリスター変換装置⁽⁶⁾を用いることとした。Fig. 9.3.4 にその原理図を示す。この回路の動作は次に示す通りである。

サイリスタースイッチ $DS_1 \sim DS_6$ からなるブリッジの各スイッチの開閉の状態を番号で表わし、 DS_1 と DS_5 が ON の状態の時を 1、 DS_1 と DS_6 が ON の時 2、 DS_2 と DS_4 が ON の時 3 という順で DS_3 と DS_5 が ON の時の 6 まで番号を付ける。 $DL_1 \sim DL_6$ のブリッジについても同様の番号を付け、この番号の組み合わせで回路の接続状態を表わす。Fig. 9.3.4 で左側のブリッジから組合せ番号を書くこととし、 DS_1 と DS_5 、 DL_1 と DL_6 が ON になっている時は 1-2 と表記することにする。図では L_1 のコイルから L_2 のコイルへエネルギーを転送するものとし、初期状態で $I_1 \gg I_2$ とすると、回路は順に 1-2、1-4、2-4、2-3、4-3、4-5、3-5、3-6、5-6、5-1、6-1、6-2 とスイッチングを繰返す、又 I_1 と I_2 の差があまり大きくない時は 1-2、2-4、4-3、3-5、5-6、6-1 となる。この時、次の接続状態のサイリスターのゲートを ON にすることにより、コンデンサー $C_1 \sim C_3$ に蓄えられた電荷によって自動的に転流が行われる。負荷コイル L_2 の電流値は時間の関数としてほぼ定まっており、 L_2 の端子電圧も又時間の関数としてほぼ定まる。従ってコンデンサー $C_1 \sim C_3$ の容量はコイルの電流値とサイリスターのターンオフ時間によって決まる。この回路に使用されるサイリスターはターンオフ時間が $50 \mu s$ に設計されている。従って回路のスイッチングの間隔は最低 $0.5 ms \sim 1.0 ms$ は必要である。コンデンサー $C_1 \sim C_3$ の最大電圧は負荷コイルの電流変化率の最大値、 I_1 、 I_2 の値等によって異なり、簡単に定まらないので、コンデンサー $C_1 \sim C_3$ の容量は回路の計算機シミュレーションによって決定された。負荷コイル L_2 の電流値の制御は回路のスイッチングからスイッチングまでの平均の端子電圧によって行われる。従って制御の時間遅れは数 msec. のオーダーとなる。又 I_1 、 I_2 の値によって端子電圧波形、スイッチング間隔が異ってくるのでフィードバック制御を行うにしても制御系はかなり複雑になることが予想される。この回路のエネルギー損失は L_1 、 L_2 が超電導コイルであることから、配線部の抵抗によるジュール熱損失とコンデンサーの誘電損失、及びサイリスターの順電圧降下による損失が主なものになる。このうち誘電損失は無視でき、抵抗による損失も配線を極低温に冷却するか超電導化することにより、かなり小さくすることが可能である。しかし順電圧降下はサイリスターの耐電圧によっても異なるが、 $10 kV$ 当り $6 \sim 12 V$ になることが予想される。従って最大電流が流れる時には十数 MW の損失が発生する。この損失を出来る

だけ小さくするために、サイリスターに高電圧が加わらない様なフェーズでは直列接続の段数を減らしたサイリスターで運転出来る様に回路的な工夫が必要となる。回路損失、及びプラズマ中での熱損失となるエネルギーはSC-IESに直列に挿入された制御整流装置により電力系統から定常的に供給される。従ってSC-IESの蓄積エネルギーの最小値はプラズマ起動の初期であり、損失を含めて3 G J程度のエネルギーがSC-IESから引き出されることになる。この時SC-IESの電流変化をあまり大きくしないために、最大電流の半分程度におさえることとすれば、SC-IESの最大蓄積エネルギーは4 G J程度となる。Table 9.3.1にSC-IESポロイダル磁場コイルを含むDC-DC変換装置の設計諸元をまとめる。

Table 9.3.1 Parameters for Inductor-Converter System

SC-IES			
Stored Energy	4	GJ	
Maximum Current	200	kA	
Inductance	0.2	H	
Transformer Coil			
Stored Energy	2.18	GJ	
Maximum Current	250	kA	
Inductance	0.0697	H	
Vertical Field Coil			
Stored Energy	0.55	GJ	
Maximum Current	100	kA	
Inductance	0.11	H	
Inductor-Converter Capacitor Bank	0.2 F , 1 MJ	x 3	
SCR Element Valve			
Peak Inverse Voltage	4500	V	
Peak Current	1500	A	
Turn-Off Time	50	μ s	
Voltage Drop at Maximum Current	2.0	V	

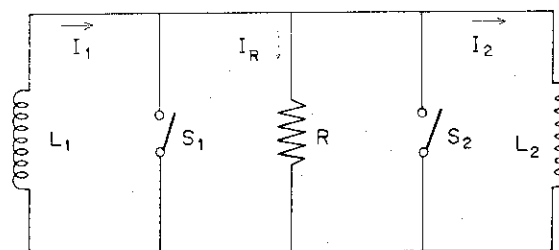


Fig. 9.3.1 Resistive Transfer

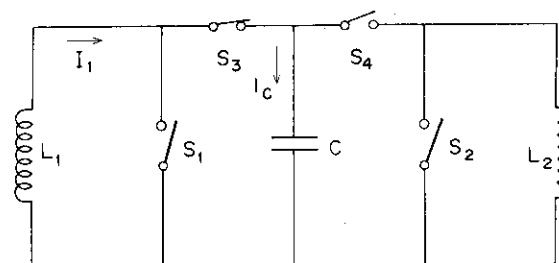


Fig. 9.3.2 Capacitive Transfer

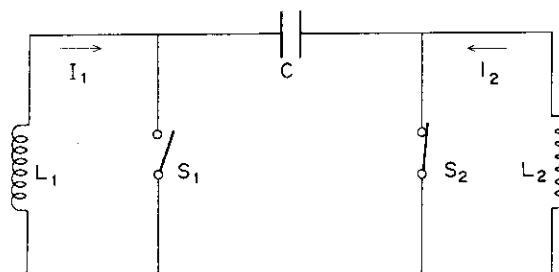


Fig. 9.3.3 Switched Capacitive Transfer

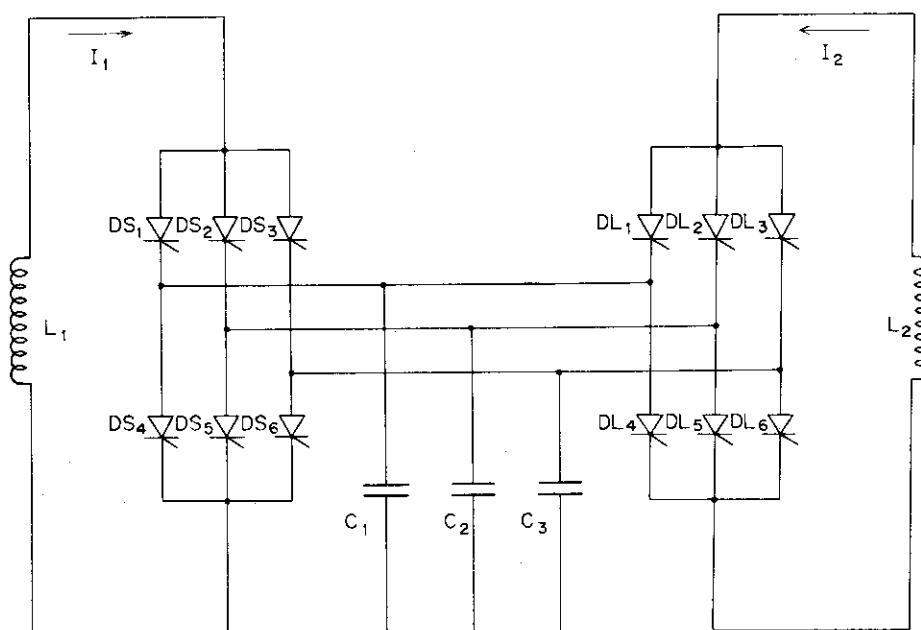


Fig. 9.3.4 DC to DC Inductor-Converter

9.4 ま と め

今回の設計ではポロイダル磁場コイル電源系を中心に述べ、そのシステムの概要が明らかにされた。しかしDC-DC変換装置の制御系の問題、回路の損失の評価等、今後詳細な検討を要する問題がある。制御特性は炉心プラズマ制御と密接に関係する問題でもあり、詳細な制御システムの検討と応答時間等の特性の解析が望まれる。又DC-DC変換装置の回路損失は意外に大きくなることも予想され、回路の工夫、順電圧降下の少い大電力用サイリスタの開発等が望まれる。又中性粒子入射加熱装置用電源は、今回の設計では電力系統よりの直接受電が可能としたが、エネルギー回収系の問題もあり、今後もう少し詳細な検討が必要と思われる。又システム全体として、慣性エネルギー蓄積装置と比較しての超電導エネルギー蓄積装置の優位性を明らかにする必要がある。

(山本 孝)

REFERENCES

- (1) W.M.Stacey,Jr., et al., "Tokamak Experimental Power Reactor Conceptual Design," Argonne National Laboratory Report ANL/CTR-76-3, August 1976.
- (2) C.C.Baker, et al., "Experimental Fusion Power Reactor Conceptual Design Study," General Atomic Report GA-A14000, July 1976.
- (3) K.Sako, et al., JAERI-M 6670
- (4) Fusion Reactor System Laboratory, JAERI-M 7201
- (5) J.R.Powell, "Costs of Magnets for Fusion Power Reactors : Phase I, Cost of Superconductors for Fusion Reactors," BNL 16580, 1972.
- (6) H.A.Peterson, et al., "Superconductive Inductor-Converter Units for Pulsed Power Loads," Proc. of International Conference on Energy Storage, Compression and Switching, Asti-Torino, Italy, November 5-7, 1974, Plenum Press, N.Y., 1976, pp.309-317.

10 炉心燃料給排系

10.1 概 要

核融合実験炉における炉心燃料給排系の主要な機能は、実験炉の定常運転時に炉心のプラズマ廃ガスを連続的に回収し、燃料ガスとして再生した後炉心にリサイクルする事である。

ここでは、炉心条件から燃料給排系に要求される燃料循環量を決め、その燃料を処理し得る炉心燃料給排システムを設定し、主要コンポーネントのシステム設計を行った。

(1) 燃料給排システムの構成

核融合実験炉における燃料給排系の主な役割としては、次の4つが大きなものである。

- (a) 炉心の燃料及び不純物の排気
- (b) 排気した燃料をリサイクルする為の精製（不純物の除去）
- (c) Hの除去及びインジェクター供給の為の同位体分離
- (d) 炉心への燃料注入

(a)の役割を果たすものが真空排気系であり、その主な機能は実験炉運転に先だてて炉心内を 10^{-8} Torr以上の高真空に至らしめる事及び炉運転中に定常的な排気を行う事である。真空排気系として核融合反応生成物及び不純物だけを選択的に排気できれば非常に好都合であるが、現在の所これは不可能である。本設計では交互運転のための2台のクライオポンプを主ポンプとして、ターボ分子ポンプから成る補助排気系及びメカニカルブースターポンプ等の回収系を備えた排気システムを各真空ポート毎に合計8系列設けた。

(b)の役割は排気された燃料を再び炉心に注入する為に燃料流中の不純物を除去する事である。燃料流中に同伴される不純物の中でHe及びHは通常の方法では除去し難く、特にHは燃料物質の同位体であり特殊な方法で分離しなければならない。本設計では、多くの不純物（Hは除く）を一挙に除去できる事及び製品純度の高い事等からPd-合金膜透過法による燃料精製系を採用した。これは24本のPd-合金管を有する分離器12台を直列に結合し、各分離器には2次側真空用（精製燃料回収用）ポンプを備えたものである。

(c)の役割は燃料物質の同位体である不純物Hの分離及び中性粒子入射加熱装置への供給燃料の分離を行う事である。現在、中性粒子入射加熱は重水素による方法が第1案であり、ここでは燃料流中から不純物H及び中性粒子入射装置用Dを抽出する同位体分離系を設定した。本設計の同位体分離系は、H分離用の第1カスケード及びD分離用の第2カスケードから成り、第1カスケードは必要に応じて運転可能な結合とした。第1カスケードは膜面積 $2.54 \times 10^3 \text{ cm}^2$ の分離器47段、第2カスケードは膜面積 $2.16 \times 10^4 \text{ cm}^2$ の分離器46段から構成される。

(d)に関して、現在の実験炉（JXFR）の設計ではプラズマへの燃料補給はコールドガスブランケット及び中性重水素粒子入射により行われる。従って、燃料給排系の燃料注入装置としてはコールドガスブランケットへガス状燃料を適当な圧力・流量で補給するバルブ及び配管等から成る注入系、及び注入燃料のD/T比を適当に調整する燃料ガス調整系で構成される。この

装置特有の開発課題は特になく考えられ、詳細な検討は今後譲る。

その他実験炉 (JXFR) 炉心燃料給排系の構成要素として、(イ)中性粒子入射加熱装置、(ロ)燃料精製系及び同位体分離系からの廃ガスを処理、処分するシステム、(ハ)燃料の一時貯蔵システム、さらに(ニ)格納容器のカバーガスシステム及び格納室の換気システム等がある。(イ)については8章で詳細に述べてあるが、(ハ)及び(ニ)については今後の検討課題とする。

本設計で採用した炉心燃料給排系の主要コンポーネント (真空排気系、燃料精製系、及び同位体分離系) の主要目を Table 10.1.1 に示す。

(2) システム作動原理

実験炉 (JXFR) の燃料給排系フローシートを Fig. 10.1.1 に示す。これは、中性粒子入射加熱を重水素のみで行う設計に対するものであり、同位体分離系はHの分離を行う第1カスケードとDを抽出する第2カスケードから成る。現在の設計ではこれが第1案であり、これに沿ってシステムの原理を概説する。

燃料給排系を流れる物質は、燃料である水素同位体 (T, D) と主な核融合反応生成物のHe及びH、さらに酸素、窒素、炭化水素等の不純物であるが、ここでは不純物としてはHeだけを考慮してフローシートに示した。図に示されている燃料物質及びHeの量は10.2節における解析に基づいて設定された量であるが、中性粒子入射装置からの重水素の炉心への注入量は入射エネルギーを最大の50MWとし、粒子のエネルギーを200keVとして入射粒子数を出し、その2倍量の粒子が真空排気系へバイパスするとした。これらの流量は、プラズマ条件としては、定常運転時の最大量と考えられる。

定常運転時には炉心部と中性粒子入射装置から水素同位体燃料物質 (D_2 , T_2 , DT等) 及びHe等の不純物が真空排気系によって排気される。真空排気系から排気された燃料流は燃料精製系に入り、水素同位体以外の不純物が除去され、燃料貯槽(1)に入る。一方、燃料精製系からの廃ガス (不純物、水素化合物の形等でPd-合金膜を透過しなかった燃料物質) は廃ガス処理装置に送られ、燃料ガスとして再生されたものは燃料貯槽(1)へ加えられる。燃料貯槽(1)から同位体分離系に入り、ここで中性粒子入射用のDが分離され重水素貯槽(1)へ送られる。同位体分離系は不純物Hを分離するシステムと中性粒子入射用Dを分離するシステムとから構成されており、前者で分離されたH中にはTが含まれているので必要に応じて管理貯蔵する。同位体分離系で、Dを抽出されTの濃縮されたD-T混合燃料は燃料貯槽(2)に入る。プラズマへの燃料注入は燃料注入系により行われるが、注入の前に燃料調整系で燃料のD/T混合比が適正になる様に混合、調整される。燃料調整系への燃料供給源は燃料貯槽(2)、トリチウム貯槽、及び重水素貯槽(2)であり、ここからガスを導入して調整する。トリチウム貯槽には1次冷却材中から回収されたトリチウムが補給され、重水素貯槽(2)には消費された分に見合うだけの重水素が外部より供給される。

Table 10.1.1 Summary of fuel circulating system

Main vacuum system

Gas load (at 300°K)	158 Torr·ℓ/s
Number of pumping ports	8
Number of cryosorption pumps (for on-line regeneration)	8 (16)
Pumping speed of each cryosorption pump	3.3×10^5 ℓ/s
Pumping speed of secondary pumps;	
Turbomolecular pump for auxiliary system	3.2×10^3 ℓ/s
Mechanical booster pump for recovery system	32 ℓ/s
Rotary pump for rough pumping system	790 ℓ/s

Fuel gas refine system : Permeation system through Pd-alloy membrane

Number of separators	12
Dimension of separator	$\sim 360\text{mm}^{\phi} \times 1,300\text{mm}^{\ell}$
Effective surface area of each separator	820 cm ²
Operating pressures : upstream	$\sim 1 \text{ kg/cm}^2$
downstream	<1 Torr
Operating temperature	420 °C

Isotope separation system : Permeation system through Pd-alloy membrane

Number of separators :	1st cascade	47
	2nd cascade	46
Dimension of separator :	1st cascade	140mm ϕ $\times$ 1.6m ^H
	2nd cascade	170mm ϕ $\times$ 1.6m ^H
Effective surface area of each separator :		
	1st cascade	2,541 cm ²
	2nd cascade	21,617 cm ²
Operating pressure :	High pressure side	$\sim$ 6 kg/cm ²
	Low pressure side	$\sim$ 1 kg/cm ²
Operating temperature		420 °C

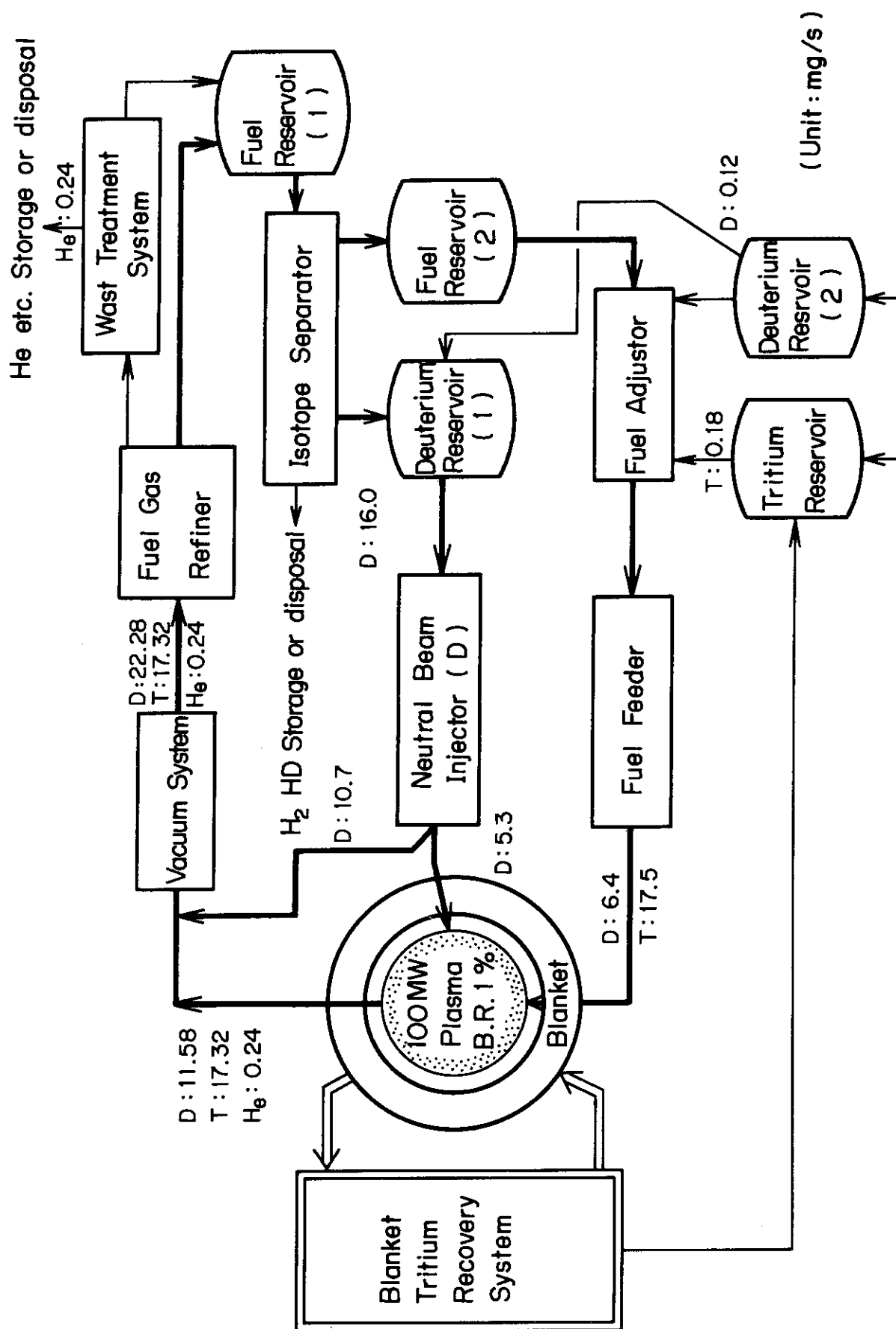


Fig. 10.1.1.1 Fuel Circulating System Flow Diagram

10.2 燃料循環量の設定

実験炉(JXFR)の燃料給排系を設計するためには、まず処理すべき燃料の循環量を設定しなければならない。そのためには、循環量とプラズマ条件の関係を明らかにしなければならない。ここではJXFRの炉心条件から必要とされる燃料循環量を設定する。

(1) 燃料注入量と燃焼率

核融合炉の炉心として必要な燃料注入量 S (atom/s) は燃焼率を f とし、核融合反応出力を P_F 、核融合反応 1 回当りの発生エネルギーを Q_F とすると、次式で表わされる。

$$S = \frac{2}{f} \frac{P_F}{Q_F} \quad (10.2.1)$$

実験炉炉心プラズマの温度は 7 keV 程度とされているので、ここで核融合反応とは D-T 反応のみを考えればよい。従って、 Q_F は 17.6 MeV (2.82×10^{-12} J) となる。必要な燃料注入量 S と燃焼率 f の関係を核融合反応出力 P_F をパラメータとして Fig. 10.2.1 に示す。なお、実験炉の定常運転時では $P_F = 100$ MW である。

この様に、燃焼率 f が決まれば、必要な注入量 S が計算される。次に、この f について議論する。

(2) 炉心系における燃焼率

現在の JXFR の設計では、プラズマの周辺にガスブランケットが置かれている。プラズマから拡散してきた粒子はこのガスブランケットに取り込まれ、再びプラズマ中に注入される。従って、プラズマの燃焼率 f_P とは別に炉心系全体(プラズマとガスブランケット)での燃焼率 f を決めて、炉心系への注入量を決定する必要がある。

ガスブランケットのある核融合炉では、プラズマ内の不純物量を低く抑え、 Z_{eff} を適当な値にする為にガスブランケットより排気を行う。この排気量が燃料の循環量を決定することになる。炉心系全体での燃焼率 f は次式で定義できる。

$$f = \frac{2 \sum \alpha}{\sum_f + 2 \sum \alpha} \quad (10.2.2)$$

ここで、 $\sum \alpha$: α 粒子の発生数 (atom/sec)

$\sum_f$: 排気される燃料粒子の数 (atom/sec)

一方、定常状態では $\sum \alpha$ と $\sum_f$ は次式で関係付けられる。

$$\frac{\sum \alpha}{\sum_f} = \frac{S_\alpha n_{\alpha n}}{S_f n_{fn}} \quad (10.2.3)$$

ここで、 S_α : α 粒子の排気速度

S_f : 燃料粒子の排気速度

$n_{\alpha n}$: ガスブランケットにおける α 粒子の密度

n_{fn} : ガスブランケットにおける燃料粒子の密度

又、文献(1)によれば(10.2.3)式の $n_{\alpha n}$ 及び n_{fn} はプラズマにおける α 粒子の密度 n_α 及び燃料粒子の密度 n_f と次式の様な関係がある。

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{n_{\alpha n}}{n_{fn}} &\approx \frac{n_{\alpha}}{n_f} - \frac{n'_{\alpha}}{n_f} \\
 n'_{\alpha} &= \frac{\sum_{\alpha} \tau_{\alpha}}{V_P} \tau_{\alpha} \\
 \tau_{\alpha} &= \frac{6.1 \times 10^{10}}{(0.53 + \alpha)} \cdot \left(\frac{R}{a}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{n_{\alpha}}{n_i \cdot n_e} \cdot \frac{T e^{\frac{1}{2}} \cdot B_P^2 \cdot a^2}{\ln \Lambda} \\
 (\alpha &= 4 \frac{n_{\alpha}}{n_i})
 \end{aligned} \right\} (10.2.4)$$

ここで、 τ_{α} は新古典則による α 粒子の閉じ込め時間

(10.2.4) 式より τ_{α} 及び n'_{α} を求め、 $n_f = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、 $n_{\alpha}/n_f = 0.01$ とすると $n_{\alpha n}/n_{fn}$ は 0.92% となる。⁽¹⁾ 所で、(10.2.2) 及び (10.2.3) 式より次式が得られる。

$$f = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{S_f \cdot n_{fn}}{S_{\alpha} \cdot n_{\alpha n}}} \quad (10.2.5)$$

(10.2.5) で $n_{\alpha}/n_f = 0.01$ として、 $S_{\alpha} = 0.5 S_f$ の時 $f = 0.009$ 、 $S_{\alpha} = S_f$ の時 $f = 0.018$ となる。

(3) 実効電荷 Z_{eff} の評価

一般に、実効電荷は次式で与えられる。

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sum_i n_i z_i^2}{\sum_i n_i z_i} \quad (10.2.6)$$

この中で α 粒子以外の不純物について、

$$\frac{n_I}{n_f} = \frac{n_{In}}{n_{fn}} = \frac{\frac{1}{S_I} \cdot \sum_I}{\frac{1}{S_f} \cdot \sum_f} \quad (10.2.7)$$

ここで、 n_I : プラズマ中での不純物の密度

n_{In} : ガスブランケット中での不純物の密度

$\sum_I$: 不純物の発生量 (atom/sec)

S_I : 不純物の排気速度

が成立するものとする。 $S_I = S_f$ とおけば、(10.2.7) 式は次式になる。

$$\frac{n_I}{n_f} = \frac{\sum_I}{\sum_f} \quad (10.2.8)$$

この関係と (10.2.6) 式より次式が得られる。

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sum_{\text{Impurity}} (n_I z_I^2) + (1 + 4 \cdot \frac{n_{\alpha}}{n_f}) (\frac{\sum_f}{\sum_{\alpha}}) \sum_{\alpha}}{\sum_{\text{Impurity}} (n_I z_I) + (1 + 2 \cdot \frac{n_{\alpha}}{n_f}) (\frac{\sum_f}{\sum_{\alpha}}) \sum_{\alpha}} \quad (10.2.9)$$

所で、(10.2.2)式より

$$\frac{\Sigma_f}{\Sigma_\alpha} = 2\left(\frac{1}{f} - 1\right) \quad (10.2.10)$$

である。 α 粒子の発生量 Σ_α は $\Sigma_\alpha = P_F / Q_F$ から求められ、 $P_F = 100 \text{ MW}$ の時、 $\Sigma_\alpha = 3.54 \times 10^{19} \text{ atom/sec}$ となる。

Σ_I の値は、スパッタ比のデータが不充分なので、不確定であるが、参考文献(1)では次の様な値を概算している。

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_I^{\text{C}} &= 4.1 \times 10^{19} \text{ atom/sec} \\ \Sigma_I^{\text{Mo}} &= 6.0 \times 10^{18} \text{ atom/sec} \\ \Sigma_I^{\text{Fe}} &= 4.6 \times 10^{19} \text{ atom/sec} \end{aligned} \right\} \quad (10.2.11)$$

ここで、 $n_\alpha / n_f = 0.01$ として(10.2.10)及び(10.2.11)式と Σ_α の値を(10.2.9)式に代入すると、黒鉛の場合の Z_{eff} は次のように計算される。

$$Z_{\text{eff}} = \frac{289f + 7.36}{42.0f + 7.22} \quad (10.2.12)$$

(10.2.12)式において $f = 0.01$ とすると $Z_{\text{eff}} = 1.35$ 、 $f = 0.018$ では $Z_{\text{eff}} = 1.58$ となる。以上の評価では Z_{eff} は充分小さくなりそうであるが、黒鉛の場合ケミカル・スパッタリングも考慮する必要がある。

(4) 炉心系の燃料循環量

以上の検討の結果では、データ不明の点もあるが、 $f = 0.01$ とすれば、ほぼ条件を満たすと考えられる。この時の燃料注入量はFig. 10.2.1に示した様に $S = 7.08 \times 10^{21} \text{ atom/sec}$ であり、 $D = 11.7 \text{ mg/sec}$ 及び $T = 17.5 \text{ mg/sec}$ となる。

又、中性粒子入射加熱装置からDが炉心に注入される。中性粒子入射加熱装置の最大出力 P_{inj} を50 MWとし、ビームのエネルギー E_{inj} を200 keVとすれば、プラズマ中への入射粒子数 S_{inj} は

$$S_{\text{inj}} = \frac{P_{\text{inj}}}{E_{\text{inj}}} = \frac{50 \text{ MW}}{200 \text{ keV}} = 1.56 \times 10^{21} (\text{sec}^{-1}) \quad (10.2.13)$$

となる。これは $D: 5.3 \text{ mg/sec}$ に相当する。従って、燃料注入装置からの注入量は $D: 6.4 \text{ mg/sec}$ 、 $T: 17.5 \text{ mg/sec}$ となる。なお、中性粒子入射装置では、入射粒子の約2倍の粒子がガス状となって排気系へ洩れ出ることを仮定した。即ち、 $D: 10.7 \text{ mg/sec}$ の粒子が洩れ出ることにした。

核融合反応による燃料粒子の消費量は、既に述べたように、 $7.08 \times 10^{19} \text{ atom/sec}$ である。これは $D: 0.12 \text{ mg/sec}$ 、 $T: 0.18 \text{ mg/sec}$ となる。従って真空排気系より排気される量は $7.01 \times 10^{21} \text{ atom/sec}$ であり、これは $D: 11.6 \text{ mg/sec}$ 、 $T: 17.3 \text{ mg/sec}$ に相当する。以上、実験炉炉心系の燃料物質収支をFig. 10.2.2に示す。

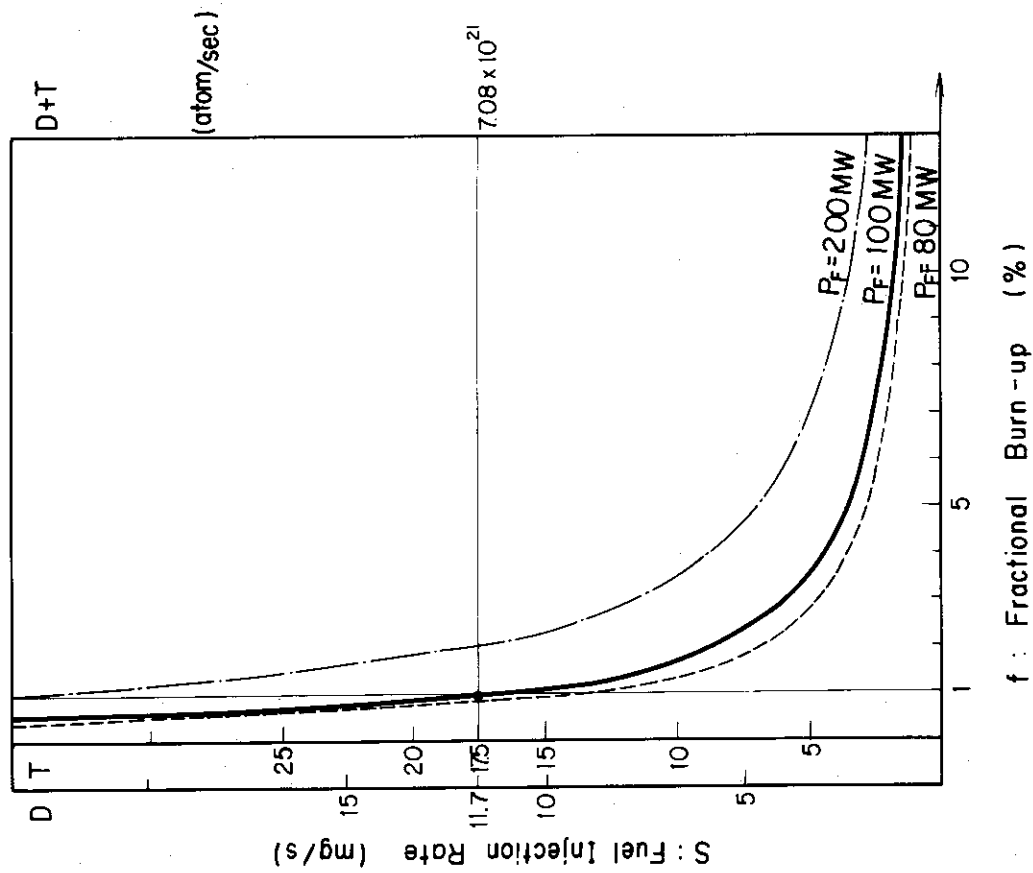


Fig. 10.2.1 Fuel Injection Rate vs. Fractional Burn-up

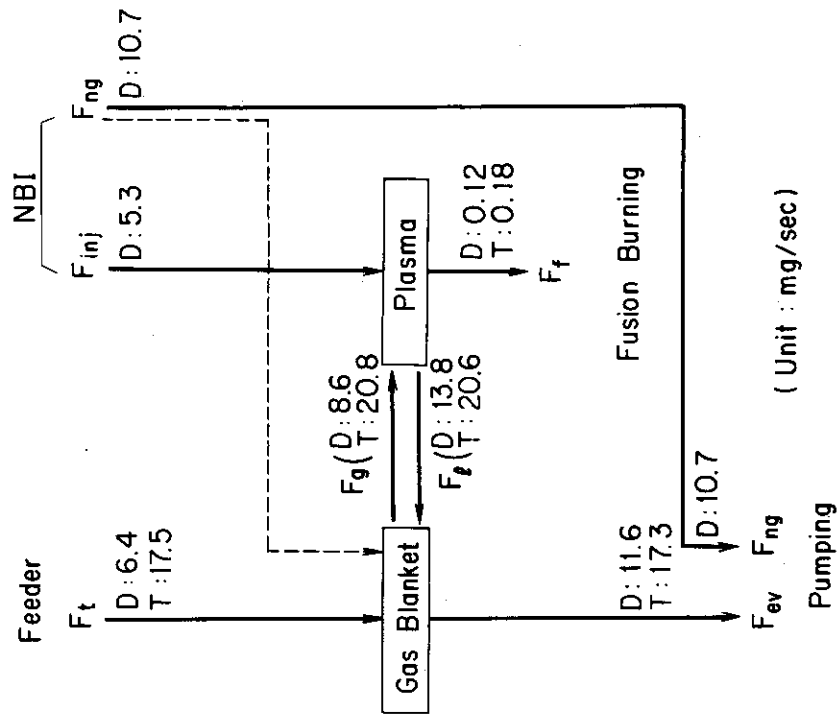


Fig. 10.2.2 Mass Balance of Fuels in Reactor Core

10.3 真空排気系

実験炉炉心燃料給排系において、真空排気系の主要な役割は定常運転時にプラズマ内不純物を除去するためにガスブランケットから定常的に炉心内を排気することである。ここでは、この定常的排気の為の真空排気システムを選定し、その主ポンプの概略設計を行った。

(1) 主ポンプの選定

実験炉真空排気系は、次の8項目の要求を満たす事を目標とする。

- ① 大容量のD及びTを排気できる。
- ② Heの排気が容易である。
- ③ 清浄な超高真空が達成できる。
- ④ 安全且つ合理的にTを回収できる。
- ⑤ 放射線場で、運転に支障をきたさない。
- ⑥ 実験炉の一般的要求事項ならびに物理的仕様と共存できる。
- ⑦ 保守が容易で、信頼性及び経済性に優れている。
- ⑧ 大規模な研究開発は要さず、将来炉に対して有望である。

主真空排気系は、ポンプ、配管、バルブ等で構成されるが、システムの特性を支配する主要コンポーネントは主ポンプであり、ここでは上記の条件を満たすと考えられる主ポンプを選定する。J. S. Watsonら⁽²⁾は実験炉(EPR)の真空排気系の諸条件を満足できる主ポンプとして、水銀拡散ポンプ及びクライオポンプが有望であるとしている。ここでは、ため込み型である等の欠点はあるが、清浄な真空、占有スペース、設計の自由度及び保守等の観点から優れていると考えられるクライオポンプを選定した。

(2) 排気系統

本真空排気系の系統図をFig. 10.3.1に示す。主ポンプはクライオポンプであり、排気ガスの蓄積量を制限するためにクライオ面を周期的に再生する必要があるので、本設計では8系列の排気系統毎に2台のクライオポンプを設置し、夫々をゲート弁によって締切り・隔離のできる構造とする。排気系としては、クライオポンプ2台を交互に使用することにより、連続的な運転ができる様にする。

クライオポンプの作動圧力を得るため、及び初期排気用として補助排気系を設ける。補助排気系としては、ダイナミカルなポンプであり、且つオイルフリー対策上も優れているものとして、ターボ分子ポンプを用いる。ターボ分子ポンプは2段直列に設置することとし、水素等に対する圧縮比を大きくし、排気能力を高めるようにする。

補助排気系の後段には、ターボ分子ポンプの作動圧力を得るための粗引系を設ける。これは大気圧より $10^{-1} \sim 10^{-2}$ Torr程度まで排気するロータリーポンプとする。実験炉の運転開始に際し、初期排気はこれら補助排気系及び粗引系で行う。

クライオポンプの昇温、再生過程で、クライオ面より再放出されたガスを回収排気するため、補助排気・粗引系と並列に回収系を設ける。回収系としては、オイル汚染の少ないメカニカルブースターポンプとダイヤフラムポンプによる系統を設定する。

排気系統全体として、適宜コールドトラップ、バルブ等を設け、オイルフリー対策、メイン

メンテナンス・補修の便に供する。又、計測・モニター用として計測器を各部に適宜とり付ける必要がある。バルブ、フランジ等のガスケットは、高真空領域では特にメタルガスケットを用いることとし、又、真空配管には原則として非磁性材のSUS304を用いるものとする。

(3) 排気速度

実験炉の定常運転時に排気しなければならない排ガス種及びその流量はFig. 10.1.1の通りとし、ガスの温度は300°Kとする。排気系列1系列当りの排気流量、引口での運転圧力及び有効排気速度をTable 10.3.1に示す。なお、実験炉排気系統は8系列よりなる。

主ポンプは、重水素、トリチウム、ヘリウムに対して引口でTable 10.3.1の様な排気速度を持つものにする必要がある。ポンプの排気速度をSとすると、有効排気速度 S_0 とその経路間のコンダクタンスCとの間には次の関係が成立する。

$$\frac{1}{S_0} = \frac{1}{C} + \frac{1}{S} \quad (10.3.1)$$

今回の設計では、 S_0 に対するCとSの寄与が等しくなることを目標にし、排ガス種をDとTの混合ガス(分子量5)として有効排気速度 S_0 は $1.96 \times 10^5 \text{ l/S}$ 、コンダクタンスCは $3.93 \times 10^5 \text{ l/S}$ を目標とした。コンダクタンスCは、①引口部分、②容器開口部分、③ダクト部分、④ゲート弁部分の合成と考え、夫々の寸法・形状は① $1.5\text{m}^D \times 1.0\text{m}^L$ の円形導管、② $1.3\text{m}^W \times 3.5\text{m}^H \times 3.6\text{m}^L$ 、③ $2.5\text{m}^W \times 1.6\text{m}^H \times 0.7\text{m}^L$ と $5\text{m}^W \times 2.5\text{m}^H \times 2\text{m}^L$ 、④ 1.9m^D のオリフィスとした。結果的に合成コンダクタンスは $C=3.13 \times 10^5 \text{ l/S}$ となり目標値には達しないが、この値を設計値とする。このコンダクタンスの D_2 、 T_2 及びHeガスに対する換算値並びに(10.3.1)式より求められるクライオポンプの排気速度をTable 10.3.2に示す。

初期排気運転に必要な補助排気系は、炉心内の圧力として $1 \times 10^{-8} \text{ Torr}$ の超高真空が達成できるものとした。真空に面する総表面積を $15,000\text{m}^2$ とし、材料は全てSUS316と考える。又、壁を通じてのガス透過や冷却配管等からのリークは無いものとする。SUS316表面からの放出ガス総量を $Q=1.5 \times 10^{-4} \text{ Torr} \cdot \text{l/S}$ とすると有効排気速度 S_{eff} は $2,083 \text{ l/S}$ が必要である。クライオポンプからターボ分子ポンプまでのコンダクタンスとして $C_5=6.0 \times 10^3 \text{ l/S}$ が得られ、(10.3.1)式の S_0 に S_{eff} 、Cに C_5 を代入すると、ターボ分子ポンプ単体の排気速度が得られる。即ち、補助排気系として $3,200 \text{ l/S}$ のターボ分子ポンプが必要である。

粗引系はロータリーポンプによって大気圧から $10^{-1} \sim 10^{-2} \text{ Torr}$ まで排気できるものとした。排気に要する時間を8時間とし、ポンプの排気速度Sを次式より求めた。

$$S = \frac{V}{\Delta t} \cdot \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (10.3.2)$$

即ち、容積Vを $2,000\text{m}^3$ とすると $S \sim 47,000 \text{ l/min}$ が得られる。

回収系は2時間周期のクライオポンプ運転により、ポンプ内に蓄積した排気ガスを2,000秒で排気回収するものとした。再生時のクライオポンプ内初期分圧は、D: 4.7 Torr, T: 2.5 Torr, He: 0.05 Torrであり、これを1/100の圧力にすることを回収系の設計条件とすると、メカニカルブースターポンプに必要な排気速度は(10.3.2)式より $S=23 \text{ l/S}$ となる。

(4) 主ポンプ（クライオポンプ）の設計

クライオ面の様に極低温下で使用される構造材料の選択に際し、次の諸特性を検討する必要がある。

- ① 低温における強度・靱性に優れていること。
- ② クライオ面の冷却・加温が容易なように、熱容量が小さいこと。
- ③ クライオ面の表面温度が均一となるように、熱伝導率が良いこと。

又、一般に核融合超真空機器としての要請より、

- ④ 表面の放出ガス量が小さいこと。
- ⑤ 非磁性材料であること。

その他、⑥製作性に優れていること、も重要な要件である。これらの条件を満足できる材料として、オーステナイト・ステンレス鋼、銅合金、アルミニウム合金等が考えられるが、クライオ面及びシュラウド材料としてはアルミニウム合金が適当と考えられる。クライオポンプ容器及びクライオ面等の支持具又は吊り金具等の材料としては、強度、放出ガス、熱伝導等の観点からオーステナイト・ステンレス鋼を用いるものとする。

重水素に対するクライオ面の温度と排気速度の関係を次式より求めた。

$$S = A \cdot S_0 \left(C_g - C_s \cdot \frac{P_s}{P_g} \cdot \sqrt{\frac{T_g}{T_s}} \right) \quad (10.3.3)$$

ここで、 A はクライオ面の面積、 S_0 は理想排気速度、 C_g はクライオ面に衝突する気体分子の凝縮係数、 C_s は凝縮蒸気の蒸発の確率、 P_s は温度 T_s での凝縮蒸気の蒸気圧、 P_g は気体の圧力、 T_g は気体の温度、 T_s はクライオ面の温度である。気体温度 $T_g = 300^\circ\text{K}$ とし、クライオポンプの通常作動圧 $\sim 10^{-4}\text{Torr}$ 及び炉運転休止中の $\sim 10^{-6}\text{Torr}$ までの排気を考慮してクライオ面の温度を 5°K とした。

クライオ面の必要面積は、シェブロン・バッフルの通過確立を25%とし、 D_2 、 T_2 及びHeに対して夫々のクライオ面の有効排気速度を求め、(3)で求めた必要な排気速度からクライオ面の必要面積を算出した。さらに、クライオ面の必要総面積として、これらを合計して、 $A = 48,099\text{cm}^2$ を得た。

クライオポンプの構造をFig. 10.3.2に示す。クライオポンプ容器は矩形箱形とし、内部断面がコ字形になる様クライオ面を設置する。クライオ面はフィン付きAl合金管で形成し、上下のヘッダーよりL-Heを配分する。クライオ面とポンプ容器間にフィン付きAl合金シュラウド、クライオ面の内側に同様のシェブロンバッフルを設け、これらをL-N₂で冷却する。クライオ面の寸法は、前面を $2,000\text{mm} \times 1,900\text{mm}$ 、側面を $500\text{mm} \times 1,900\text{mm}$ とした。又、クライオポンプと炉本体との隔離用として $1,900\text{mm}\phi$ の空気作動往復動型ゲート弁を設置した。

Table 10.3.1 Conditions for main vacuum system
(per one vacuum port)

	Deuterium	Tritium	Helium
Gas load (Torr·ℓ/s)	12.92	6.71	0.14
Pressure at the entrance of vacuum way (Torr)	1×10^{-4}	1×10^{-4}	5×10^{-6}
Effective pumping speed (ℓ/s)	12.92×10^4	6.71×10^4	2.80×10^4

Table 10.3.2 Conductance (C) of all pumping ducts and
pumping speed (S) of each cryopump

	Deuterium	Tritium	Helium
C(ℓ/s)	3.49×10^5	2.85×10^5	3.50×10^5
S(ℓ/s)	2.05×10^5	8.78×10^4	3.04×10^4

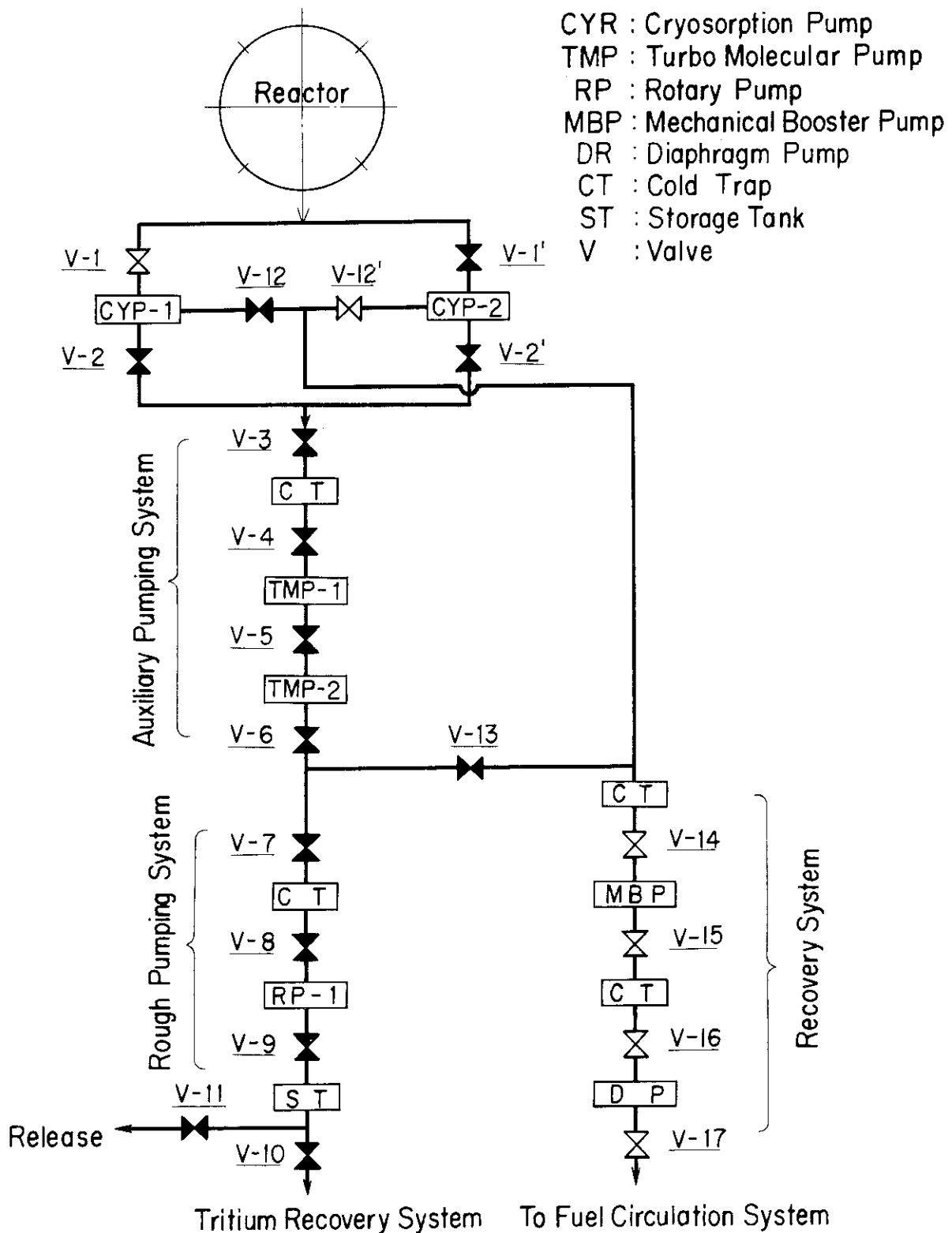


Fig. 10.3.1 Main Vacuum System

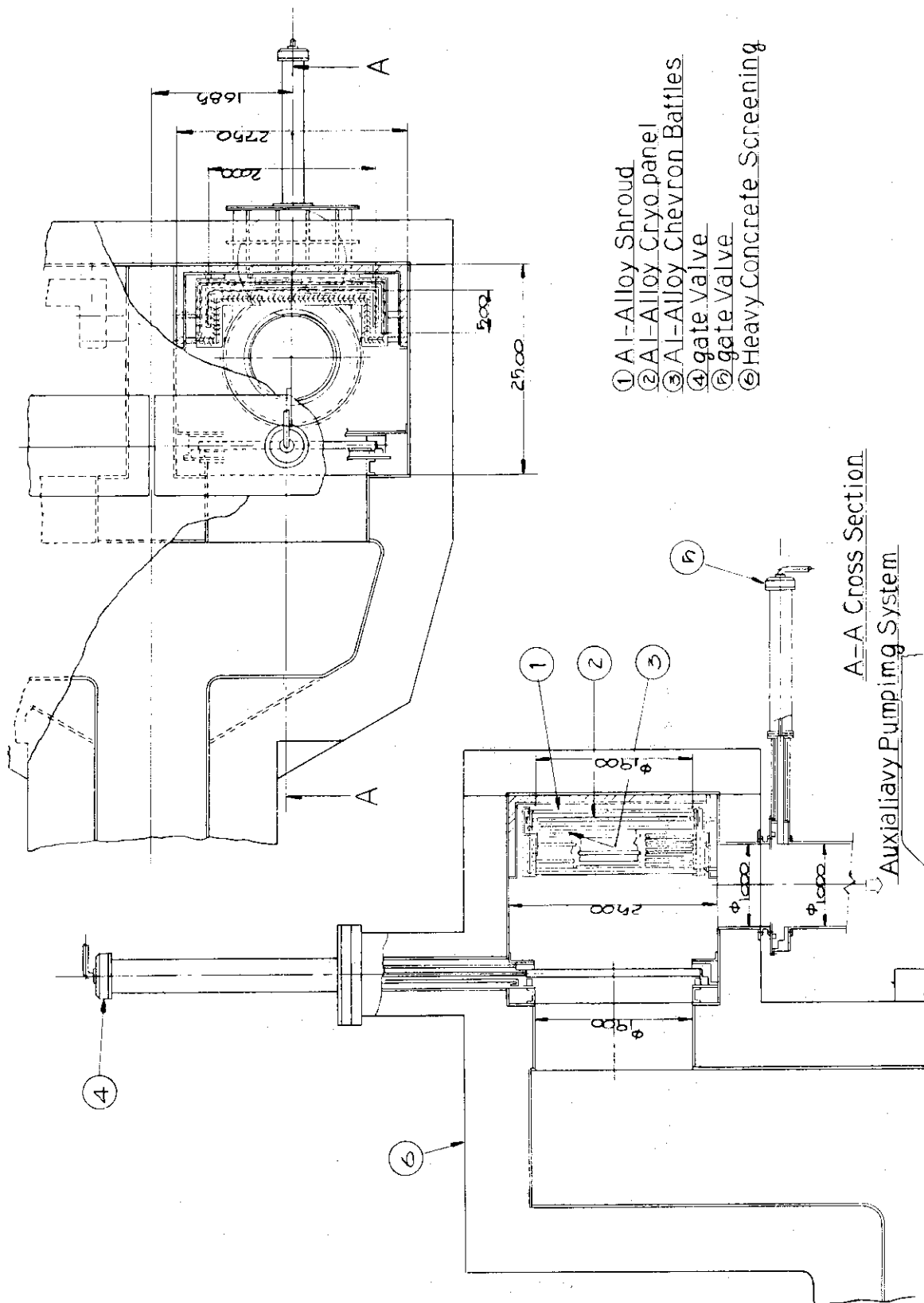


Fig. 10.3.2 Structure of Cryopump

10.4 燃料精製系

燃料精製系は、真空排気系から排出された燃料ガスを再び炉心に注入するために燃料流中の不純物を除去するものであるが、不純物の中でHは同位体分離系で除去するものとする。ここでは精製方法を選定し、その原理等を概説し、システム設計及び分離器本体の概略設計を行った。

(1) 精製方法の選定

現在の燃料給排系の仕様に対し、可能性のある燃料精製方法としては、

- ① 吸収、吸着、コールドトラップ等により不純物を除去する方法。
- ② 金属の選択的水素吸着を利用する方法。
- ③ 金属の選択的水素透過性を利用する方法。
- ④ 水素の化学反応を利用する方法。

が考えられる。①の方法は不純物の種類がある程度限定（例えばコールドトラップ法でHeの除去は不可能である。）されることが、及び製品純度の点で問題がある。②の方式は米国等で経験豊富な様であるが、工程として回分式にならざるを得ないのでトリチウムインベントリーが大きくなる可能性がある。④の方法としては、ガスクロ充填剤やイオン交換樹脂による同位体交換法、有機物化法、及び酸化法がある。これらは処理量の点で問題がある他、再生プロセスを必要とし、工程は回分式となる等精製系として不適と考えられる。

③以外の方法はバッチ的な運転をする必要があり、運転操作が複雑になり、装置の規模が大きくなる可能性もあり、精製純度（Pd-合金膜による水素の精製で、99.99999%（7nine）の純度を得ることは容易である。⁽³⁾）の観点からも③の方法が最も優れていると考えられる。種々の金属の中で水素透過性能が特に優れている材料はPd及びNbであるが、Nbは500℃以下で温度の低下とともに水素透過性能が著しく悪くなり、Pdは機械的強度の点で問題がある。Pdの機械的強度はその合金化により大きく改善されることが見出され、水素透過性能の優れたPd-合金が発明されている。⁽³⁾ 又、Pd-合金膜は高純度（7nine以上）水素精製装置として既に工業化されており、ここでは燃料精製系としてPd-合金膜透過法を採用した。所で、この方法は高温（～400℃）操作が必要で、トリチウム漏洩量が大きくなる可能性があるが、漏洩量を実際的に問題にならない程度に抑えることは可能であろう。

(2) Pd-合金膜による燃料ガス精製

Pd膜における水素透過について、現在一般に次の透過機構が受け入れられている。

- ① 1次側の水素分子がPd-膜に吸着する。
- ② 吸着した水素分子が水素原子に解離する。
- ③ 水素原子がイオン化し、プロトンと電子に分かれる。
- ④ プロトンがPd膜の1次側から2次側へ拡散する。
- ⑤ 2次側に到達したプロトンがPd膜面で電子と再結合して水素原子となる。
- ⑥ 水素原子は他の水素原子と結合して水素分子となる。
- ⑦ 水素分子がPd膜より脱離する。

この様にして拡散透過は進行するので、プロトンの状態（含、デューテロン、トリトン）となり得る水素のみがPd膜を透過して1次側から2次側に移動でき、この様な状態になり得ない

他のガス(不純物)は一切Pd膜を透過しない。従って、Pd膜透過方式による精製水素ガスの純度はきわめて高いと予想される。

水素透過用の実用Pd合金(日時№408575に基づく)の機械的性質について、実用的に充分焼鈍した場合の設計値としておよそ次の値が使用される。⁽⁴⁾

高温(500°C)における

引張強度: 1,700~2,000 kg/cm²

降伏点: 680~800 kg/cm²

クリープ試験(450°C, 空气中, 10,000~15,000 hr)

応力 $\sigma = 5 \text{ kg/mm}^2$ で伸び $3.4 \times 10^{-5} \%/\text{hr}$

$\sigma = 20 \text{ kg/mm}^2$ で伸び $4.5 \times 10^{-4} \%/\text{hr}$

これらの試験結果から、実際の水素透過装置の常用応力を充分安全に低く設計・運転することは可能であり、従ってこの材料は高温(~420°C)条件下で長時間運転することに対して問題はないと考えられる。

膨張係数 α は常温から500°Cまで測定されている。⁽⁴⁾ その結果、真空中や空気、Ar中では $\alpha = (1.07 \sim 1.32) \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$ 程度で一定値を示すが、水素雰囲気中では全く異質の様態を示すことが明らかにされている。これはその取扱いに注意を要する所である。

(3) Pd-合金膜の燃料ガス処理量

Pd-合金膜を透過する燃料ガスの流量は実用的には2次側圧力を零として次の2つの式のいずれかで与えられる。

$$Q_1 = K_1 \cdot \sqrt{P_1 \cdot x_1} \quad (10.4.1)$$

$$Q_2 = K_2 \cdot P_1 \cdot x_1 \quad (10.4.2)$$

ここで、 $(P_1 \cdot x_1)$ は1次側水素の分圧

K_1 は、文献(5)から拡散係数 $D = 7.86 \times 10^{-3} e^{-3.73 \times 10^4 / RT} (\text{cm}^2/\text{sec})$ を引用し、温度 $T = 420^\circ\text{C}$ 、膜厚0.08mmとして求めると $3.93 \text{ cm}^3/\text{cm}^2 \cdot \text{min} \cdot (\text{kg}/\text{cm}^2)^{1/2}$ となる。又、 K_2 は膜厚0.08mmで420°Cの実験値として $2.38 \text{ cm}^3/\text{cm}^2 \cdot \text{min} \cdot (\text{kg}/\text{cm}^2)$ が得られている。⁽⁶⁾ この両式のいずれを用いるべきかは、現段階では断定できない。

(10.4.1)及び(10.4.2)式は水素(H)に対するものであり、D及びTに対するデータはほとんどない。拡散係数の同位体効果は、理論的には質量 m_a 、 m_b の同位元素の拡散係数を D_a 、 D_b とすると、 $D_a/D_b = (m_b/m_a)^{1/2}$ で表わせる。従って、ここでは(10.4.1)及び(10.4.2)式の K_1 、 K_2 に対し、Dについては $1/\sqrt{2}K$ 、Tについては $1/\sqrt{3}K$ を用いるものとした。これらから、1次側水素分圧に対するPd-合金膜単位面積当りの透過流量をFig. 10.4.1に示す。

(4) システム設計

系統全圧(1次側圧力 P_1)を $1 \text{ kg}/\text{cm}^2$ 、2次側圧力を零とし、また必要膜面積として安全側の値を得るために燃料ガス全てがトリチウムとした場合の $K_2 = 6.14 \times 10^{-6} \text{ g}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot (\text{kg}/\text{cm}^2)$ を用いて、文献(1)のPd-合金管内水素残留率変化を与える式から24本のPd-合金管(1.6φ)群650cmで大略全ての燃料ガスが処理できると考えられる。一方、

(10.4.1) 及び (10.4.2) 式においてトリチウムに対する K_1 及び K_2 を用い、燃料ガスの平均分子量 $M=5$ とすると必要な膜面積は、(10.4.1) 式で $5 \times 10^3 \text{ cm}^2$ 、(10.4.2) 式で $8.3 \times 10^3 \text{ cm}^2$ となる。

Pd-合金膜透過法による燃料精製装置は分離器本体、2次側真空ポンプ、燃料ガス加圧及び輸送ポンプ、予熱器、冷却器等から構成される。燃料ガス精製系のフローシートを Fig. 10.4.2 に示す。

真空排気系から排出された燃料ガスは分離器に入る前に予備加熱され、 420°C に加熱されている Pd-合金管分離器に入る。分離器内の燃料ガスは2次側へとその差圧を推進力として透過し、燃料ガス中の水素同位体以外の不純物は Pd-合金膜を透過せずブリードとして排出される。全体として分離器は最小必要台数9台以上が直列に結合されている。最初の8台で夫々 $\sim 5 \text{ mg/s}$ の燃料ガスが処理され、最終段で残分を適当な運転条件で処理する。設計としては0.2程度の安全係数をとって12台の直列結合とし、不測の事故に対応できるようにバイパス系を備える。

(5) 分離器本体

現在高純度水素精製用として実用化されている Pd-合金膜は、直管、曲管、及び波板状のものであるが、ここでは直管式と曲管式の間間的なものを設計した。分離器の概略を Fig. 10.4.3 に示す。又、その主要目を Table 10.4.1 に示す。

分離器本体は3重管式であり、中心部の Pd-合金管内圧は $\sim 1 \text{ kg/cm}^2$ 、外筒内は 1 Torr 以下の真空、負圧管内は外圧に対して $-30 \sim -40 \text{ mmHg}$ とする。Pd-合金管は、分離器外筒周囲のシースヒータにより 420°C に保たれる。この外筒は高温になり外側へのトリチウム透過量が多いと考えられ、水冷却された負圧管内にこのトリチウムを封じ込める。高温部と低温部の熱膨張差による応力は、ベローズ又は波状円板構造で緩和する。又、Pd-合金管は、その熱応力を緩和するために、大ピッチのコイル状構造とした。燃料ガス供給口には、ガスを 300°C 程度に予備加熱するためのプレヒータを1次管内に導入し、ブリードガス出口には、ガスを 100°C 程度まで冷却する機構を設ける。構造材はトリチウム透過を低減する目的で厚肉のものを選んだ。

Table 10.4.1 Design parameters of fuel gas refiner

Composition of membrane	Pb75-Ag-Au alloy
Diameter of Pd-alloy tube	1.6 mmOD
Thickness of Pd-alloy membrane	0.08 mm
Length of Pd-alloy tube (effective length in design)	900 mm (750 mm)
Number of Pd-alloy tubes	24
Relative surface area of membrane	10.9 cm ² /cm
Operation pressure : Primary	~1.0 kg/cm ² a
Secondary	<1 Torr
Operation temperature	420 °C

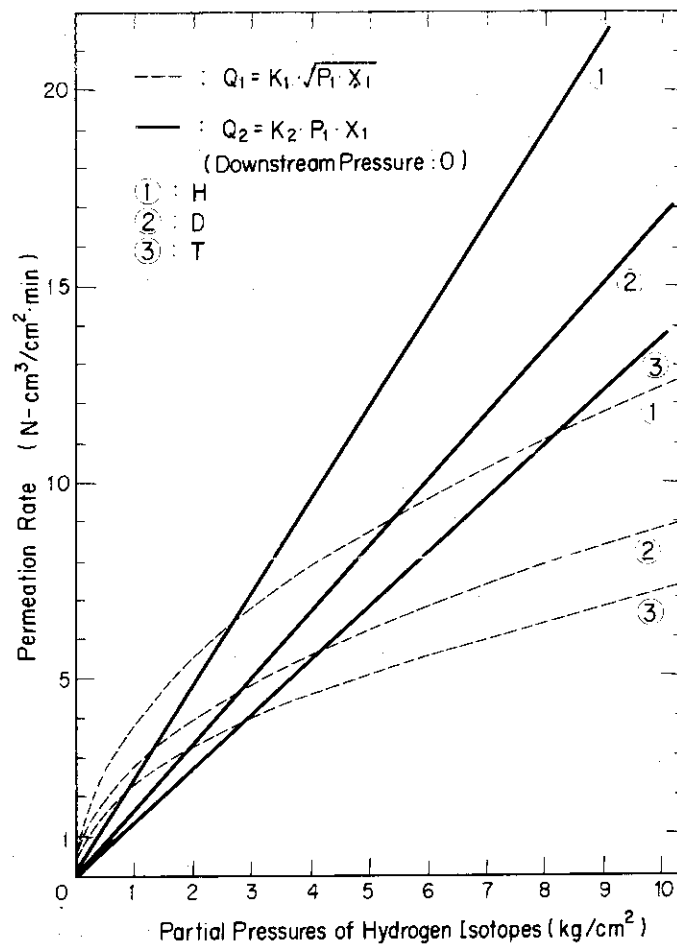


Fig. 10.4.1 Permeation Rate vs. Primary Pressure of Fuel

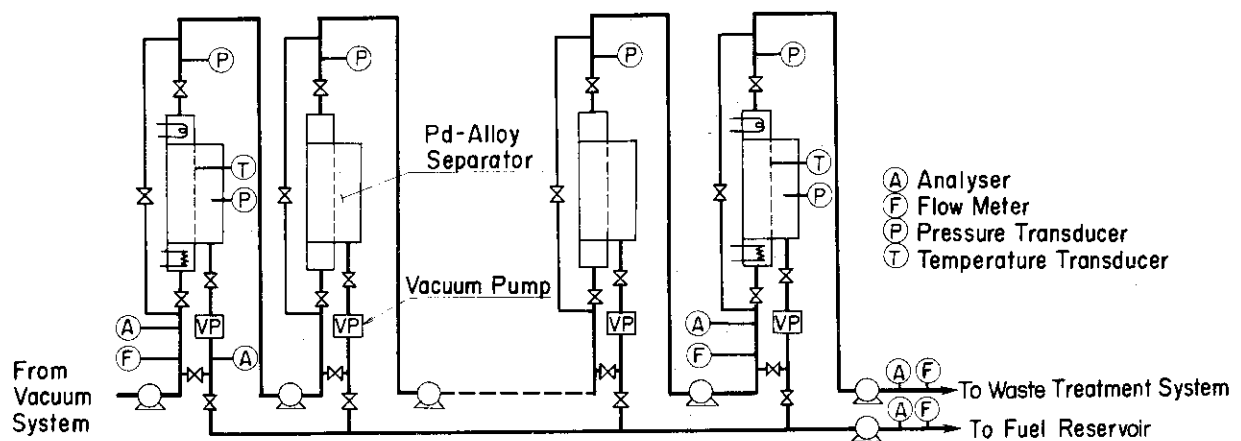


Fig. 10.4.2 Fuel Gas Refine System

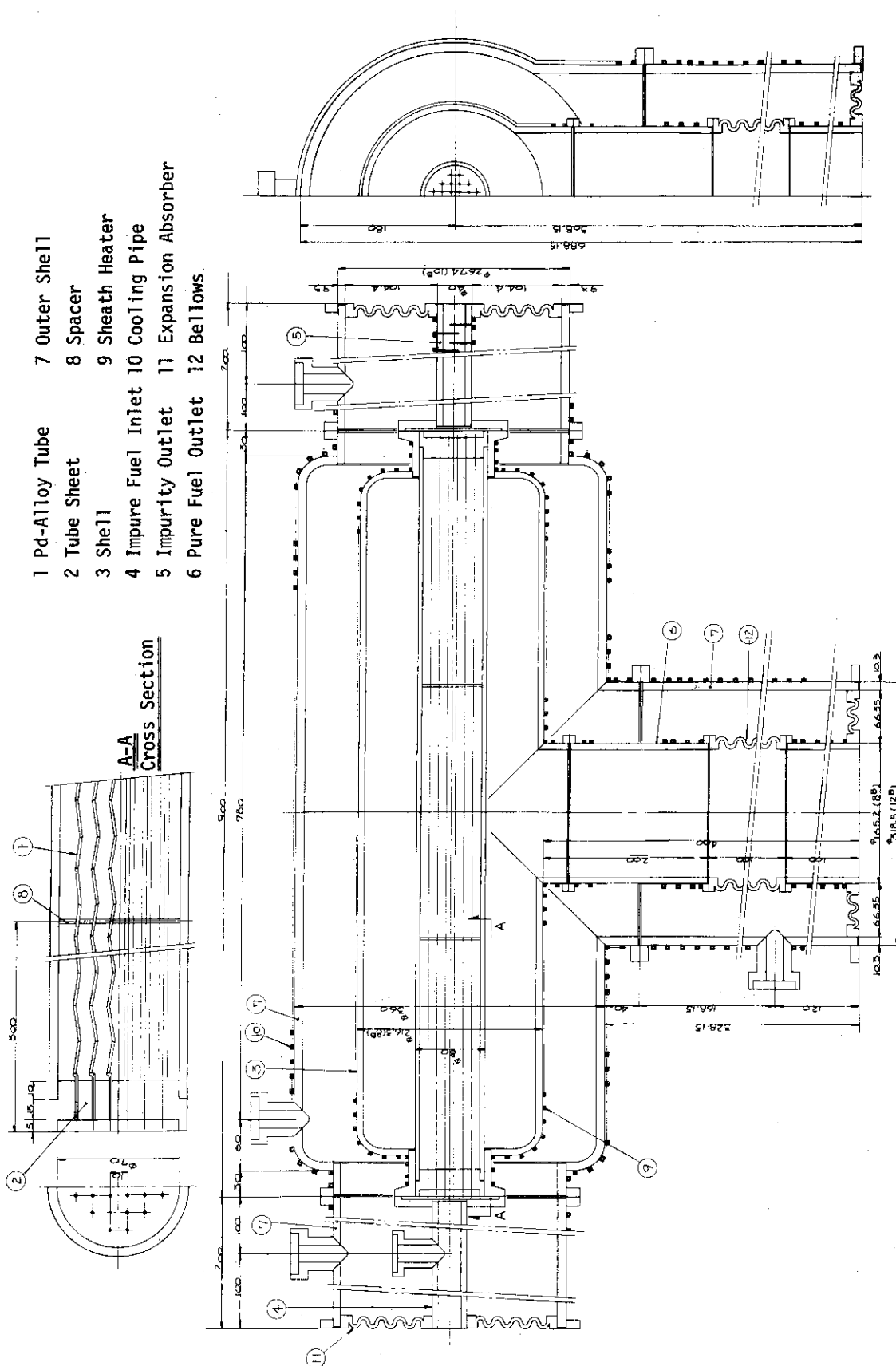


Fig. 10.4.3 Structure of Fuel Gas Refiner

10.5 同位体分離系

同位体分離系は、燃料精製系でH以外の不純物を除去された燃料流からHを除去し、中性粒子入射装置用のDを抽出するものである。ここでは分離方式の比較検討を行い、方形カスケードによる3成分同位体分離システム解析を実施し、同位体分離器の概略設計を行った。

(1) 分離方式の比較・検討

水素同位体分離に関しては、現在知られている同位体分離過程のほとんど全てが原理的には適用可能であるが、実験炉心燃料給排系のための実用装置に適する分離法は比較的限定される。しかし、現時点でこれらを定量的に比較評価することは困難であるので、概念的に4つの方法（深冷蒸留法、熱拡散法、ガス拡散法及び原子拡散法）を選び検討を加える。

深冷蒸留法はANL/EPRの設計で採用されている。これは0.5～2 in. ϕ × 30 in. Lの蒸留塔6台により27.8～69.4 mg/sの燃料を処理するもので、Hに伴うTを減らすために同位体平衡器が必要である。深冷法による同位体分離系はかなりコンパクトなものになる可能性があるが、同位体平衡器は余分なD₂ガス及び300°K→20～30°Kの再冷却を必要とする他廃棄H中のT濃度を許容レベル以下にするためには3基の蒸留塔を追加する必要がある。また、トリチウムインベントリーは蒸留塔そのものについて10～25 gとされているが、液化器及び配管等の付随するインベントリーがかなり大きなものになると考えられる。

熱拡散法を燃料給排系に適用する場合、多成分系の分離システムとして分離塔のカスケード結合が必要であろう。この際、6種のガス分子の粗成変化を温度、圧力、物性から評価しなければならないが、熱拡散に加えて同位体交換反応とその平衡到達時間の相関が複雑である。そのため、実用装置の設計条件とも合わせて、実験によるデータが是非とも必要である。また、熱拡散塔は装置としての構造は非常に単純であるが、設計・製作においては微妙な工夫が要求される。例えば、塔長が増えると局所対流が生じないよう加熱線の中心度に精度がいる。また、平衡到達時間が数時間のオーダーであり、実験炉の燃料処理量に対し連続処理が可能か否か検討する必要がある。

ガス拡散法はウラン濃縮において工業的実績があり、NiもしくはAl₂O₃の焼結拡膜を用いた装置で水素同位体を分離するのは比較的容易であり、分離機構ならびに装置設計もよく知られている。従って具体化するのには簡単であるが、実験炉に適用する場合D₂-HT間の分離は基本的に不可能なことがあり、また多成分系の分離システムとして非常に複雑なものになる可能性がある。

Pd-合金膜内の原子拡散を利用する水素同位体分離法は、その分離過程が原子状でおこなわれる点で、上記の3方法とは異なる。即ち、H、D及びTの3成分が比較的簡単なカスケード系で十分に相互分離でき、深冷蒸留法以上の分離条件が容易に達成できる。原子拡散法は深冷蒸留法に比べ次の利点がある。

- ① 基本的に3成分系の分離である。
- ② 蒸留塔2基に相当する2つの単位カスケードのみで分離システムが構成できる。
- ③ 同位体平衡器は不要である。
- ④ 燃料を液化する必要がない。

⑤ トリチウムインベントリーが小さい。

また、Pd-合金膜透過法については(i)Pd-合金膜の透過係数が小さいので、充分な透過流量を得るために大きな差圧をとる必要がある、(ii)高温($\sim 400^{\circ}\text{C}$)操作が必要なため、分離装置の構成材料を通してトリチウムが外部へ漏洩する可能性がある、等の問題があるが、これらは技術的に解決できるものであろう。さらに、今後のR & Dが燃料精製系と同種のものであるという利点も考慮して、今回の実験炉炉心燃料給排系のための同位体分離方式として原子拡散法(Pd-合金膜透過法)を採用する。

(2) システム解析

3成分系同位体分離方形カスケードシステム解析コード“TRIO”を開発し、これを使って同位体分離系のシステム解析を行った。このコードは次の2点を計算仮定としている。

① 分離係数 α_x , α_y はカスケード全体で一定値である。

② カスケード系外へのH, D, Tロスはなく、厳密に物質収支が成立する。

又、このコードの特徴は次の通りである。

① 原料供給段は、原料ガスの成分比に最も近い段が選ばれる。

② カスケードの全透過流量 J_{es} が最小となるような設計パラメータが選ばれる。

各单位カスケードに対するインプット及びアウトプット項目をTable 10.5.1に示す。

下記の①～③の基本条件をもとに、供給流中のH濃度及び分離係数をパラメータとした解析を実施した。同位体分離系は2つの単位カスケードから構成され、第1カスケードでは供給流中のHを100%近く除去し、残るD-T混合物を第2カスケードの供給流として中性粒子入射装置用のDを濃縮する。

① 供給流組成

H : 1 at. % 前炎

D : 40.104 g-atom/hr

T : 20.784 g-atom/hr

② Hは100%近く除去する。Hに伴うTは可能な限り少なくおさえる。

③ Dを99%以上に濃縮する。

H含有量として0.5, 1及び2 at. %について、この変化がカスケードシステム構成に与える影響は比較的少ない。特に第2カスケードについては全く同じ分離カスケードであり、第1カスケードの回収部についてH含有量が多くなると段数が増加し、分離器当りの透過流量が多少大きくなる程度であった。

分離係数については、一般的なカスケード理論として分離係数が大きくなると、所定の分離をおこなうためのカスケード段数は少くなり、同時に段当りの透過流量も少なくてよいことが知られている。本パラメータサーベイの結果では、段数に関しては分離係数が大きくなるに従って所要段数は少なくなるが、第2カスケードの透過流量に関しては逆の傾向となっている。

供給流中のH濃度を1 at. %, 分離係数を原子量の比の平方根とした解析結果をTable 10.5.2に示す。インプットとして第1カスケードの廃棄H中のT流量を 1×10^{-8} g-atom/hrとし、第2カスケードの濃縮流D : 28.584 g-atom/hr中のT流量を 1×10^{-2} g-atom/hrとした。Fig. 10.1.1において、燃料ガス貯槽(1)から F_1 なる流量で第1カスケードに供給さ

れた原料から、その中のHを99.9%以上含む P_1 なる製品が取り出され、 H_2 、HD貯蔵又は廃棄工程に送られる。これに伴うTの濃度は、 1×10^{-5} at.%以下であって極めて小さい値である。この値をさらに小さくすることは段数 N_{e1} を増加することによりたやすく達成される。第1カスケードからの廃品 W_1 は主として原料中のDとTの混合ガスであって、第2カスケードの原料 F_2 となる。第2カスケードの製品 P_2 は、Dを99%以上含むガスであり、その比率は結果的にD:T $\approx$ 1:2となっている。この W_2 は燃料ガス貯槽(2)を経て、燃料調整を受けたのち、燃料注入装置へと送られる。

(3) 同位体分離装置の設計

同位体分離カスケード系統をFig. 10.5.1に示す。図で上側が第1カスケードで濃縮部39段、回収部8段から成り、下側が第2カスケードで濃縮部40段、回収部6段で構成される。主な系統は、水素同位体ガスが流れる主プロセス系統(太い実線)、冷却系統(細い実線)、T漏洩防止用負圧系及び廃ガス処理系統(細い一点鎖線)、及び分離器加熱用ヒータ、圧縮機動力、計装電気のための電力供給系統である。

同位体分離系への供給ガスは、 f_1 の原料供給配管によって第1カスケードのNo.9分離段からの未透過流(減損流)に加えられる。但し、燃料流中のH濃度が許容範囲内である場合には、第1カスケードに原料ガスを供給せず、 f_2 の原料供給配管によって直接第2カスケードのNo.7分離段からの未透過流に加える。第1カスケードNo.47分離段からの透過流(濃縮流)は大部分が H_2 ガスで微量のHD等を含む。これは廃ガス処理装置へ送られる。No.1分離段からの未透過流は D_2 、DT、 T_2 ガスが大部分でわずかのHT等を含む。この1部は原料供給配管 f_3 によって第2カスケードに供給される。第2カスケードNo.46分離段からの透過流は、わずかなHD、HT等を含んだ D_2 ガスで、重水貯槽へ送られる。また、No.1分離段からの未透過流は、 D_2 、DT、 T_2 ガスであり、燃料ガス貯槽(2)へ送られる。

同位体分離器の概念図をFig. 10.5.2に示す。これは第2カスケード用であるが、第1カスケード用分離器も、Pd-合金管の同心円状配置数が4番目までである以外は、ほとんど同じ構造である。設計条件としては、操作温度 420°C 、差圧 $\Delta P = 5 \text{ kg/cm}^2$ 、単位透過量 $11.9 \text{ cm}^3/\text{cm}^2 \cdot \text{min}$ とした。Pd-合金管は $1.6 \text{ mm}^\phi \times 1000 \text{ mm}^L \times 0.08 \text{ mm}^t$ で1本当りの膜面積は 50.24 cm^2 である。分離器1台当りのPd-合金管本数は第1カスケードで51本、第2カスケードで431本である。分離器は縦型で、高さ $\sim 1.6 \text{ m}$ 、外径は第1カスケードで 14 cm^ϕ 、第2カスケードで 17 cm^ϕ である。差圧は高圧側を 6 kg/cm^2 、低圧側を 1 kg/cm^2 に設定することで得るものとする。

供給流は 100°C 以下で供給流管を通して導入され、減損流(未透過ガスで 420°C)との熱交換および分離器内筒でのシース・ヒーターによる加熱によって、向流管に到るときには 420°C に昇温されている。Pd-合金管は外側が高圧で内側が低圧となっている。Pd-合金膜を透過したガスは濃縮流となって、冷却フィン筒を通過する際に冷却されて約 100°C で圧縮機へと行く。また未透過流は、減損流管を通して分離器を去る。

分離器の操作温度は 420°C と高いため、分離器内筒を通してトリチウムが漏出するので分離器外筒を設けて漏洩トリチウムを回収する。さらに分離器外筒は水冷することにより筒壁からの漏洩を抑えると同時に、全体を負圧管で覆うことにより、その漏洩トリチウムを回収する。

従って2重のトリチウム漏洩対策を構じている。また、配管も2重配管とした。

Table 10.5.1 Input and Output in Square Cascade Analysis

InputFeeds : F_x, F_y, F_z Products : P_y, P_z Separation factor : α_x, α_y OutputComposition of Feed : x_F, y_F, z_F Products and composition : P, P_x, x_p, y_p, z_p Wastes and composition : $W, W_x, W_y, W_z, x_w, y_w, z_w$ Number of the stages : N_e, N_s Amount of Flowing materials : L_e, L_s Cut : θ_e, θ_s Composition at each stage : $x_i, x_i', x_i'', y_i, y_i'$ etc.Total amount of permeation : J_{es} Table 10.5.2 Typical Features of Analytical Results
for Isotope Separation System

		1st cascade	2nd cascade
Separation factor α_x		1.732	1.732
factor α_y		1.225	1.225
Feed	F_x, x_F	0.420 , 0.00686	0.097 , 0.00159
	F_y, y_F	40.104 , 0.65413	40.104 , 0.65760
	F_z, z_F	20.784 , 0.33901	20.748 , 0.34081
	Total F	61.308	60.985
Product	P_x, x_p	0.32353 , 0.99969	0.096 , 0.00336
	P_y, y_p	0.00010 , 0.00031	28.584 , 0.99629
	P_z, z_p	0.0 , 0.0	0.010 , 0.00035
	Total P	0.32363	28.690
Waste	W_x, x_w	0.097 , 0.00159	0.0 , 0.00001
	W_y, y_w	40.104 , 0.65760	11.520 , 0.35672
	W_z, z_w	20.784 , 0.34081	20.774 , 0.64327
	Total W	60.985	32.294
Cut	θ_s	0.50050	0.50526
	θ_e	0.42079	0.49421
Amount of flowing materials $L_e (=L_s - W)$		161.98	1378.1
Reflux ratio $(R_r)_e$		499.50	47.035
$(R_r)_s$		2.6560	42.674
No. of stages	N_e	39	40
	N_s	8	6
Total	N_T	47	46
Total amount of permeation J_{es}		0.7613×10^4	6.3394×10^4

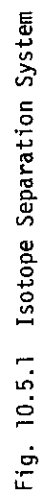


Fig. 10.5.1 Isotope Separation System

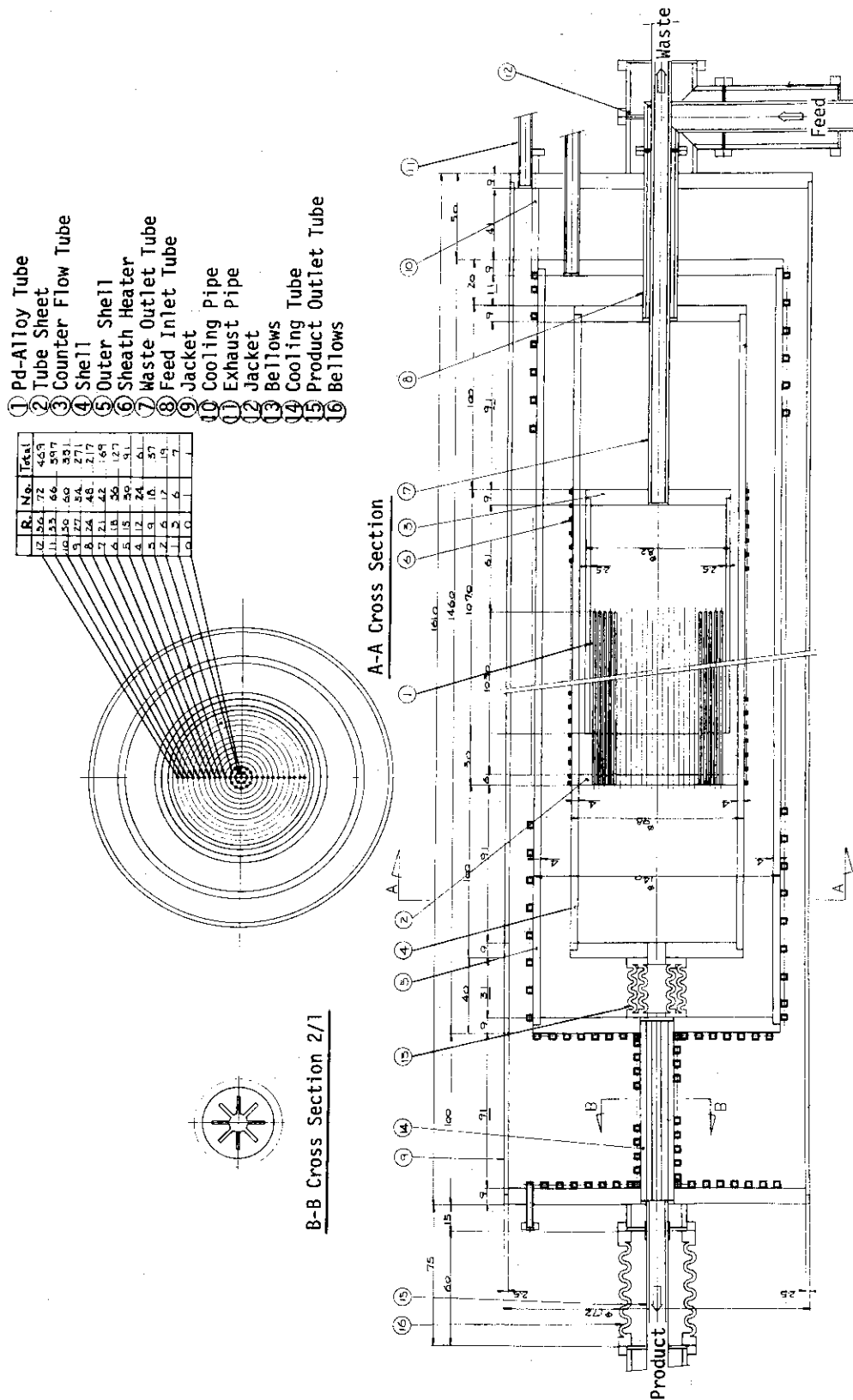


Fig. 10.5.2 Structure of Hydrogen Isotope Separator

10.6 安全性に関する検討

実験炉炉心燃料給排系設計の現状から十分な安全設計を行うことは困難であるが、安全性の評価（特にトリチウムに関して）は非常に重要であり今後の課題である。ここでは安全性に関する第1次検討としてトリチウムインベントリーの概算を行い、安全設計の概念として考え方を整理し、格納室について検討を加えた。

(1) トリチウムインベントリー

燃料給排系のトリチウムインベントリー概算結果を Table 10.6.1 に示す。

真空排気系クライオポンプ部のインベントリーは、その運転周期を2時間と設定し、クライオポンプ内のトリチウムはクライオ面の昇温が終るまで全て留まっているものとする。1ポート（クライオポンプ2台）当りのインベントリーは最大16.6gとなる。従って、実験炉全体で132.8gとなり、その他のインベントリーを考慮して真空排気系として135gのトリチウムインベントリーがあるとした。

燃料ガス精製系は、ガス圧を1次側及びプロダクト配管： 1 kg/cm^2 ，2次側：1 Torr とし、容積を1次側： $6 \times 10^4\text{ cm}^3$ ，2次側： $5 \times 10^5\text{ cm}^3$ ，プロダクト用配管： $5 \times 10^3\text{ cm}^3$ とし、分離器は合計9台として、文献(1)と同様の概算を行った。燃料ガス精製系のトリチウムインベントリーは、1次側：3.3g，2次側：0.07g，プロダクト配管内：0.62gで合計4gとした。

同位体分離系はシステム全体を気体系として、操作圧力 6 kg/cm^2 の高圧側と 1 kg/cm^2 の低圧側に分ける。第2カスケード用分離器の内容積を高圧側： $7,500\text{ cm}^3$ ，低圧側： 600 cm^3 とし、第1カスケード用はこれより小さいが同じものとした。トリチウムの平均組成は、第1カスケードで0.072，第2カスケードで0.122とし、燃料精製系と同様の計算でインベントリーを求めた。第1カスケードは16.7g，第2カスケードは27.8gとなり、配管等のインベントリーも考慮して同位体分離系全体のトリチウムインベントリーを50gとした。

燃料貯槽(1)及び(2)は、実験炉の1時間運転分をまかなえる量をインベントリーとして持つものとする。燃料貯槽(1)は同位体分離系のインベントリーと同程度を考え50gとし、燃料貯槽(2)のインベントリーを15gとして合計65gとした。

その他、燃料注入系は文献(1)と同様5gとし、構造材への溶解トリチウム、中性粒子入射装置及び配管類等を含めてその他のインベントリー10gとした。

これらの簡単な推定によると、燃料給排系のトリチウムインベントリーは $\sim 270\text{ g}$ 程度となる。従って、今後、安全性、経済性及び初期装荷トリチウムの確保等の観点から、大量トリチウム取扱いに関する研究開発と同時に、インベントリーができるだけ小さくなる様に燃料給排系の設計を進めて行く必要がある。

(2) 安全設計の概念

本システムの安全性に係る問題としては、トリチウムの環境放出が最大の問題である。水素を取り扱うシステムであることから防爆の対策は勿論必要であるが、水素の本システムのインベントリーは水素取扱い施設としてはごく少量であり、爆発によるエネルギー放出事故そのものは、大きな破壊事故を引き起すことはない。しかしながら、燃料給排システムの配管、機器

類の破損によるトリチウム放出事故につながる危険性が大きいので、あらゆる機器の事故に対して爆発事故への誘因とならないような設計上の配慮が必要である。幸いにして本システムはトリチウムの環境放出防止上の対策を行う必要上、外気と燃料ガスとの交流の機会が無い様に設計されているので、爆鳴気生成の可能性は非常に少ないと言える。

トリチウムの環境放出の問題を検討する際には、①定常運転時の漏洩、②非定常的な放出とに分けて考え、夫々に対してトリチウム放出過程と放出量を評価し、許容濃度や環境放出基準を考慮して、機器、配管等の装置設計を行う必要がある。さらに放射性物質の環境放出に対しては、原子炉等の放射性物質取扱い施設と同様“as low as practicable”の原則に従った対策が必要である。

トリチウムの管理は信頼性の高い閉じ込め法の採用と、閉じ込め容器を開放する必要がある修理時の注意深い運転操作に依存する所が大きい。高感度の連続モニタリングと非常事態時の慎重な対策を計画しておく必要がある。現在、全施設にわたって2重パイプとグローブボックスの2次閉じ込め方式をもつ完全二重閉じ込め方式は信頼性は高いが、修理作業の複雑さとコスト高に繋がる問題点を含んでいる。この他機器のトリチウム漏洩に対する信頼度を高めるために溶接接合法や三重ダイヤフラムの採用等があげられる。

実績あるフィッティング・ジョイントとしてはAminco, Cajon VCK, Whity, Gyrorock等がある。ここではまず信頼性の高い方式を採用することを方針として考えるものとし、コストダウンや修理法の容易化については今後のR & Dで実績を上げた上で簡略化していくものとして、第1次安全設計の基本思想をまとめると次の様になる。

- ① 構成機器はスweepガス付きの2重シール方式を用いる。
- ② 配管類は二重配管とする。
- ③ sweepガスからのトリチウム回収系を設ける。
- ④ シール部は原則的には溶接シールを用いる。溶封不能の所はメタルシールを用いる。
- ⑤ ポンプ、ブロー、バルブ等の可動部シールは原則として軸封を用いず、ペローズ、ダイヤフラム方式等を採用し、必要に応じて2重、3重構造とする。
- ⑥ 構造機器、配管類、弁類は全てカバーガス付きのグローブボックス中に納める。
- ⑦ カバーガスはHeないしはN₂又はArとし、室内より負圧に保持する。
- ⑧ カバーガスからトリチウムを回収するシステムを設け、カバーガスは循環させる。
- ⑨ 燃料給排システムは真空排気系のクライオポンプ及びバルブ機構を除いて、1つの格納室に設置する。
- ⑩ 格納室は外気より負圧に保持する。
- ⑪ 定常時は格納室の換気はフィルターを通しスタックより外部に放出する。この場合トリチウム放出量は環境基準値の1/10以下にする。
- ⑫ 燃料給排システムの事故時、修理時には、一時的に室内換気は循環方式に切り換えられる。
- ⑬ sweepガス系、カバーガス系及び格納室換気系には、全て感度の良いトリチウムモニターを設置し、常時分析記録がなされる。
- ⑭ 異常時には警報器により異常事態が通報され、自動的にそのグレードにより必要処置が

とられる。

(3) 格納室の検討

ここで、格納室とは燃料給排系の中で本体周りを取りつけられるクライオポンプ、インジェクター等以外の排気系、精製系、同位体分離系ならびにそれらの補助機器を格納する室とする。格納室内は次の3段階のトリチウム封入システムを採る。

- ① 1次封入システム；燃料給排システム機器ならびに配管類は原則として2重閉じ込め方式を採る。
- ② 2次封入システム；主要機器類は全てグローブボックスに類似した大型の密閉ボックス中に格納する。
- ③ 3次封入システム；全ての2次封入システムを格納室内に収納する。

①は各機器・装置毎の設計に依存するものである。②は密閉ボックスとカバーガス循環系から成り、カバーガスは常時精製及び脱トリチウムが行われる。③は格納室及び室内換気処理系から成り、通常室内の排気は処理システムを通してスタックから環境へ放出する。格納室は、トリチウム放出事故に備えてその内壁にステンレス鋼製の内張りを施す。室はリークタイトとし、外気より減圧する。また、出入口は二重エアロック方式を用い、人の出入に際し格納室シールの完全性を保持できる様に設計する。汚染状態の格納室への出入はエアラインスーツの着用によって行う。

格納室内へのトリチウム放出事故に対し緊急処理システムを備える必要がある。このシステムとして、触媒反応塔（接触酸化反応器）と酸化物吸着塔（モレキュラーシーブ等による）とから構成することが考えられる。格納室内の雰囲気気を常時モニターし、事故時には自動的にシステムを作動して室内トリチウム濃度を安全運転レベルに迄下げるものとする。格納室内容積を 10^4 m^3 として循環方式による緊急処理システムの処理流量と処理時間の関係を Table

10.6.2 に示す。表中、 t は処理時間、 ϵ は処理効率、 N' は事故発生時 $t = 0$ における室内濃度最大値である。これによると $400 \text{ m}^3/\text{min}$ 程度の処理システムを備えれば 1 mg 程度のリークは4時間程度で処理できる事になる。今後これらについて経済的な検討を加え最適な処理時間及び処理流量を設定する必要がある。

Table 10.6.1 Tritium inventory disposition

Item	Inventory (g)
Main vacuum system	135
Fuel gas refine system	4
Isotope separation system	50
Fuel feed system	5
Fuel reservoir (1)	50
Fuel reservoir (2)	15
Others	10
Total	269

Table 10.6.2 Analysis of detritiation system

Amount of tritium release (mg)	$\frac{N^1 *}{N^0 **}$	$\ln\left(\frac{N^1}{N^0}\right)$	Gas flow rate (m ³ /min)					
			t*** = 4hr		t = 1 d		t = 10 d	
			$\epsilon****=0.5$	$\epsilon=0.9$	$\epsilon=0.5$	$\epsilon=0.9$	$\epsilon=0.5$	$\epsilon=0.9$
0.1	2×10^1	3.0	2.4×10^2	1.3×10^2	-	-	-	-
1.0	2×10^2	5.2	4.3×10^2	2.4×10^2	-	-	-	-
10	2×10^3	7.6	6.3×10^2	3.5×10^2	1.1×10^2	5.9×10^1	1.1×10^1	5.9
10^3	2×10^5	12.2	1.0×10^3	5.6×10^2	1.7×10^2	9.4×10^1	1.7×10^1	9.4
10^5	2×10^7	16.8	1.4×10^3	7.8×10^2	2.3×10^2	1.3×10^2	2.3×10^1	1.3×10^1

* : Maximum Value Following the Incident

** : Baseline Tritium Level

*** : Treatment Time

**** : Processor Efficiency

10.7 ま と め

本章は炉心燃料給排系の概要を明らかにし、真空排気系、燃料給排系、及び同位体分離系の概念設計を実施し、安全性の検討を行った結果である。今後、上記以外のコンポーネントの設計を進める必要があり、さらに工学的な観点から、より詳細な設計と評価を実施していく必要がある。

炉心燃料給排系は、実験炉にとってその炉心に係りを持つばかりではなく、実験炉全体としての安全性及び経済性に対して重要な寄与をする。また、その主要な取扱い物質がトリチウムであるので、全てのコンポーネントについて透過並びに漏洩対策を施し、保守・修理の容易な機器・装置を開発する必要がある。従って、今後巾広い研究開発に着手する必要があるが、これに資するために本設計の実施により明らかになった研究開発課題を次にまとめる。

(1) 最適システムの開発

本設計で採用したシステムは現点で大きな問題はないと考えられるが、各コンポーネントの選定における他の方法との定量的な比較評価を実施し、これに基づいて燃料循環条件、不純物種及び量、運転モード等に対して安全性、信頼性及び経済性について最適化したシステムを開発していく必要がある。

(2) 主要コンポーネントの開発

(a) 真空排気系としては次の開発項目が挙げられる。

- イ) クライオポンプの試作開発
- ロ) He 吸着材の開発
- ハ) 大口径ゲートバルブの開発
- ニ) オイルフリーな補助ポンプ系の開発
- ホ) 排気燃料の回収システムの開発

(b) 燃料精製系としては、次の開発項目が挙げられる。

- イ) Pd-合金膜の水素同位体透過に関する基礎研究
- ロ) 加熱方法を含めた透過漏洩防止対策
- ハ) モックアップ試験
- ニ) オイルフリーなトリチウム用高真空ポンプ

(c) 同位体分離系としては次の開発項目が挙げられる。

- イ) (b)のイと同様で特に分離係数を求める基礎研究
- ロ) (b)のロと同様
- ハ) (b)のハと同様
- ニ) オイルフリーなトリチウム用コンプレッサー

燃料給排系としては、上記の主要コンポーネントの他に次のコンポーネントを開発する必要がある。

(d) 燃料貯槽：基礎研究並びに貯蔵システムの開発

(e) 廃ガス処理系：各コンポーネント（グローブボックスカバーガス精製系及び格納室換気系も含む）の廃ガス組成に応じたトリチウム回収及び処理方法の確立並びにシステムの開発

発

(f) 燃料注入系：燃料ガス組成・流量制御注入システムの開発

(3) 機器・装置の開発

種々の仕様に応じたトリチウム用真空ポンプ，コンプレッサー，バルブ類，計測機器等の開発が必要である。また，大量トリチウムを含んだ燃料ガス分析システムの開発が必要である。

(4) 安全設計手法の確立

まず大量トリチウム取扱い機器・装置及び施設に対する安全設計基準（法規を含めて）の確立が急務であり，これに従ったトリチウム漏洩・透過防止法の開発が必要である。さらに，この安全設計基準及び大量トリチウム管理・取扱い技術をベースとした機器・装置及び施設の安全設計手法を確立し，設計開発を進めていく必要がある。

（内藤 大靖，浅見 直人）

参考文献

- (1) 原研炉設計研究室，JAERI-M 6670
- (2) J. S. Watson, S. D. Clinton, R. Cherdack, R. W. Fishor,
ORNL-TM-5080
- (3) 後藤 良亮，化学工学 40， 4， p. 381， 1970
- (4) 山内，斉藤，日化協月報， 23， 1， 1970
- (5) 後藤 良輔，工業レアメタル 20， 1976
- (6) 西沢他，昭和49年原子力学会年会要旨集 F16， F17

11. 主 冷 却 系 設 計

トカマク炉の冷却系は通常の核分裂炉の場合と次の点で異なるので設計において充分考慮する必要がある。

- a. 周期的にひんばんな炉の運転，停止が繰返される。
- b. 冷却体中に核分裂性物質などはないが，その代りにトリチウムが多量に存在する。

以下，系統の概要，主要機器，主冷却系からのトリチウム漏洩評価について述べる。

1 1. 1 主冷却系設計概要

1 1. 1. 1 基本設計条件

冷却系の設計にあたり次のような基本設計条件を設定した。¹⁾

① 炉出力 150 MWt

これは融合反応熱ならびにブランケット内の増熱と中性粒子入射加熱装置からプラズマに入る熱最大値としてこの程度考慮しておけばよさそうだという判断による。Table 1.1にみる如く融合反応放出エネルギー17.6 MeVはブランケットの発熱反応により19.6 MeVとなる。従って融合反応に基づくブランケットの熱負荷は111 MWということになる。これに中性粒子入射加熱量27 MW(定常)を加えると139 MWとなる。そこで150 MWとして設計を進めることにした。

② 運転モード

第2章に運転中の出力変化の詳細があるが，現時点ではそれに完全に一致させる必要はない。そこで次のように設定した。

- a. 起動10秒，この間出力は直線的に増加する。
- b. 出力運転300秒，この間出力150 MWを発生する。
- c. 停止10秒，この間出力は直線的に下降する。
- d. 休止100秒，この間のアフターヒートは無視する。

③ 冷却体圧力，温度

圧力は10気圧とした。原子力プラントとしての常識的な圧力は50気圧程度であるが，ブランケット容器の内圧応力が過大になる。又，低すぎると圧損，ひいてはブロー動力が非現実的となる。そこで本設計では10気圧として設計を進めることとした。

また，温度としては発電しないので特に高くする必要はないが Li_2O からのトリチウム分離を考慮して入口300℃，出口500℃を選定した。

④ 放熱は空冷，中間系の設置

発電系を設けることの意義について現状ではその必然性が見出せないので装置の単純化を重視して空冷とする。また，中間系としてのHe回路はトリチウムが環境に放出するのを極力少くするために設けることとした。2次系は1次系よりも高圧とする。

⑤ 炉の運転モードにあわせた流量制御と蓄熱器の設置

ブランケット容器の熱サイクルを抑制するために原子炉冷却材流量制御は必然とされる。また、蓄熱器を設けることにより2次側に安定した温度、流量の供給が可能であり、送風機も常に一定値に保つことができる。従って蓄熱器を設ける方がシステム全体のバランスがよく、また、運転も簡素化できるものと思われる。さらに、トカマク型動力炉ではこの方式が必然とされるので開発ステップとしての意義もある。

この系統はトカマク特有のものであるので簡単に説明しておく。Fig. 1 1.1.1 において、定常運転時にはV-1全開、V-2全閉で冷却材は原子炉(ブランケット)を冷却し、蓄熱器を加熱して熱交換器に入り再循環する。炉停止時にはV-1を閉じ(僅かに流す)、V-2を全開にして蓄熱器から熱を受けて熱交換器に入り再循環する。このようにして熱交、ポンプの流量温度は常に一定近く保ちながら、且つ原子炉の温度変化を最少にするように制御する。この炉の場合ゼロ出力から全出力まで10秒、全出力からゼロ出力まで10秒程度であり、制御弁はこれに正確に追従する必要がある。Fig. 1 1.1.2 に出力変化と各部温度の変化を概念的に示す。第1壁の熱容量は小さいので流量制御しなければ確実に入口温度近くになって下ってしまう。

1 1.1.2 系統設計の概要

先の基本条件に基づき契約により産業界の行った設計研究報告書²⁾から抜粋して以下に示す。詳しくは参照されたい。

Fig. 1 1.1.3 に冷却系全体系統図を示す。

1次冷却系は蓄熱器、中間熱交換器、1次ガス循環機、1次ヘリウム配管及び1次流量制御弁から構成され、蓄熱器と中間熱交換器の間にはトリチウム安全性のために触媒酸化反応塔が設置されている。その他に、補助系として1次ヘリウムダンプ系及び冷却材注入系がある。

1次冷却系は、機器の大きさや系統の多重性等を考慮して4系統に分割されている。

2次冷却系は、1次冷却系と同様に4次系統に分割され、冷却器、2次ガス循環機、2次ヘリウム配管、隔離弁及び2次ヘリウムダンプ系、等で構成される。

3次冷却系は送風機及びエアダクトから構成され、融合炉で発生した熱は、最終ヒートシンクである大気に放熱される。

1次冷却系の制御としては原子炉流量及び原子炉入口温度制御の2制御とし、原子炉の出力制御は行わない。

原子炉流量制御は、原子炉の運転状態を監視している計器からの信号で、1次系制御弁を開閉させて制御する。この信号で、炉運転時にはFig. 1 1.1.3(実験炉冷却系全体系統図)に示すCV-1の制御弁は全開、CV-2の制御弁は全閉となる。一方、炉停止時には、CV-1及びCV-2の制御弁は逆の作動をする。なお1次ガス循環機は、定流量である。

原子炉入口温度制御は、1次ガス循環機出口温度を検出して2次冷却材流量を制御する。2次冷却材流量制御は、2次ガス循環機の回転数制御を考えている。

補助冷却系は主冷却系の強制循環冷却能力喪失事故時(加圧状態)に原子炉の崩壊熱を除去し、原子炉構造機器の温度を所定値以下に保持する役割をもつものであるが、実験炉において

は主冷却系は機器配管等の検討の結果、独立4系統より構成することとした。その中の1系統が作動できないような場合でも残りの3系統を用いて、定格の $\frac{3}{4}$ 出力運転が可能である。

単一故障基準を採用すれば3系統運転時に1系統のみが作動不可能な事態を生じて、他の2系統は健全と考えてよい。原子炉非常冷却をおこなう系としては多重性が要求されるが健全な2系統が存在することにより主冷却系の中でこれらの機能は満足されるので特別な補助冷却系は設けないこととする。

補助冷却機能を全く考えない場合でも、ブランケット壁表面よりの輻射熱を真空容器壁で除去する可能性もあり、冷却機能の確保は充分におこなえると考えられる。

主冷却系の冷却材喪失事故時にヘリウム貯蔵タンクより原子炉へ冷却材を流すために冷却材注入系を設ける。原子炉除熱後の冷却材は配管破断口より格納容器内へ流出する。冷却材注入系はヘリウム貯蔵タンク、配管、弁、等よりなる。なお、この場合でもブランケット壁表面よりの輻射放熱がバックアップ機能を果たすと考えられる。

ヘリウムダンプ系は保守点検、ブランケット交換、その他のために1次冷却系のヘリウムを一時的にダンプし貯蔵するために設ける。このダンプ系は真空容器内で1次系配管が破断した時に真空容器内圧力上昇を抑制するために1次ヘリウムを緊急ダンプするのにも利用できると考えられる。この系はダンプタンク、コンプレッサ、配管、弁、等よりなる。この系はメイクアップしたヘリウムを1次系に供給するためのヘリウム貯蔵供給系としても考える。

主冷却系のヒートマスマランスをFig.11.1.4に示す。この図は4系統のうちの1系統を示すものである。なお、本設計では2次系圧力を15気圧としたが、例えば30気圧とすれば送風動力は $1/4$ 程度となるし、また配管径を太くするなどの自由度もあるので2次系送風動力は大幅に削減できる。今後再検討の余地がある。

11.1.3 主要機器設計の概要

本節では主要機器としての熱蓄器、1次系統流量制御弁、中間熱交換機、ガス循環機、空気冷却器、配管の設計概要を示す。本節は先の文献²⁾を抜粋したものである。

(1) 蓄熱器

Table 11.1.1に主要仕様を示す。

Fig. 11.1.5に蓄熱器の基本計画図を示す。

この蓄熱器を用いる場合の運転特性は次のとおりである。

即ち、初期温度300℃から炉を運転し始めてから約3000秒後に、蓄熱器出口ガス温度は準静定値の443℃になる。この温度は炉運転時間で重みをみつけた算術平均値 $300^{\circ}\text{C} + (500^{\circ}\text{C} - 300^{\circ}\text{C}) \times (310 \text{ sec} / 420 \text{ sec})$ に等しい。また、伝熱管内圧力損失は、初期状態で 0.064 kg/cm^2 、その後温度が上昇して準静定状態で 0.08 kg/cm^2 になる。

(2) 1次系流量制御弁

Table 11.1.2に主要仕様を示す。

弁棒貫通部には、グランドバックシンを充填し、流体の漏洩を防止する。更にグランドバックシンの中間にリークオフラインを接続し、1次系圧力より高い清浄なヘリウムガスを注入して1次ヘリウムガスの外部漏洩を防止する。

弁の駆動方法としては、電動式、空気圧式、油圧式があるが、信頼性及び作動時間などから油圧式とする。

弁の開度と流量の関係を Fig. 1 1.1.6 に示す。

(3) 中間熱交換器

Table 1 1.1.3 に主要仕様を示す。

Fig. 1 1.1.7 に基本計画図を示す。

中間熱交換器は、ブランケットを冷却した 1 次冷却材の熱を 2 次冷却材に伝達するとともに、1 次冷却材中のトリチウムを 2 次冷却材に拡散することを防止する機能を有する。

(4) ガス循環機

Table 1 1.1.4 に主要仕様を示す。

1 次系循環機の構造は、トリチウムの系外漏洩防止のためにキャンドタイプとする。

(5) 空気冷却器

Table 1 1.1.5 に主要仕様を示す。

Fig. 1 1.1.8 に基本計画図を示す。

(6) 配 管

Table 1 1.1.6 に配管の仕様を示す。

(迫 淳)

Table 11.1.1 Specification of heat reservoir

Inner dia. of tube	40 mm
Thickness of tube	10 mm
Length of tube	20 m
Number of tubes	939
Fluid, Pressure	He, 10 kg/cm ² a
Velocity	50 m/sec
Pressure drop	0.08 kg/cm ²

Table 11.1.2 Specification of flow control valve

Type	Butterfly control valve
Diameter	34 B
Fluid	He
Design pressure	12 kg/cm ² a
Design temperature	350°C
Flow rate (open)	130 ton/hr
Flow rate (shut)	3% (ΔP : 1 kg/cm ²)
Valve opening time	10 sec.

Table 11.1.3 Specification of intermediate
heat exchanger

	Primary	Secondary
Fluid	He	He
Pressure		
Operating	10 kg/cm ² a	15 kg/cm ² a
Design	15 kg/cm ² a	18 kg/cm ² a
Inlet temp.	443°C	180°C
Outlet temp.	270°C	350°C
Design temp.	500°C	400°C
Flow rate	130 ton/hr	132 ton/hr
Heat exchange rate	32.4 MW	
Type	Helical coil type	
Number of Unit	4 (1/system)	
Heat transfer surface	840 m ² /unit	
Dimension		
Pressure vessel	3000mm ϕ 12,000 mm ^H	
Tube	38.1 mm ϕ	
Material	304 SS	

Table 11.1.4 Specification of primary gas circulator

Type	Multi-stage centrifugal type
Number of unit	4 (1/system)
Fluid	He
Flow rate per unit	130 ton/hr
Inlet temperature	270°C
Inlet pressure	10 kg/cm ² a
Head	1.1 kg/cm ²
Motor capacity per unit	6.2 MW

Table 11.1.5 Specification of air cooler

	Secondary system	Tertiary system
Fluid	He	Air
Pressure		
Operating	15 kg/cm ² a	Atomosphere
Design	18 kg/cm ² a	-
Inlet temp.	350°C	30°C
Outlet temp.	160°C	200°C
Design temp.	400°C	250°C
Flow rate per unit	132 ton/hr	11,000 Nm ³ /hr
Heat exchange rate	36.2 MW	
Number of unit	4 (1/system)	
Heat transfer surface	11,500 m ² /unit	
Dimensions		
Casing	6 m ^W × 9 m ^L	
Heat transfer tube	38.1 mmø	
Material	2 1/4 Cr - 1 Mo	

Table 11.1.6 Specification of pipings

	Primary system	Secondary system
Number of lines	4 (1/system)	4 (1/system)
Fluid	He	He
Flow rate per line	130 ton/hr	132 ton/hr
Pressure		
Operating	10 kg/cm ² a	15 kg/cm ² a
Design	12 kg/cm ² a	18 kg/cm ² a
Design temperature		
High temp. side	550°C	400°C
Low temp. side	350°C	250°C
Dimensions		
High temp. side	1016mm ϕ 11.1mm ^t	762 ϕ 9.5 ^t
Low temp. side	863.6 ϕ 9.5 ^t	609.6 ϕ 9.5 ^t
Material		
High temp. side	304 SS	2 1/4Cr-1Mo
Low temp. side	2 1/4Cr-1Mo	2 1/4Cr-1Mo

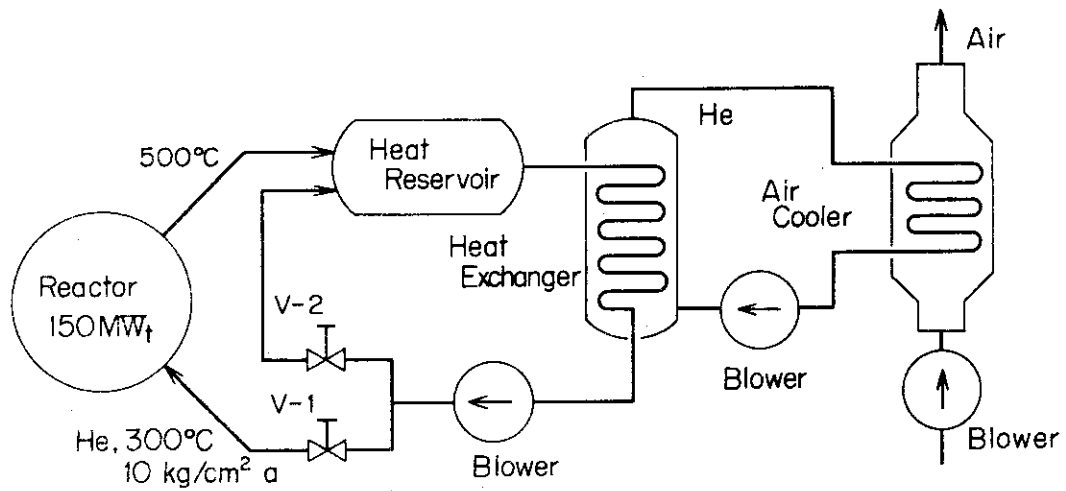


Fig. 11.1.1 Reactor cooling system

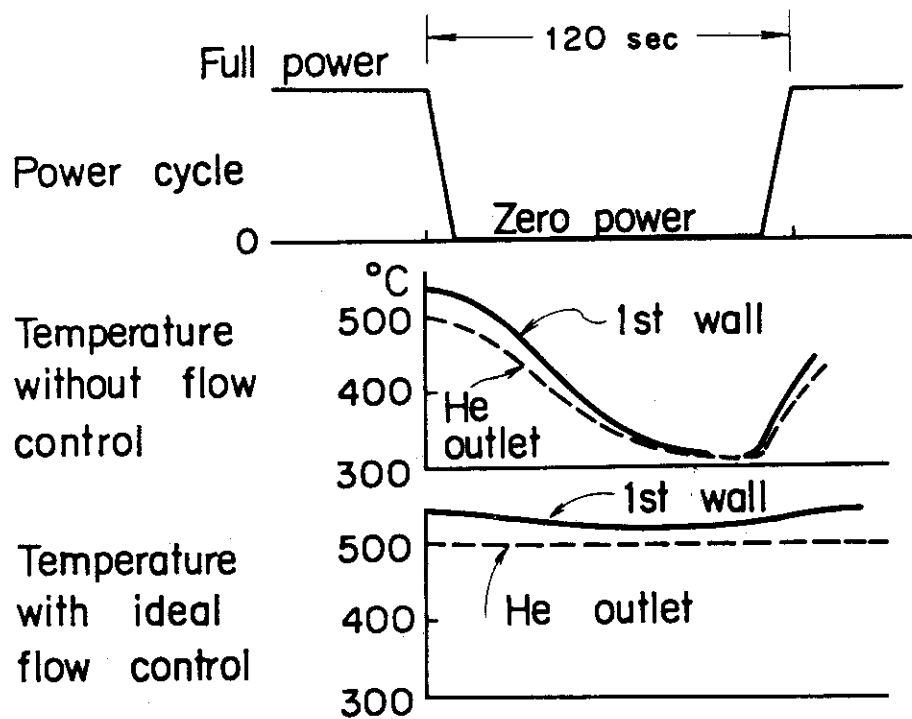


Fig. 11.1.2 Temperature change and flow control

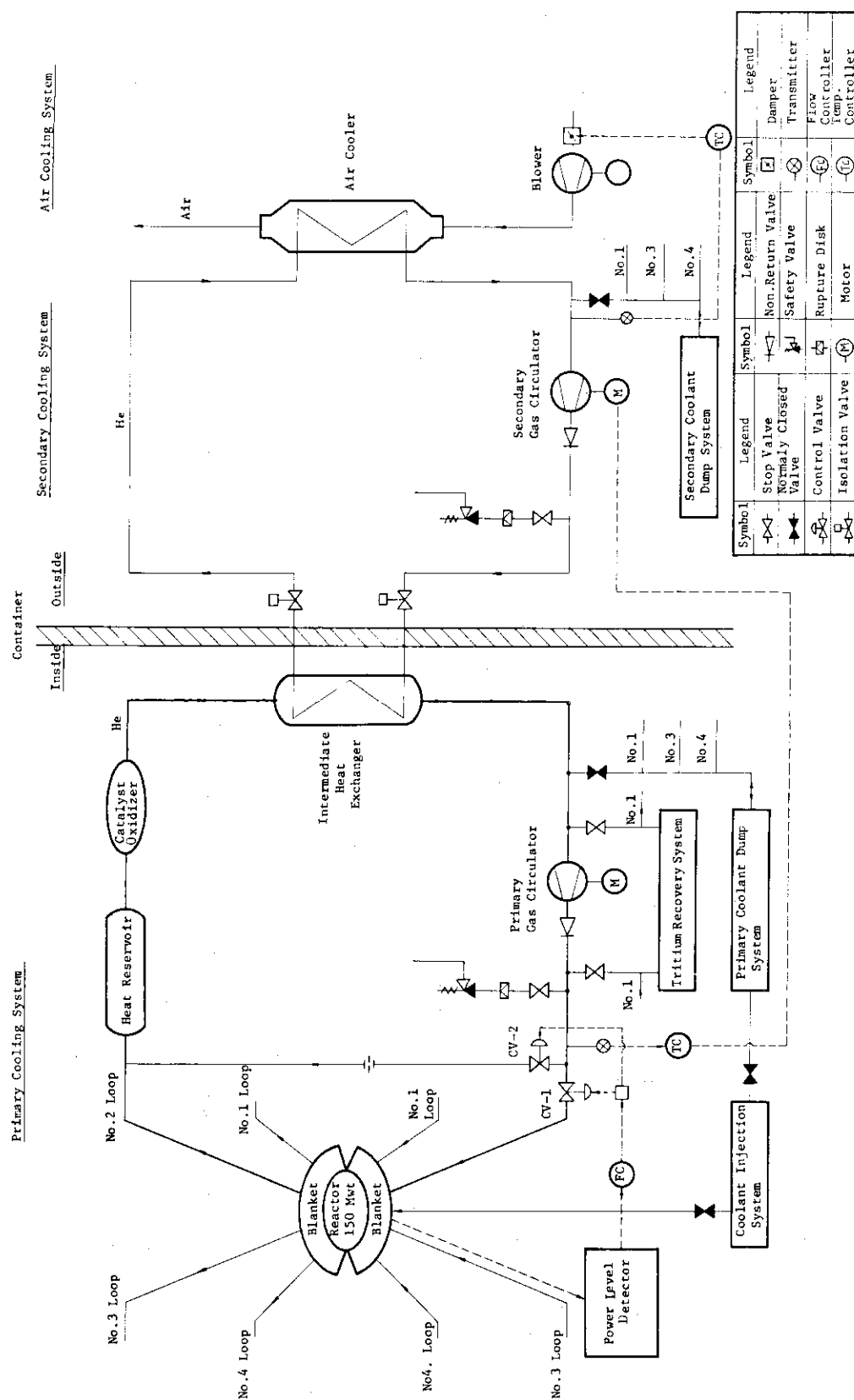


Fig. 11.1.3

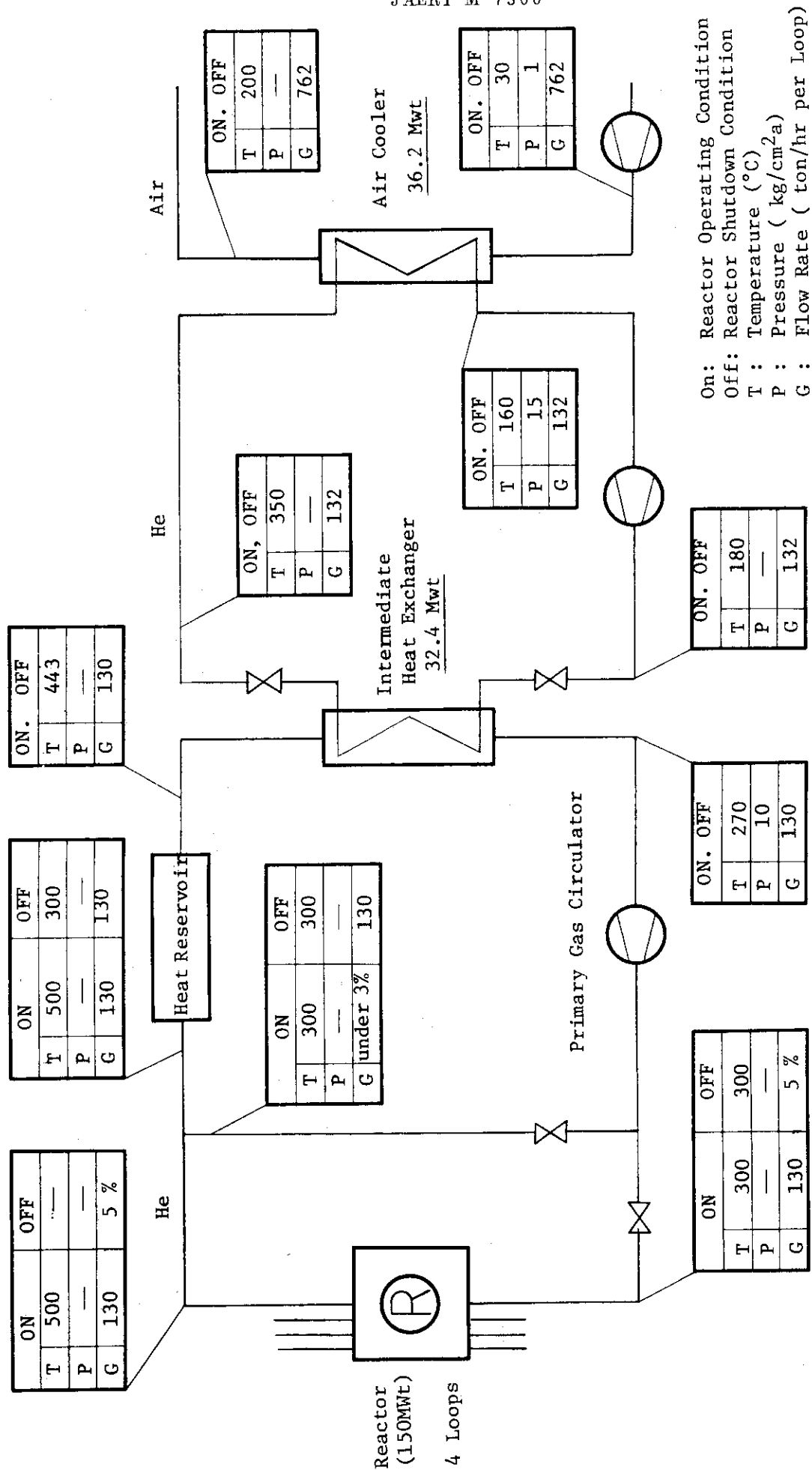


Fig. 11.1.4 Heat and mass balance of reactor cooling system

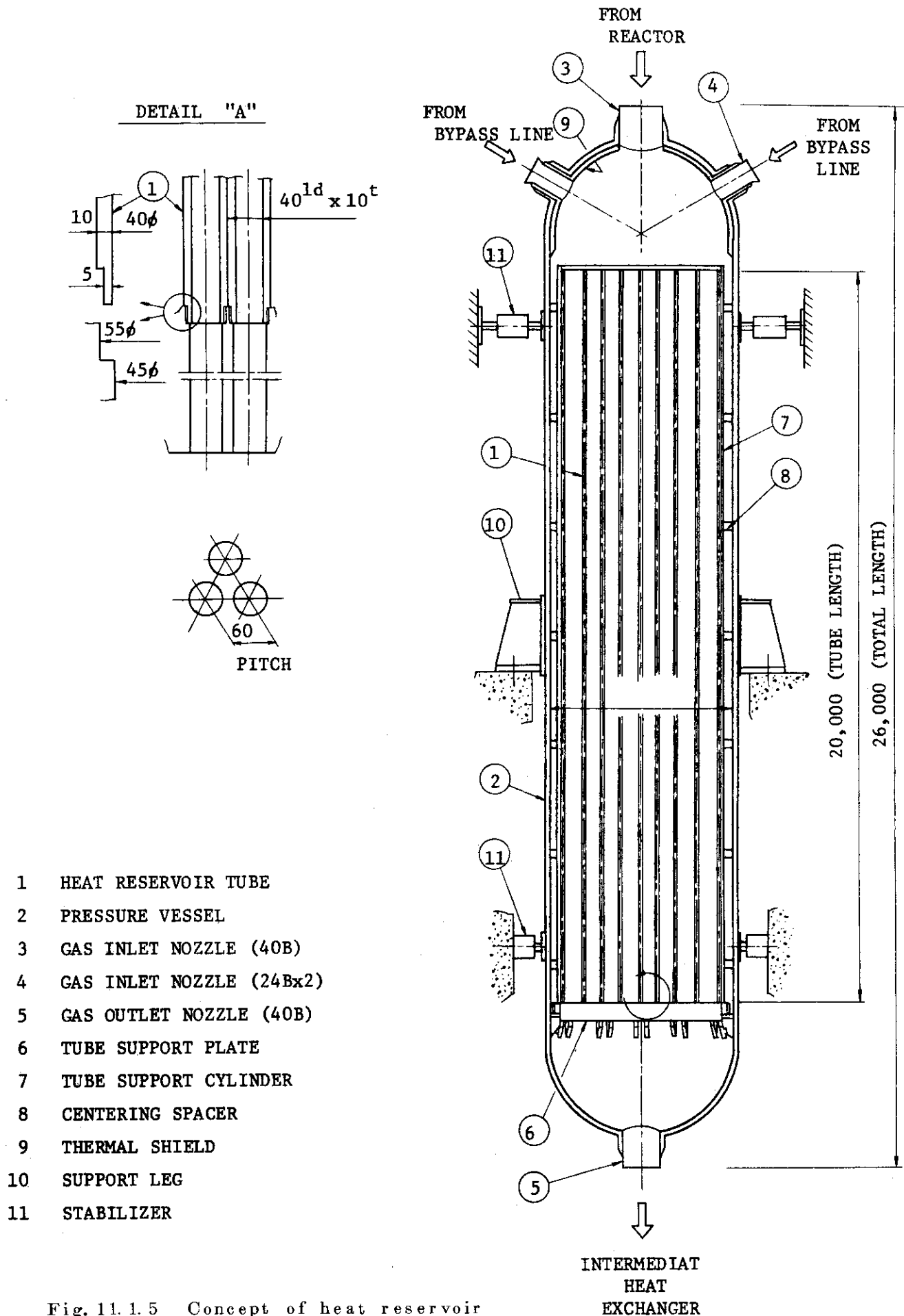


Fig. 11.1.5 Concept of heat reservoir

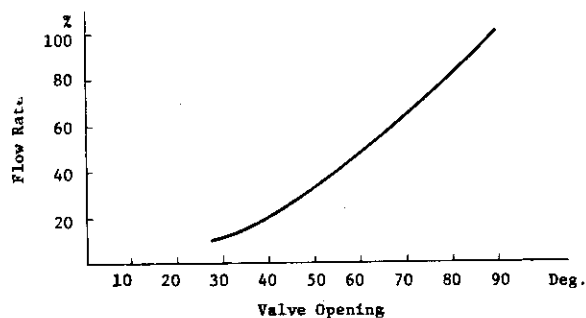


Fig. 11.1.6 Characteristics of flow control valve

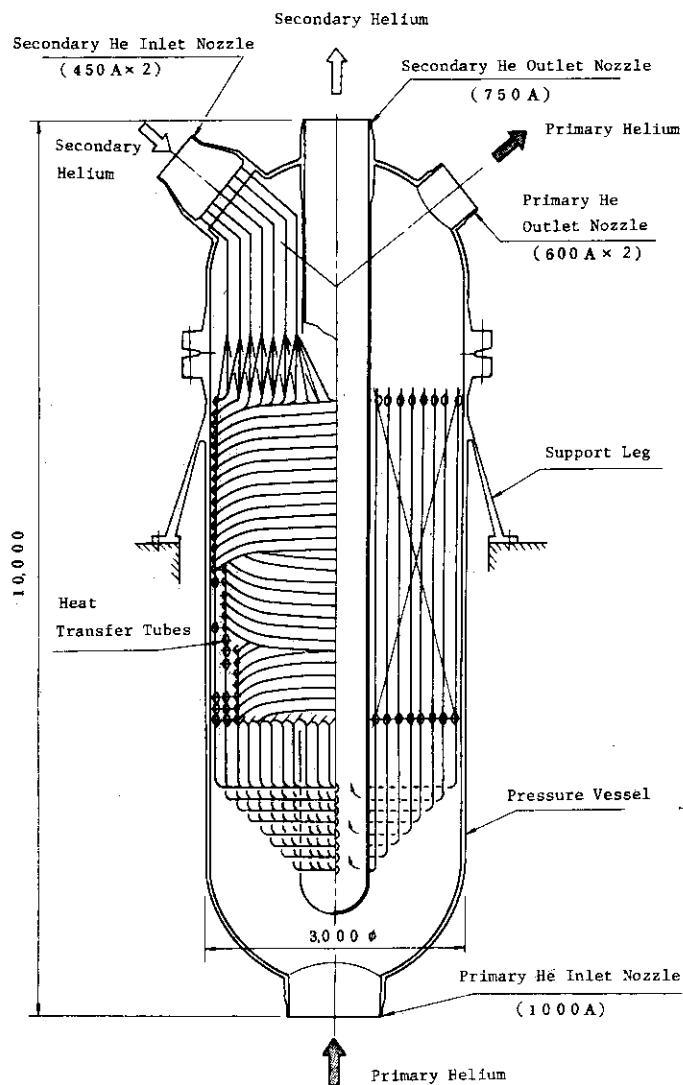


Fig. 11.1.7 Concept of intermediate heat exchanger

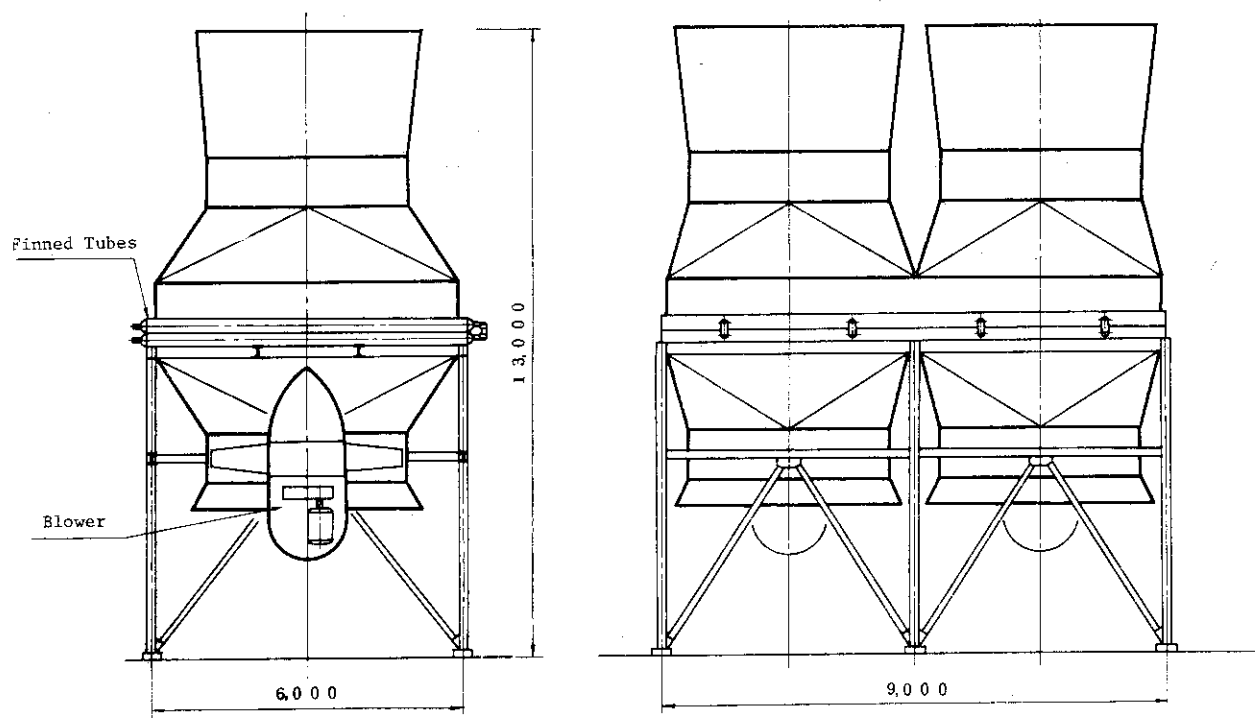


Fig. 11.1.8 Concept of air cooler

1.1.2 主冷却系からのトリチウム漏洩評価

トリチウムは、構造材料を最も透過しやすい核種の1つである。特に高温状態でトリチウムを取り扱う場合、環境への拡散を最小にするよう安全性の観点から望まれている。さらに、環境にいったん拡散した貴重なトリチウムを回収することは不経済であるため、トリチウムの密封化が経済性の面からも望まれている。

このため、ブランケット部で生成され、 Li_2O 球中を拡散し、主冷却材中へ漏入するトリチウムの漏洩対策を以下の事を考慮して行った。

- (1) 一次冷却系外へのトリチウム漏洩量を極力低くする。
- (2) 潜在的危険度を小さくするため、一次冷却系内のトリチウム・インベントリーを極力低く保つ。

1.1.2.1 トリチウム・インベントリー

主冷却系内に漏入したトリチウムは、(1)トリチウム回収系(ヘリウム純化系)で回収される。(2)一次系機器の表面に沈着し、さらに拡散して一次系外へ透過する。(3)一次系外にヘリウムガスと共にシール部などから漏洩する。(4)一次ヘリウム冷却材中に残存する。という種々な挙動を示す。

本節では、トリチウム漏洩評価に必要な一次冷却材中でのトリチウム・インベントリーをはじめに試算してみた。

計算では、次のように考え方及び設計条件を設定した。

- (1) トリチウム生成率(S)は、炉寿命期間中一定とし、 10 g/day とする。この値は、融合反応熱 100 MW(t) 、融合エネルギー 17.6 MeV/sec 、増殖率 0.9 、炉運転周期 420 sec 、トリチウム生成運転周期 310 sec から求めた。なお、プラズマから第一壁を透過し主冷却系に侵入するトリチウム量は、ブランケット部で生成されるトリチウム量に比べ2桁以上小さいため、インベントリー計算に無視した。
- (2) ヘリウム流量速度は、 520 t/hr とする。
- (3) 一次冷却系全ヘリウム・インベントリー量は、1トンと推定される。²⁾
- (4) トリチウム回収系へのバイパス流量は、1%全流量とした。又、このトリチウム回収効率は90%とした。この回収効率は、トリチウム水形態であれば十分可能な値と思われる。³⁾これより、(2)、(3)を使用すると、回収系によるトリチウム回収率(R)は、

$$R = (\text{バイパス率}) \times (\text{回収系での回収効率}) / (\text{ヘリウム一巡時間})$$

より、 $1.30 \times 10^{-3} [1/\text{sec}]$ となる。

- (5) 一次冷却系でのトリチウム・インベントリー量(N_T)算出は、一点近似で行う。

以上の設計条件より、下記の式が成立する。

$$\frac{dN_T}{dt} = S - RN_T - R_1 N_T - R_2 N_T - \lambda N_T \quad \dots\dots\dots (11.2.1)$$

ここで、 R_1 : 配管などへ沈着し透過する透過率

R_2 : ヘリウムガスと共にシール部から一次系外へ漏洩する漏洩率

λ : トリチウムの崩壊定数

上式で, $R_1 \ll R$, $R_2 \ll R$, $\lambda \ll R$ とする事が出来るから, 近似的に,

$$\frac{dN_T}{dt} = S - RN_T \dots\dots\dots (11.2.2)$$

となる。11.2.2式から, 定常状態でのトリチウム・インベントリー量は, 0.089gである。
すなわち, 一次冷却材ヘリウム中のトリチウム濃度は, 0.089 wt ppmとなる。

11.2.2 一次冷却系からのトリチウム漏洩量

一次冷却系からのヘリウムガス漏洩を完全に零に抑えることは, 恐らく不可能であろう。従って, この漏洩ヘリウムと共に一次冷却系内のトリチウムが格納容器等に放出される。Fig. 11.2.1に, トリチウム回収系へのバイパス流量と一次系からヘリウムガスと共に漏洩するトリチウム量の関係を, ヘリウム漏洩率をパラメータとして示す。

本設計では, ヘリウム漏洩率を在来の高温ガス炉 (Dragon 炉) の実績⁴⁾を参考に 0.01 [%インベントリー/day] と評価した。又, トリチウム回収系へのバイパス率は 1 [%/全インベントリー] であるから, 一次冷却系から格納容器へのトリチウム漏洩量は, 0.086 [Ci/day] 程度となる。

この格納容器内への漏洩トリチウムは, 格納容器内のトリチウム回収システムで除去される。格納容器内のトリチウム除去システムは, 第13.2節で詳述する。

11.2.3 許容トリチウムガス分圧

前節で, 一次冷却系外へのトリチウム漏洩量として, 冷却配管のシール部等から漏洩するトリチウム量を評価した。他に一次冷却系外へのトリチウム漏洩経路として, (1) 配管を拡散透過する経路。(2) 中間熱交換器のチューブを拡散透過し, 二次ヘリウム冷却材中に漏入する経路がある。

(1) の経路によるトリチウム漏洩量は, 配管を二重管にし, 外管部にヘリウムをスリーブし, さらにその外筒を低温に保つことも可能であるから, 小さく出来る。一方 (2) の拡散経路は, 実用炉への展望から出来るだけ低く保つ必要がある。環境線量率計算によると, 4 Ci/day の放出で, サイト境界 2 mrem/y 以下と報告されている。⁵⁾ 環境評価は具体的な設計が進まなければ出来ないが, 我々は中間熱交換器でのトリチウム透過量を 1 Ci/day 以下になるよう設計を進めた。

中間熱交換器での透過量を 1 Ci/day 以下に抑える方式として, 主冷却系内にパラジウム合金の触媒酸化装置を設置し, 主冷却材中のトリチウムガスをトリチウム水に変換する方式を採用した。

本節では, 中間熱交換器で 1 Ci/day 以下のトリチウム透過量に抑えるための許容トリチウムガス分圧を試算し, 次に, これを達成するために必要な酸化装置の酸化効率を求めてみた。

Fig. 11.2.2 に中間熱交換器における一次ヘリウム, 熱交換器チューブ, 及び二次ヘリウム温度分布を示す。この熱交換器チューブ温度と下記の Sieverts の式

$$\Phi = \sum_i \phi(i) = \sum_i \frac{A(i)}{L} (\sqrt{P_1} - \sqrt{P_2}) \times B \exp(-Q_p/kT(i))$$

- ここで、 Φ : 中間熱交換器での全トリチウム透過量 (g/day)
 $\phi(I)$: 中間熱交換器の I 領域でのトリチウム透過量 (g/day)
 $A(I)$: 中間熱交換器の I 領域での表面積 (cm²)
 L : 中間熱交換器のチューブ厚さ (cm)
 Q_p : アレニウスの活性化エネルギー (cal/mole)
 B : Sieverts の定数 (g · cm/cm² · day⁻¹ Torr^{-1/2})
 $T(I)$: 中間熱交換チューブの I 領域における平均温度 (°K)
 P_1 : 一次系側水素分圧 (Torr)
 P_2 : 二次系側水素分圧 (Torr)

を適用し許容トリチウムガス分圧 (P_1) を求める事が出来る。下表に Welb⁶⁾ らが求めた水素 (H_2) の SUS304 に対する Q_p , B 値を示す。

	$B(g \cdot cm \cdot cm^{-2} \cdot day^{-1} \cdot Torr^{-1/2})$	$Q_p(cal/mole)$
304-SS	0.65×10^{-2}	16100

この B 値は、水素 (H_2) の値であるから、同位体効果を考慮し求める事になる。それ故、 $L = 0.23$ cm, $\Phi = 1.0 \times 10^{-4}$ g/day, 及び $P_2 = 0$ を使用し、許容トリチウムガス分圧 P_1 を求めると、 $P_1 = 1.52 \times 10^{-9}$ Torr である。すなわち、中間熱交換器でのトリチウム透過量を 1 Ci/day 以下に抑えるためには、主冷却材中でのトリチウムガス分圧を 1.52×10^{-9} Torr 以下に抑えなければならない。

つぎに、この許容トリチウムガス分圧 1.52×10^{-9} Torr を達成するため、触媒酸化装置の必要酸化効率を求めてみる。

L_2O 球中で生成されたトリチウムがすべてガス形態として冷却材中に漏入すると、ヘリウム中のトリチウムガス分圧の増加量 (ΔP_1) は、

$$\Delta P_1 = (\text{ヘリウム全圧}) \times \frac{(\text{単位時間のトリチウム漏入モル数})}{(\text{単位時間のヘリウム流量モル数})}$$

から求め、 $\Delta P_1 = 4.06 \times 10^{-6}$ [Torr] となる。

このため、触媒酸化装置で、 4.06×10^{-6} Torr のトリチウムガス分圧を 1.59×10^{-9} Torr まで減少させる必要がある。この必要交換係数 (ϵ) は、

$$\epsilon = \frac{4.06 \times 10^{-6} - 1.59 \times 10^{-9}}{4.06 \times 10^{-6}} = 0.9996$$

である。

しかし、触媒酸化物質としていくつか候補はあるが、本実験炉のように大流量系で何が最も適しているかについては明白ではない。一応、現在までの空气中酸化データによると、Engelhard Minerals & Chemical Corp. №50088³⁾ が有望と考えられる。したがって、今後大流量ヘリウム中でのトリチウム触媒酸化に関し、精力的に開発研究する必要がある。

Fig. 1 2.2.3 に 1 次系のトリチウムの流れを示す。

(鈴木達志)

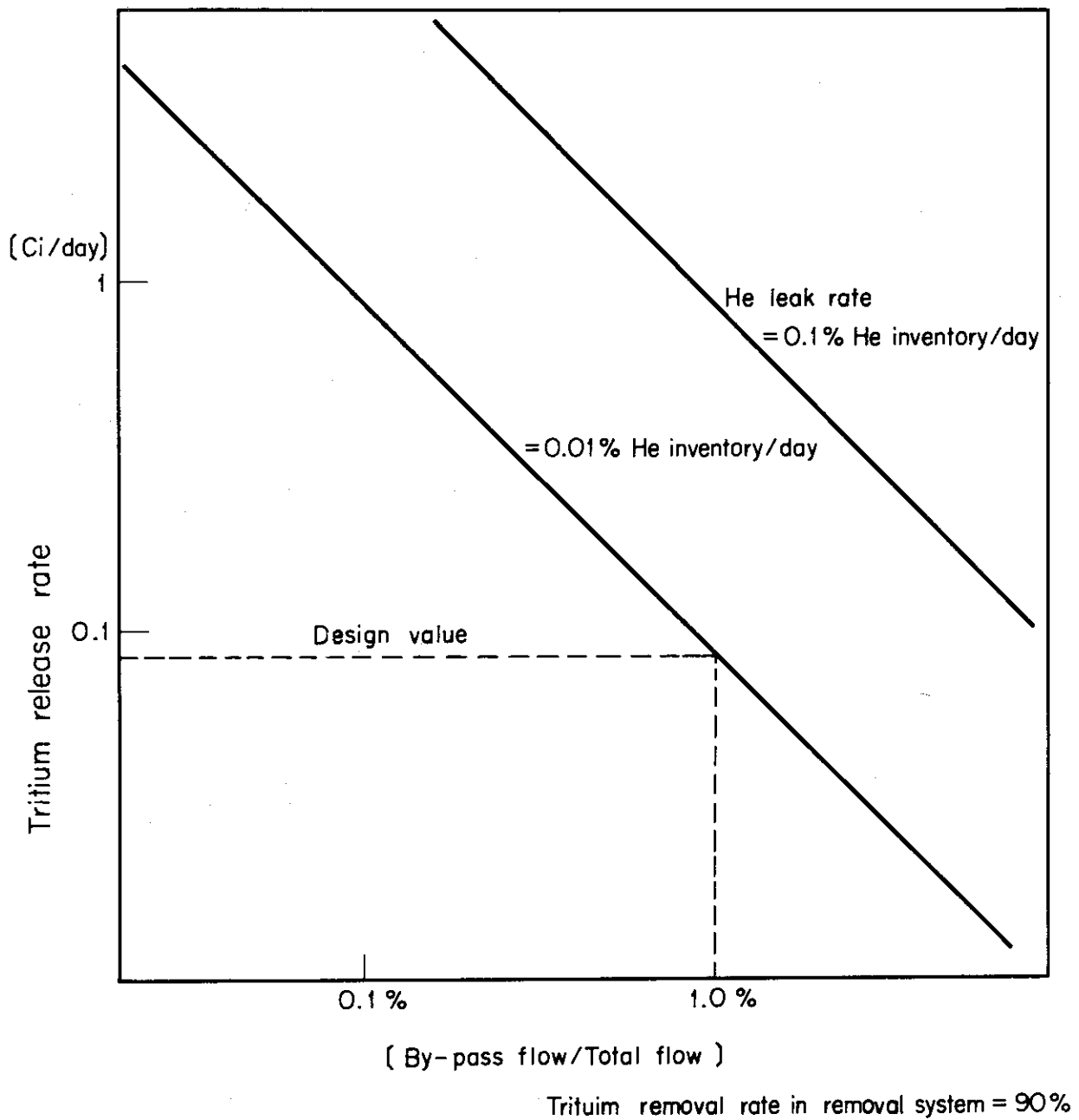


Fig. 11.2.1 Tritium release rate from the primary cooling loop

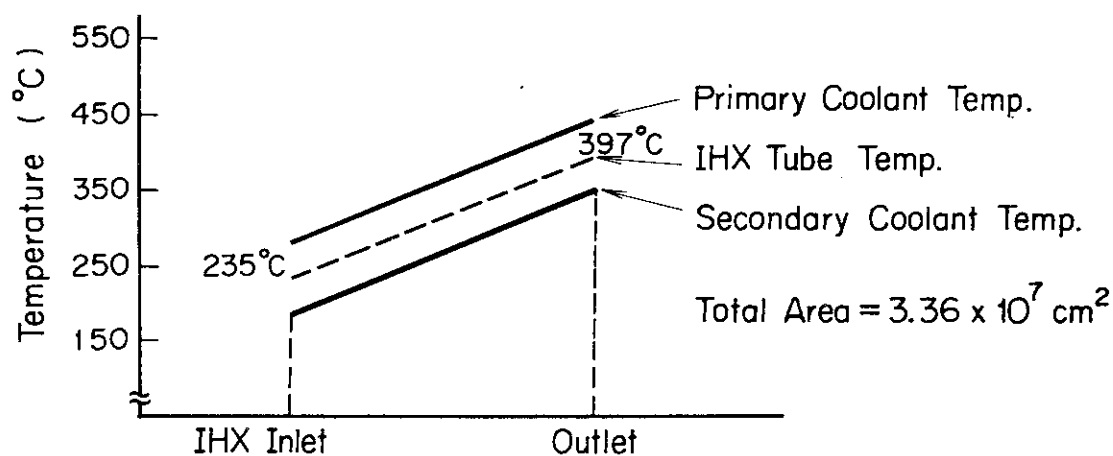


Fig. 11.2.2 Temperature distributions in IHX

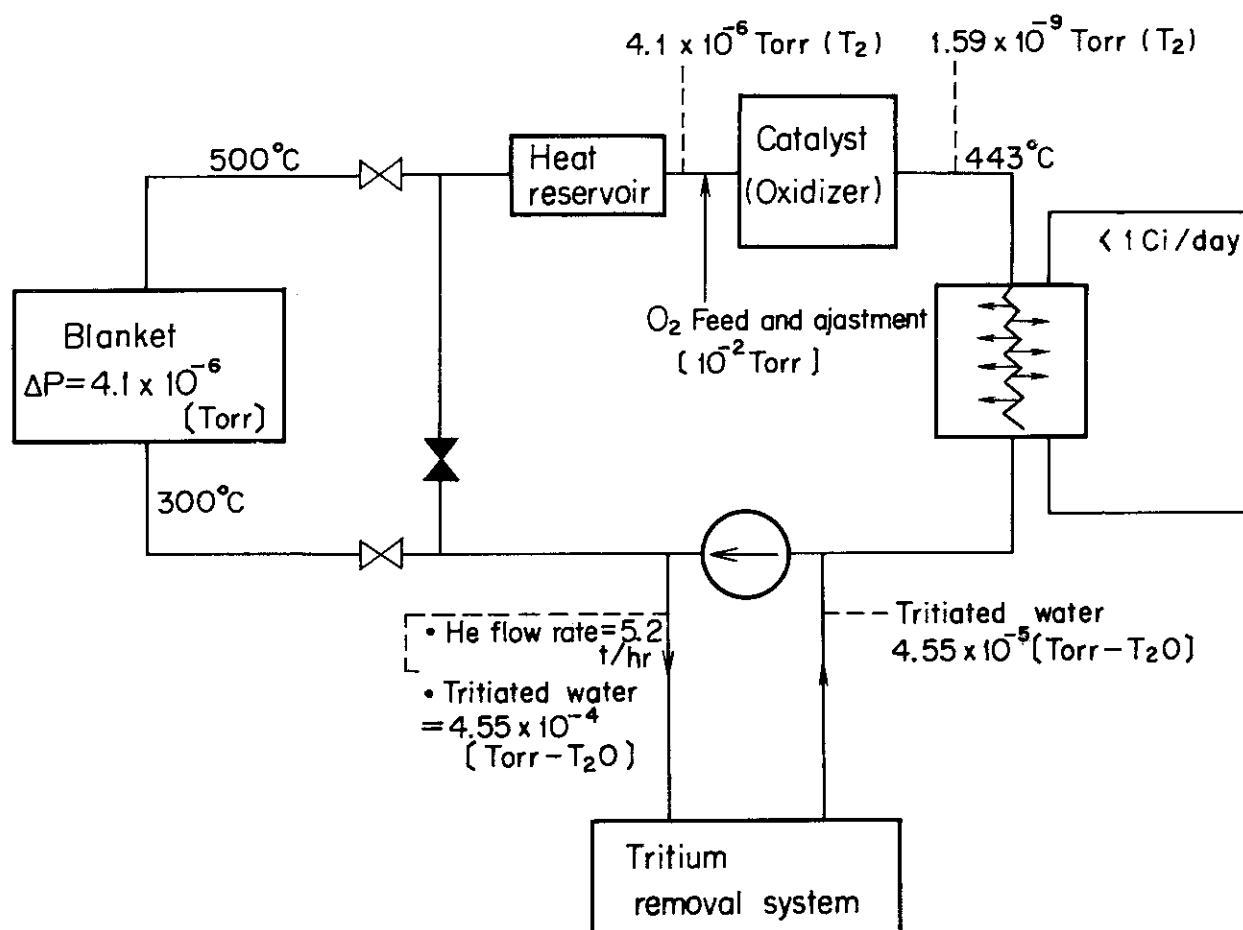


Fig. 11.2.3 Tritium flow in primary cooling loop

1.1.3 ま と め

冷却系については核分裂炉の場合と異なり崩壊熱が小さいということのため安全確保のためのシステムは簡単になるものと思われる。一方トリチウム漏洩防止など新たに解決すべき問題もある。設計を通じてうけた印象としては解決不能の問題はないようである。

1) 主冷却系

この設計では冷却材はヘリウムを用いており、その系統機器に対しては、高温ガス炉に関連した開発技術の適用が考えられる。それらに加えて、さらに次のような課題が考えられる。

(今回未検討事項)

- (1) 機器単体の特性のみでなく、制御特性を加えたループの動特性の把握と、そこから各機器の設計条件や運転方式の見なおし
- (2) 真空容器内配管破断に対処するための急速ダンプまたはこれに代る対策の検討
- (3) 主冷却系配管壁を通してのトリチウムの漏洩量の評価と漏洩防止構造の検討
- (4) 補助系機器の仕様とレイアウトの検討
- (5) 主冷却系冷却材喪失事故時に用いる冷却材注入系計画に関し空気混入の可否、ヘリウムに代る注入冷却材の可能性等の検討

(今後 R & D を考慮した検討の必要な事項)

- (1) 流量制御弁に関し、その大口径化、性能および再現性等に関する研究
- (2) 格納容器を貫通する 2 次系にとりつけられる大口径、低漏洩の隔離弁の開発
- (3) シェル & チューブ型大型蓄熱器の開発

(その他の問題点)

1 次系の圧力が低いので、配管径が大きくなり、また、ガス循環機の計画が苦しい。ブラケット構造に関し、昇圧可能性の検討

2) 主冷却系からの漏洩防止対策

本設計で次のような問題点が未解決のまま、あるいは検討不十分であると考えられるので今後詳細に検討する必要がある。

- (1) 主冷却材中でのトリチウム化学形態を評価する。
- (2) (1)を基に、トリチウム酸化触媒塔の検討を行い、大流量系での R & D を行う必要がある。
- (3) 低分圧下でのトリチウム透過量評価に Sieverts の法則が妥当であるかどうかを把握する。
- (4) 主冷却系からのヘリウム漏洩率を 0.01 % とし評価したが、この値を達成するため、冷却系製作時に十分配慮する必要がある。
- (5) 主冷却系配管、特に高温部においてトリチウムの拡散透過が問題となるが、このトリチウムが炉室に漏入れるのを防止するため、二重管ジャケット方式などを開発する必要がある。

参 考 文 献

- 1) 炉設計研究室：核融合実験炉第1次予備設計(中間報告)，JAERI-M 6670 (1976)
- 2) 設計計研究室：核融合炉用冷却設計研究(委託設計)，JAERI-M 7199(1977)
- 3) John C. Bixel, et al., :WASH-1332
- 4) G. E. Lockett, et al., : "A Designers Approach to the Conservation of He in High Temperature Power Reactors", Conf. Component Design in the HTR He as the Coolant, London (1972)
- 5) D. Steiner and A. P. Frass, Nuclear Safety, 13, 353(1972)
- 6) R. W. Webb, "Permeation of Hydrogen through Metal", North American Aviation Doney, California, Report NAA-SR-10462(1965)

12. トリチウム回収系の設計

12.1 系統の概要

Fig. 12.1.1に主冷却系からトリチウムを回収するフローシートを示す。このシステムは、核融合炉ブランケットから10 gr/dayの割合でトリチウムが発生するが、ブランケット出口で、10 ata, 500℃のHeガス中に、 4.1×10^{-6} Torrの圧力をもつので、中間熱交換器(IHX)配管からの透過による環境放出を1 Ci/day以下にするために、 1.59×10^{-9} Torr以下にする。そのために、一次冷却系の冷却系統は4ループあるが、各ループ1基ずつハニカム形式の触媒酸化反応塔(Catalyst Oxidizer: CO)をIHXの前に設置する。これにより、 T_2 が T_2O にまで酸化される。 T_2O になれば、IHX配管からの透過はおこらない。この T_2O の形態でのHe中の濃度・圧力はそれぞれ約0.1 vpm, 4.51×10^{-4} Torrである。

またバイパス量は主流量の1%である。低濃度で水の吸着特性のすぐれたモレキュラーシーブ塔で T_2O を吸着させるのであるが他に $CO+CO_2 \leq 10$ vpm, $CH_4 \leq 1$ ppm, 腐食生成物が存在するので、 T_2O として分離して回収しなければならない。

主ブロー出口からバイパスされて、まず熱交換器(HX-1, 2)でガス温度300℃から室温に落とす。それからフィルター・タイプのダスト・セパレータ(DS-1, 2)で、放射性金属腐食生成物等のダストを取り除く、この後大モレキュラー・シーブ塔(LMS-1, 2)に T_2O を選択的に吸着させて、回収する。この時、不純物(CO_2 等)も幾分吸着される。これは相当高流量(5.2 Ton/h)であるので、設計上、余裕度が大きいからである。回収系でのトリチウム・インベントリーを小さくするために、Dailyに切換えられる。それ故2基、必要である。

さて、この他のCO, CH_4 その他の不純物は、次の液体窒素温度の低温吸着トラップで(ACT-1, 2)で吸着させて取り除く。これによりHeガスの純化がなされ、また放射能レベルが低減される。

この後、熱交換器(HX-1, 2)で昇温され、圧損補償のためのHeガスブロー(BL-1)を通り一次冷却系に戻される。

さて、先程の大モレキュラーシーブ塔は、Dailyに再生されるが、待機状態の大モレキュラーシーブ塔に切換えられ、トリチウム水(T_2O)が捕集された方は、約300℃に昇温し、Heパージにより T_2O および不純物を脱着し、直列に3基設置された小モレキュラー・シーブ塔(SMS-1, 2, 3)に送られる。

そこで常時2基が使用され、残りの1基は再生または待機状態におかれている。SMS-1およびSMS-2が使用されている場合には、吸着力の強いトリチウム水がSMS-1の入口部から出口部へと徐々に吸着帯を形成するが、トリチウム水より吸着力の弱い不純物(CO_2 等)は先にSMS-1塔を移動しSMS-2に吸着帯を形成する。

このメカニズムは、いわゆる前線分析法(frontal analysis)を利用したもので、モレキ

ユラーシーブに対して吸着力の弱い不純物を吸着力の強いトリチウム水から分離し、トリチウム水の純度を高める事を目的する。

SMS-1がほぼトリチウム水で満たされると、これを遮断して、SMS-2およびSMS-3が使用できるようにバルブ切換を行う。また次の段階ではSMS-2を遮断し、SMS-3, SMS-1という如く、サイクル的に稼動させる。

遮断された小モレキュラー・シーブ塔は、約300℃に昇温し、Heガスをパージし、トリチウム水の水蒸気を液体窒素冷媒（ $\sim -195^{\circ}\text{C}$ ）のコールド・トラップ（CT-1, 2）に移し、トリチウム水の氷としてトラップする。この時Heガスとは分離される。

その後コールド・ラップ中のトリチウム氷を昇温液化して、電気分解セル（EC-1, 2）に移し、 T_2 ガスに変換させる。この時、システムでの混入不純物と分離するために、Pd膜の水素同位体透過器（PM-1, 2）を設置する。ここで得られた T_2 ガスは、多量の H_2 ガスを混入しているとは考えられないが、必要があれば同位分離装置（ISS）に送り込み、純度を高める。

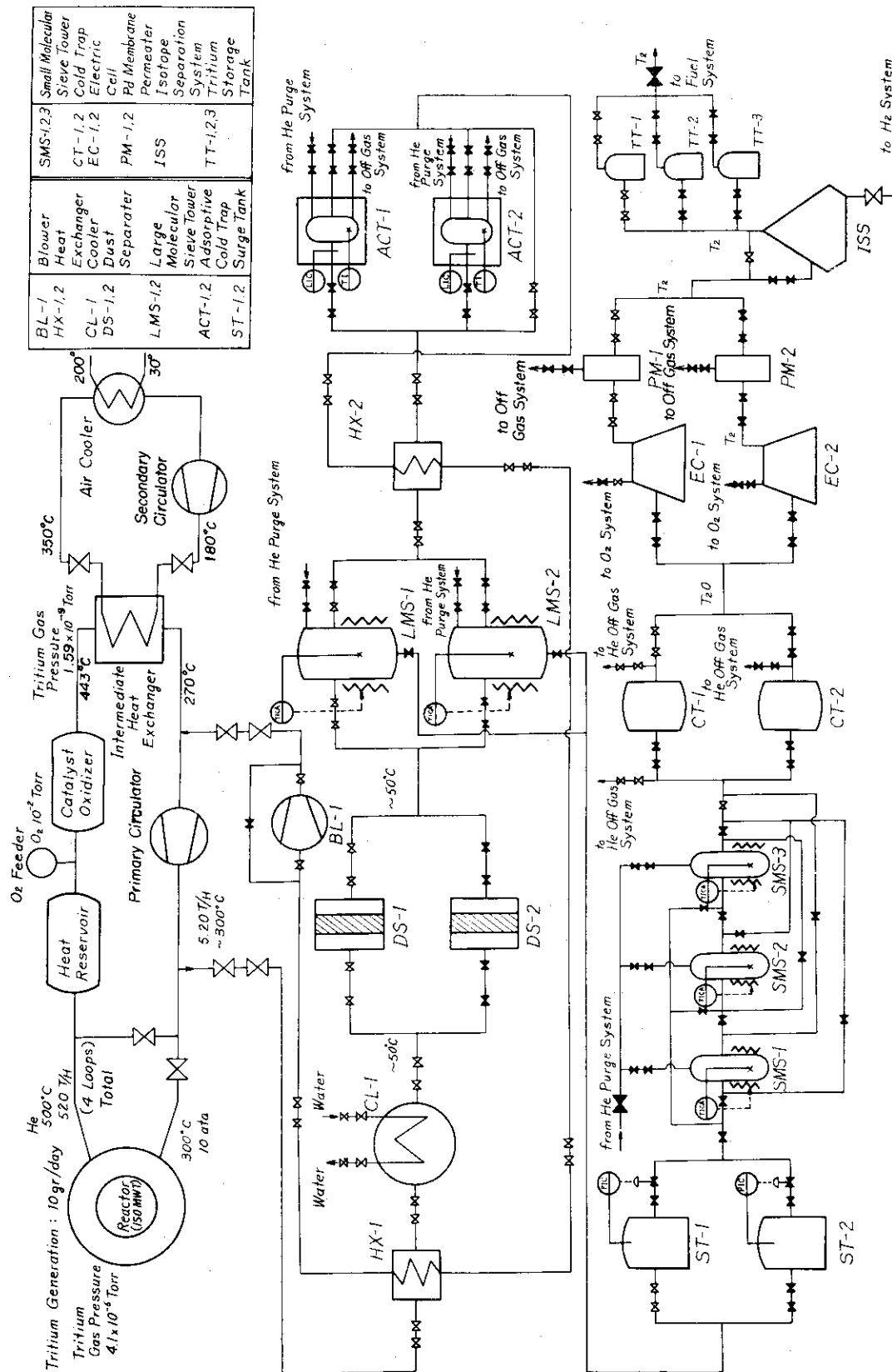


Fig. 12.1.1 Tritium Removal System

12.2 主要機器

トリチウム回収系の系統設計にしたいが、回収系主要機器の検討を行うとともに問題点を摘出した。

(1) 触媒酸化反応

一次系外へのトリチウム放出量を 1 Ci/day 以下にするために、トリチウムガス分圧がブランケット出口で $4.1 \times 10^{-6} \text{ Torr}$ であるが、IHX入口で 1.59×10^{-9} 以下にして、IHX 配管からの透過量を減少させる。

そのために酸化反応塔が必要であるが、これは、トリチウム水 (T_2O) にして透過を防止する。

これで透過対策としては4つの方法があり、それは次の通りである。

- i) CuO 反応………再生が大きい問題。
- ii) T の β 線等の効果………反応速度が遅い。
- iii) 触媒酸化反応……… O_2 分圧 $\cdot 10^{-2} \text{ Torr}$ 程度必要。
- iv) Y , Zr , Ti 等によるトリチウムガスとして吸着……… He 中の不純物とも活性に作用し、すぐに性能低下をきたす。

i) ~ iv) から iii) の触媒酸化反応塔 (Al_2O_3 に Pd 蒸着の触媒) を設置すると考えて検討した。触媒酸化反応塔形式としては、圧損を出来るだけ小さくするためハニカム形式が最良と考えている。

しかし、現状では、冷却系内にどの程度の酸素濃度が許容されるか、あるいは、強放射線下でのトリチウム酸化、¹⁾ hot steel による酸化、²⁾ トリチウムのベータ線による酸化³⁾ にどの程度期待出来るか不明であるため、反応塔の設計は今後の課題とした。

(2) モレキュラーシープ吸着塔

i) 大モレキュラーシープ吸着塔は、 H_2O , T_2O , CO_2 等をトラップするためのものである。運転条件は、室温で1日運転とし、1塔スタンバイの2塔切り換えとした。

再生は 300°C にて、塔容積の100倍の He ガスをバージすることで再生を行う。

塔設計は、空塔速度 1 m/sec , 50°C での吸着特性を考えて設計した。Fig. 12.2.1 に大モレキュラーシープ吸着塔の構造図を示す。

ii) 小モレキュラーシープ吸着塔

小モレキュラーシープ吸着塔は、大モレキュラーシープ吸着塔を再生したオフガス中の H_2O , T_2O をトラップするものである。

運転方法は、 50°C で運転し、小モレキュラーシープ吸着塔第1塔において H_2O , T_2O をトラップする、一方 CO_2 及び第1塔を破過した H_2O , T_2O を第2塔においてトラップする。第3塔はスタンバイとした。

塔設計は、空塔速度 40 cm/sec , 系統圧 2 kg/cm^2 で H_2O , T_2O だけをトラップするものとした。Fig. 12.2.2 に小モレキュラーシープの構造図を示す。

(3) 低温吸着トラップ

低温吸着塔入口ガス成分は、 N_2 , CO , O_2 , CH_4 と考えた。

入口濃度は、V H T R の設計値を参考にし、以下のような値とし吸着塔の設計を行った。

$$\begin{aligned} \text{N}_2 & : 0.2 \text{ vpm}^{4)} \\ \text{CO} + \text{O}_2 & : 2.0 \text{ vpm} \\ \text{CH}_4 & : 0.2 \text{ vpm}^{4)} \end{aligned}$$

運転条件は、液体 N_2 で冷却し、1ヶ月運転の1日再生とした。

又1塔をスタンバイとし、2塔切り換えて運転を行う。

ただし、塔を連続運転とするか、不連続運転とするかは、1次系内の不純物濃度を調べて決定する。今後の検討課題とした。

塔設計は、空塔速度 20 cm/sec 、トラップ温度 -196°C のものとした。Fig. 12.2.3に低温吸着トラップの構造図を示す。

(4) コールド・トラップ

系統設計で示されているように、小モレキュラーシーブ塔 (SMS) から、トリチウム水よりトリチウム (T_2) ガスを得るための電解セル (EC) までのつなぎをするものである。

捕集効率のよい液体窒素冷媒 ($\sim -196^\circ\text{C}$) のコールド・トラップを考える。これは配管入口 (入口から 7 cm 位まで) で固化して付着する。それ故、1インチ I. D 配管を3本で縦型ドレーン形式で考える。重力で EC まで移す。小モレキュラーシーブ塔からの He パージによるものの凝縮固化してトリチウム水 (T_2O アイス) にするのであるが、その流速を約 10 cm/sec 内外にする。Fig. 12.2.4にコールド・トラップの構造図を示す。

(5) 水素同位体分離装置

実験炉の場合、SGがないので H_2O の侵入がない。

その故、問題とはならない。しかし、予備のためにトリチウムを $90 \text{ mol}\%$ から $99 \text{ mol}\%$ 以上に濃縮する同位体分離装置が設けられる。ここでは装置設計はせず、可能性についてふれる。

実験炉の同位体分離装置は、考えられる方法として、電磁分離方式、電気分解方式、実用炉のことも考えて、水素精留方式が考えられる。電磁分離方式は T, H を 100% 分離できるが、これはイオンによる電磁場での曲率半径の差に着目したものである。

処理量が極端に小さいことが弱点であるが、1時間に数 gr のトリチウムが得られるので、何とか採用できるであろう。ただ、他に高真空技術、コレクターでの捕集に注意を要する。

次に電気分解法では、処理量が小さいので電気量はさして問題とならない。またトリチウム水側にトリチウムが濃縮されるのであるが、その分解係数 α が 10 近くとれ、2段の電気分解槽で製品が得られる。

トリチウム・インベントリも 30 gr 位でさして問題とならない。

最後に、水素精留方式であるが、 10 gr/H の処理は小さすぎるが実用炉の場合のシミュレーションとして採用されうる。トリチウム・インベントリはさして極端に大きな値とはならないであろう。

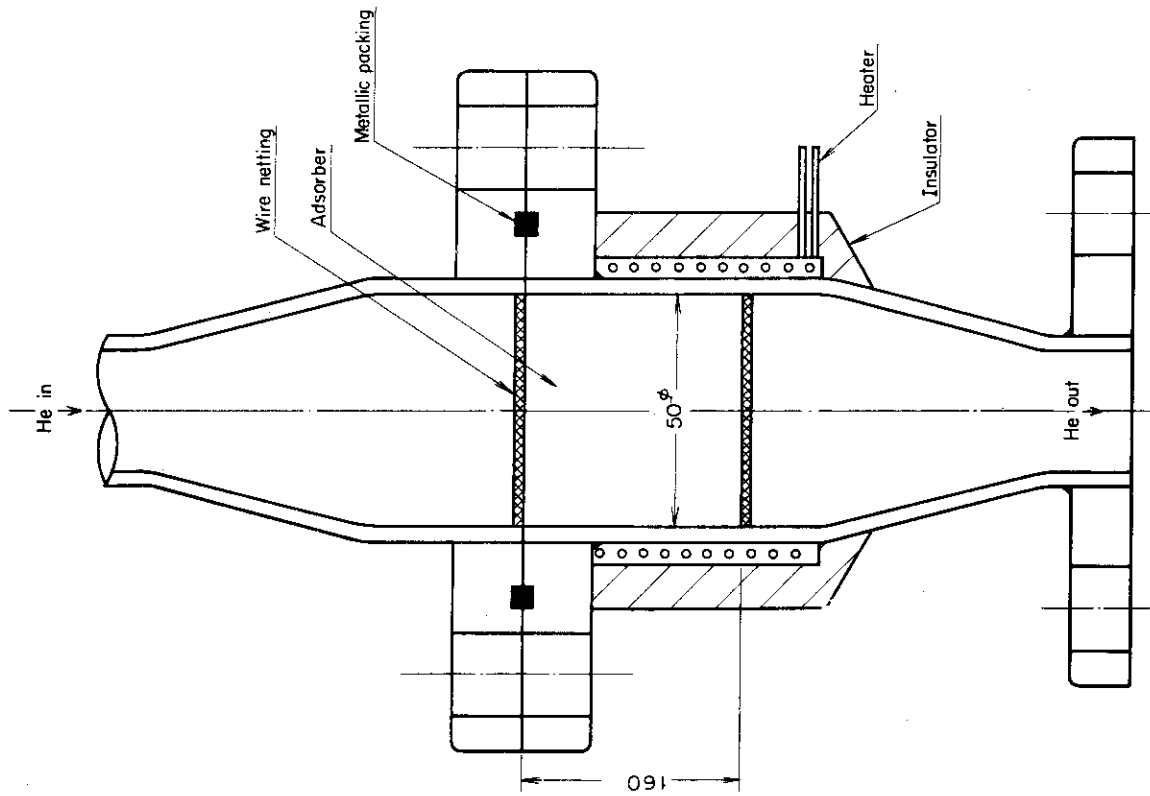


Fig. 12.2.2 Small Molecular Sieves Column

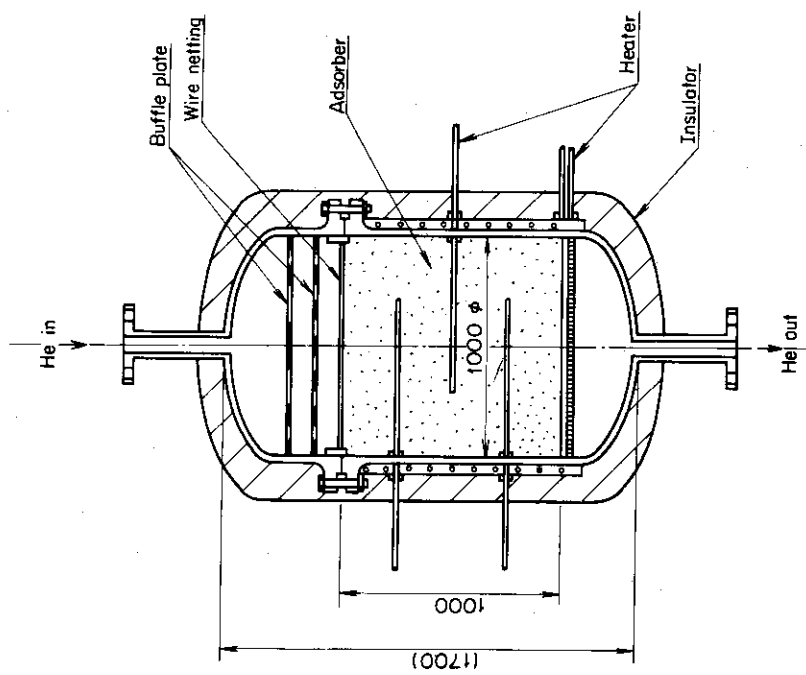


Fig. 12.2.1 Large Molecular Sieves Column

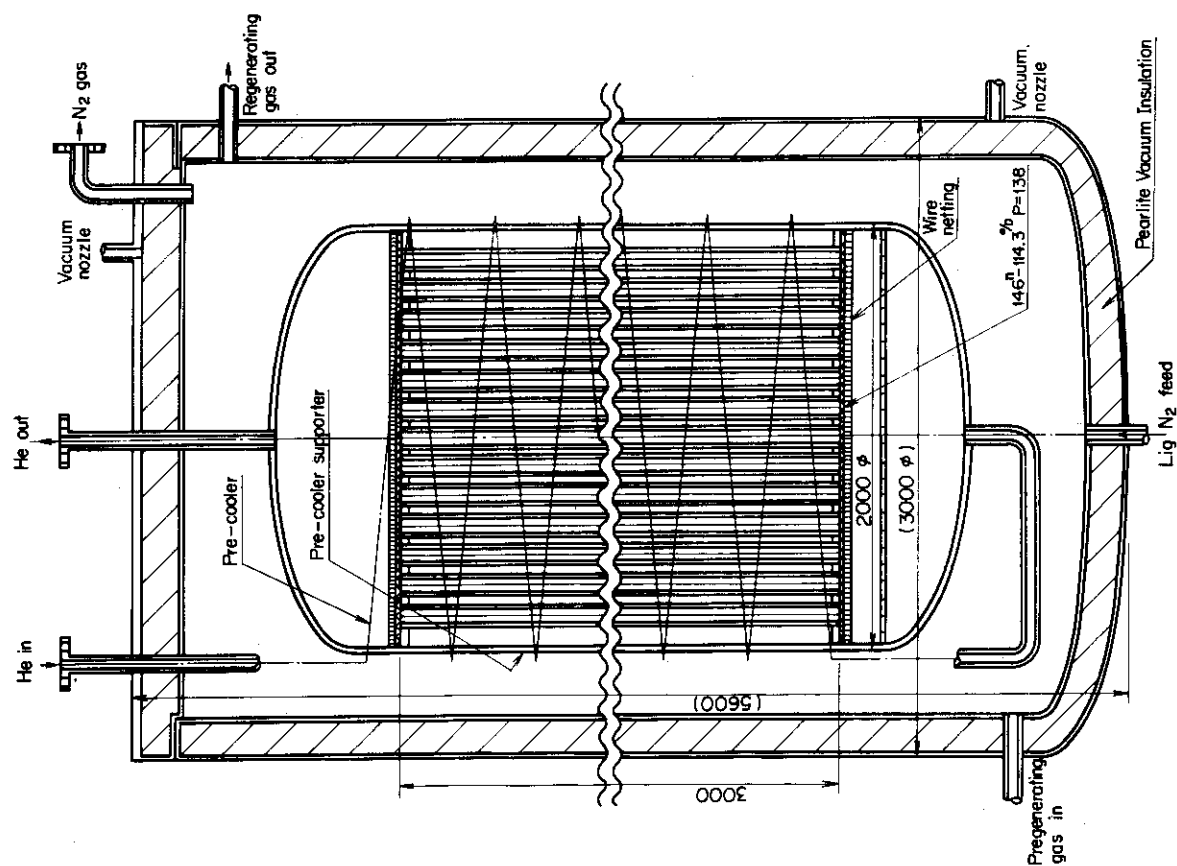


Fig. 12.2.3 Low Temperature Absorptive Trap

12.3 むすび

今後の課題を列挙すると次のとおりである。

- (1) 低濃度下のトリチウム水の吸着特性を静特性のみならず動特性の方からも把握する必要がある。
- (2) 冷却材中でのトリチウム形態を総合的に検討し、触媒酸化反応塔の設計を進める必要がある。
- (3) 水素同位体分離システムの開発。
- (4) 各主要機器（水素，発生器，トリチウム貯蔵タンク）の検討およびその他の機器のより詳細な検討を行う必要がある。

（九十九清彦）

参 考 文 献

- 1) University of Wisconsin Fusion Feasibility Study Group, UWMAK-I, "A Conceptual TOKMAK Reactor Design", UWFD-112 (1975)
- 2) Les, J. D., et al.: "Mirror Reactor Blanket", UCID-17083 (1976)
- 3) Belovodski, L. F., et al.: "Oxidation of Tritium in Air under the Action of Intrinsic Radiation", Soviet Atomic Energy 38(6) (1975)
- 4) 「多目的高温ガス実験炉，第一次概念設計報告書」，日本原子力研究所，昭和50年10月

13. 原子炉建家ならびに炉室換気系の設計

原子炉建家の概念，プラントレイアウト，換気系について大まかに検討した。この設計が現実的なものかどうかは即断できないが普通の原子炉を見馴れた者にとっては如何にも巨大すぎる。今後建家のコスト，プラント全体のコストなどを正確に評価して設計をより現実的なものにしていくことが大切である。

13.1 原子炉建家設計

実験炉プラント全景は巻末の附図のようになるものと想定される。建家が巨大化する原因は次の2点にある。

(1) 炉本体が巨大である。この炉の場合，中性粒子入加熱装置の先端まで含めた直径はFig. 1.2で示すように51 mに達し，高さも本体だけで20 mに達する。

(2) 炉が故障した場合には分解して炉室から引出すために炉室のまわりに修理装置を旋回させる必要がある。この問題については分解修理方式とも関連があるので建家のコストも含めて全体計画を今後充分に検討してみる必要がある。

Fig. 13.1.1, 13.1.2に建家の断面図を示す。実験炉本体は生体遮蔽を兼ねる2 mの鉄筋コンクリートでできた地上高さ約60 m，直径60 mの炉室中央に設置される。

Fig. 13.1.2に示す如く炉室の壁面は16角形で，1つおきに高さ21 m，幅12 m，厚さ2 mのコンクリート扉が設けられる。これはFig. 13.1.1に示す如く上方向に釣り上げられるようになっている。扉の目方は約1500トンである。また，炉室天井走行クレーンは300トンフックを4ケ，合計1200トン程度のものである。

炉室の外には修理装置の旋回する円軌道の敷かれた幅30 mの円環状の部屋がある。この2つの部屋とその地下室で原子炉建家を構成する。地下は約30 mの深さで炉室の地階にはブランケット冷却系配管，ヘッダー類，真空ポンプ 液体He ヘッダー，各種電気配線，真空排気用ダクト類が設置される。炉室周囲の円環部の地階にブランケット冷却系設備1次系，水冷却系設備1次系，電源系設備，液体He 冷凍設備，トリチウム取扱系設備などが設置される。原子炉建家の外には炉体修理建家，電気設備，水冷設備，空冷設備などが設置される。

Fig. 13.1.3にトリチウムの格納方法の概念を示す。格納建家は外気よりやや負圧（普通の原子炉相当），炉室はさらに同程度負圧にすることでトリチウムを含んだ空気が洩れ出るのを防ぐ。

通常運転時に1次冷却系からHeに随伴して洩れていくトリチウムは約0.1 Ci/dayである。これは主として弁，ポンプシール機構などから洩れるものと思われる。この実験炉では高温ガス炉の例にならって0.01%/dayのHe漏洩率をとっている。なお，1次系のHeインベントリは約1トンである。これらのことは1.1.3節に詳述されている。ガス炉に比べると圧力，温度共に低いので漏洩防止対策は一見容易とも思われるが以下に述べる如く弁が多いなどの欠点もあるので充分に検討してみる必要がある。即ち，炉室にはモジュール当り4ケ，合

計 32 本の締切弁が設けられ、その地下にはヘッダーの炉側に同数の締切弁が設けられる。また、弁と弁の間には炉を修理するときに炉モジュールを引抜くために除去すべき逆 L 字形の配管の接合部（溶接となろう）が 64 ヶ所ある。ヘッダーから外側については 4 系統で各系統に締切弁を入口、出口各 4 ヶ、合計 8 ヶのほか、ポンプ出口には流量制御弁が各 4 ループに 2 セットずつ設けられる。弁のシールはベローズタイプとすべきか否かなどトリチウム漏洩防止の観点から検討を要する。

炉室、炉室地下、冷却系機器室に He に随伴して洩れ出るトリチウムは水蒸気の状態のトリチウムが主体であり図中 [c] で表示したトリチウム回収系（水分除去系）でとらえる。

水素の透過については炉の出口配管から蓄熱器を通り、酸化触媒装置出口まではトリチウムのガスの分圧が高いことと温度が高いことのために問題となるが、この部分は二重管構造としてトリチウム回収系で純化され He を大気圧でスweep することで対処する。

トリチウムを取扱う系としては点線で示した燃料循環系と主冷却系からバイパスしたトリチウム回収系があるが、前者の取扱量が圧倒的に多い。これらの系は第 10 章などでみる如く主冷却系と比べるとずっとコンパクトにであるために不活性ガス雰囲気の特別の部屋に収容することができる。この系からの洩れはその部屋に設置する水素分子状のトリチウムをとらえる形式のトリチウム除去装置を設ける。なおこの系のほとんど全ての機器、配管は二重構造とすることで漏洩、透過を防ぐ。

主真空ポンプから炉室地下の真空排気系までは太い管で弁も存在する。ここから洩れるのは水蒸気としてのトリチウムではなく水素分子としてのものであるのでトリチウム捕集装置の設計において考慮する必要がある。ただ、内側は真空、外側は大気圧の空気であるし、また、温度も低いので正常運転時のトリチウムのもれや透過は考えなくても良いのかも知れない。

トリチウム回収系についてはその取扱量が少量であり（1 日の取扱量は 10 g 程度である。燃料循環系は 1 kg 程度）、しかも真空ポンプ、中性粒子入射加熱装置のような大型で且つ複雑な機器がないので燃料循環系より、トリチウム対策はずっと易しいものと考えられる。

以上とりまとめてみると次のようである。

- (1) 炉建家は巨大なものとなった。これがどの程度のコストになるか検討する必要がある。もしもアンバランスほどコスト高なものであれば、分解修理方式などを再検討する必要がある。
- (2) 建家の地下に各種プラントを配置するようにしたがこれの妥当性について充分検討する必要がある。
- (3) トリチウムの漏洩、透過を正確に見積るためには主冷却系、トリチウム回収系、炉制循環系の設計ならびにレイアウト設計をさらに詳しく行う必要がある。

（ 迫 淳 ）

Table 13.1.1 Tritium inventory (g)

(1) Fuel circulating system (300g)	
Vacuum system	135
Fuel gas refiner system	5
Isotope separation system	50
Fuel reservoir (1)	50
Fuel reservoir (2)	15
Fuel feed system	5
The others including neutral beam injector	40
(2) Tritium recovery system (50 g)	
Molecular sieve system	12
Electric cell system	12
Isotope separation system	12
The others	14
(3) Li_2O blanket (50 g)	
1 appm T in Li_2O blanket	43
The others	7
(4) Tritium reservoir (50 g)	
<u>Total</u> 500 g	

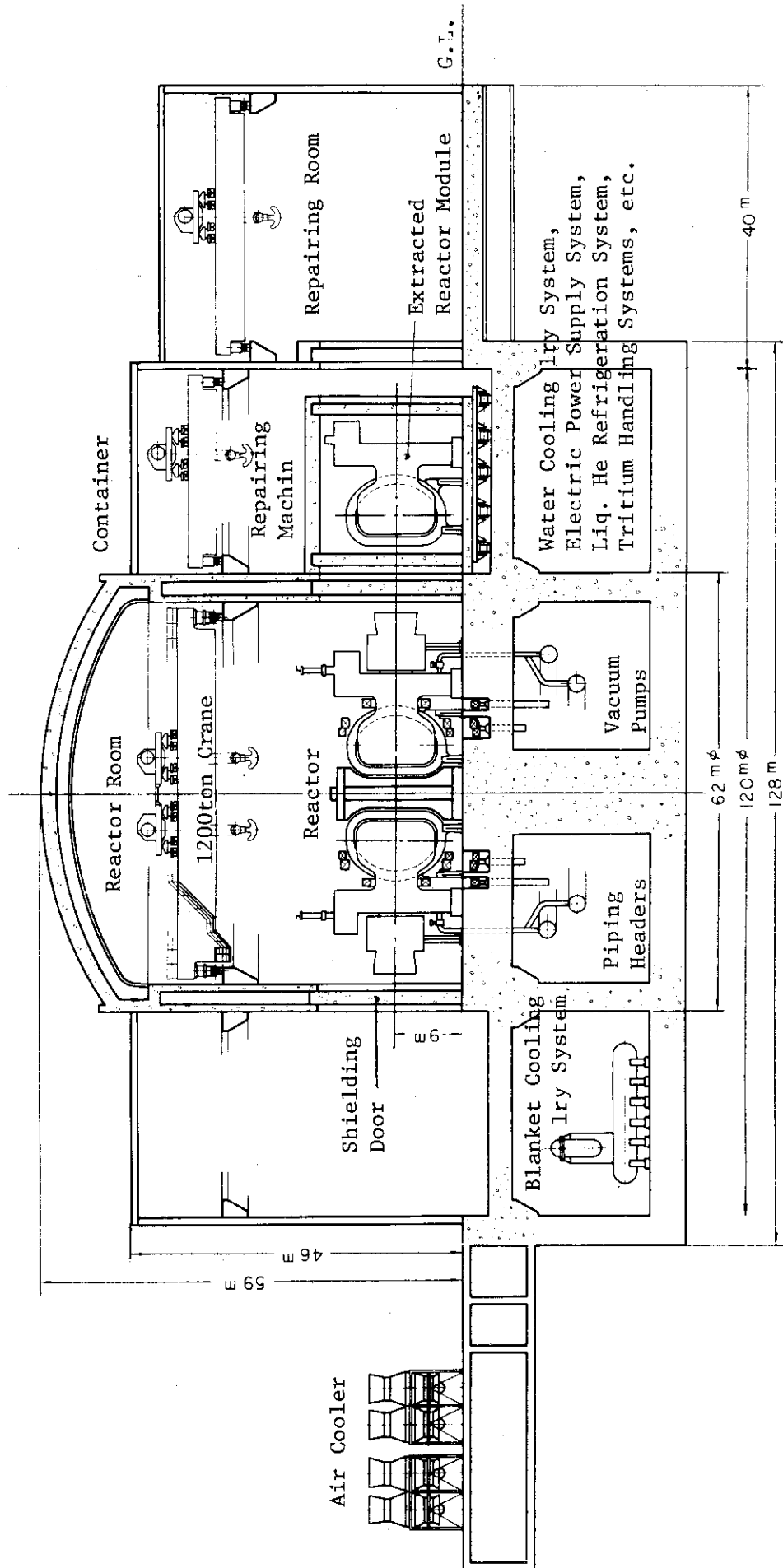


Fig. 13.1.1 Concept of the reactor building and the plant layout

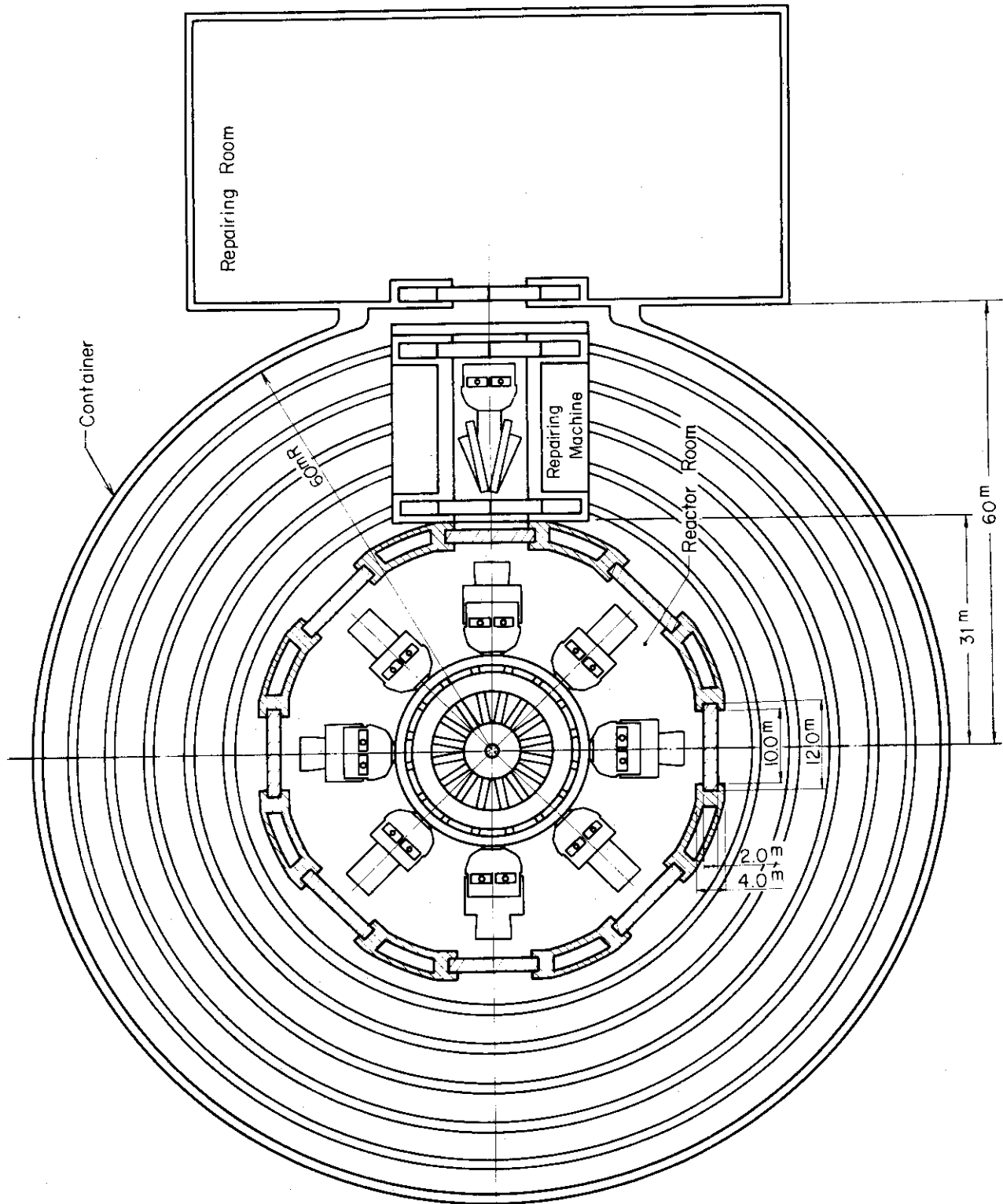


Fig. 13.1.1.2 Horizontal view of the reactor building and the reactor layout

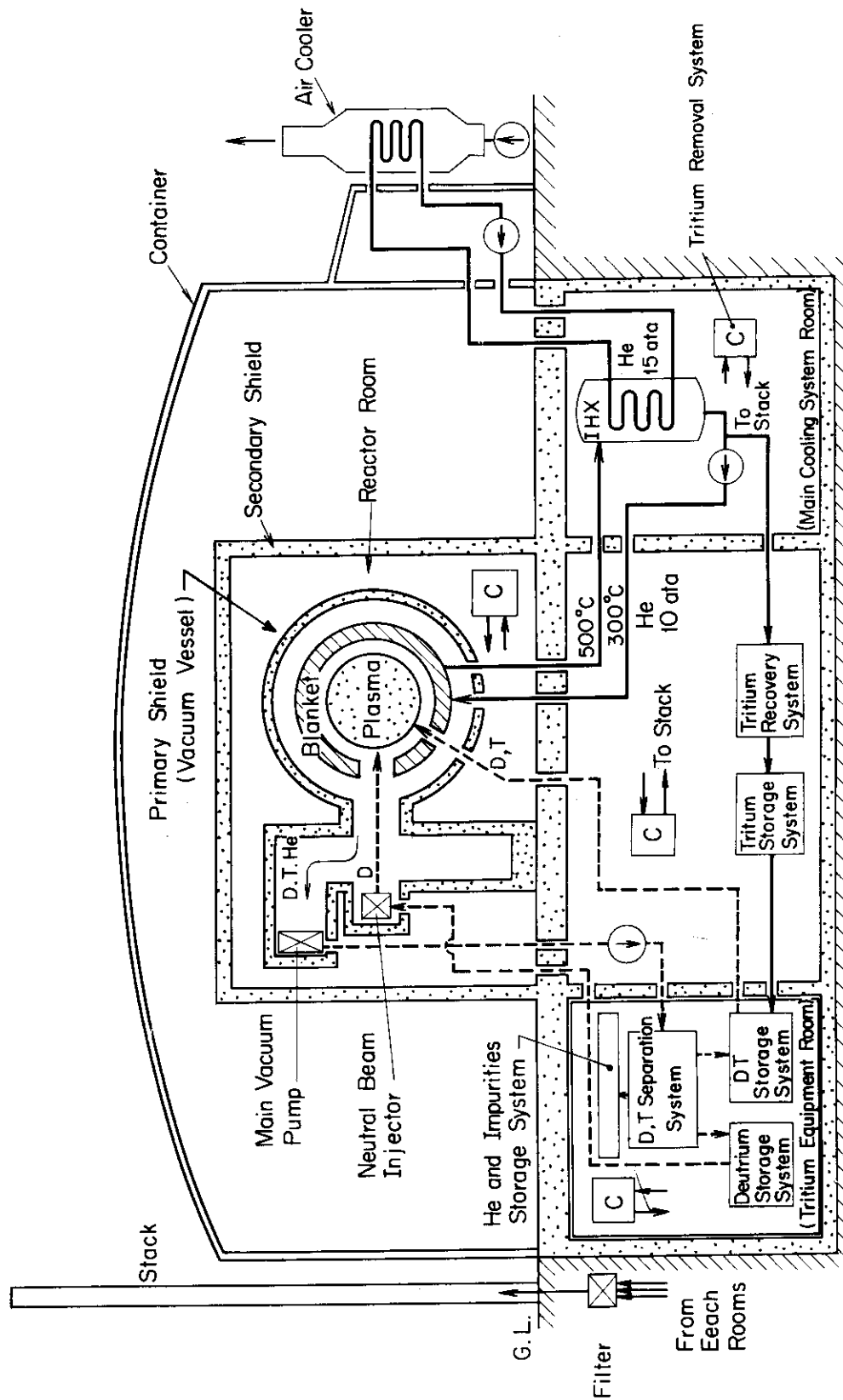


Fig. 13.1.3 Concept of tritium containment

1.3.2 炉室換気系設計

本設計段階では、融合炉の重大事故あるいは仮想事故を設定することは困難であるから、トリチウムの安全評価においてこれら事故に対して考慮すべき非常用施設の全てについて設計検討を行うことは不可能である。このことから、ここでは、定常運転時のトリチウム流れを追求し、問題となるであろう原子炉格納施設の浄化系をとり上げることとする。

(1) 原子炉格納施設

原子炉格納容器には、定常時にヘリウムガスと共に一次却系からトリチウムが漏洩して来る。このトリチウムは、格納容器内の浄化系により除去し、環境への放出量を許容レベル以下にしなければならない。又、格納容器内では、作業員の安全性を確保するため、作業時のトリチウム濃度を許容レベル以下に低減化する必要がある。

トリチウムは、低ベータ線放出核種であるため、外部被曝よりは、むしろ内部被曝に重点を置いて格納施設の浄化設計を行った。

この格納施設の浄化設計を基本条件を下記に示す。

- 1) 通常運転中、運転員の立入は不必要とする。しかし、設計可能な限り、格納容器内のトリチウム濃度を低くし、潜在的危険度を低くする。
- 2) 格納容器内に放出されたトリチウムを除去し、環境へのトリチウム漏出量を低減化する。
- 3) 格納容器内トリチウムは、格納容器内の湿分と共に回収する。このため、回収トリチウムは、回収湿分と共に貯蔵施設内に貯蔵し、外部には放出しない。又、回収湿分は、貯蔵可能な量にとどめる。
- 4) 格納容器内のトリチウムは水分子形態として存在していると考えられるが、微量トリチウムガスの回収も考慮する。
- 5) 格納容器内の雰囲気を設定範囲内に保持する。

以上のような格納施設に対する性能要求を決定する基礎として、一次冷却系から放出されるトリチウム量を 0.089 Ci/day と評価した（1.1.2 節参照）

Table 1.3.2.1 に原子炉格納施設の主要諸元を示す。格納容器に漏入するトリチウムの浄化は、通常、格納容器換気系と格納容器排気系で行うこととした。

以下に格納施設の浄化系の設計要点を説明する。

i) 格納容器雰囲気調整系

格納容器内の雰囲気を設定範囲内の温湿度に保ちつつ、粒子の除去を行うことを目的とする。これにより、格納容器や容器内機器等の健全性を保証し、作業時の運転員の立入を可能にする。本システムでは、トリチウムの除去は期待しない。

ii) 格納容器排気系

一連のトリチウム除去系を通すことにより、格納容器内部に充満するトリチウムを環境基準レベルの濃度まで低減し、さらに空気中で希釈し、スタックから放出する。同時に、格納容器内の雰囲気を負圧 ($-30 \text{ mmH}_2\text{O}$) に維持し、トリチウムの外部拡散を防止する。

III) 格納容器換気系

格納容器排気系に加え、格納容器雰囲気気を循環浄化する事により雰囲気湿分と共にトリチウム水を除去し、格納容器内トリチウム濃度を設定範囲内に保持する事を目的とする。又、トリチウムガスの除去も考慮し設計を行った。本系統により、格納容器のトリチウム・インベントリーを低く保ち、潜在的危険度を低くすると共に格納容器外へ漏洩するトリチウム濃度を低減化する。

なお、本系統は、トリチウムを除去する目的のみにとどめ、信頼性を向上させた。

IV) 格納容器給気系

雰囲気温度を設定以下に抑え、格納容器雰囲気調整系の補助を目的とする。又、新鮮な外気を取り入れる事を目的として本系統を設置する。

Fig. 13.2.1, 13.2.2に原子炉運転時の格納容器内の浄化系運転系統図を示す。

(2) 定常運転時の格納容器内トリチウム浄化

格納容器内は、トリチウムの外部拡散を防止するため、所定の負圧 ($-30 \text{ mmH}_2\text{O}$) に保たれている。このため、格納容器排気系では、定時格納容器内に侵入してくる漏入空気量を排気しなければならない。この量として、在来の設計では、格納容器容積の $0.1\%/day$ としている。¹⁾ 本設計でも、同程度の空気侵入を考慮し、常時 $0.069 \text{ m}^3/\text{min}$ の排気容量を設置し、トリチウムを回収した後希釈し、スタックから放出する。

この排気系のみで、格納容器内のトリチウム浄化を期待すると共に格納容器内のトリチウム濃度は増加していく。このため、格納容器換気系を設置し、格納容器内のトリチウム濃度を設定範囲内とする。ICRP勧告によれば、空気中でのトリチウム最大許容濃度 ($\text{HTO or T}_2\text{O}$) を $5 \times 10^{-6} \mu\text{Ci/cc}$ と設定している。¹⁾ この $5 \times 10^{-6} \mu\text{Ci/cc}$ を格納容器内で常時達成するよう設計を進めた。Table 13.1.2に格納容器換気系の主な設計諸元を示す。

格納容器内のトリチウム水は、格納容器内湿分 (7 mmHg) と共に、ブローア容量 $12.4 \text{ m}^3/\text{min}$ でモレキュラーシーブ吸着塔に導入され、吸着回収される。この回収効率として、ほぼ 100% に近いことが報告されている。^{2) 3)} 又、格納容器内のトリチウムガスは、昇温後、大気中の水素 (0.5 ppm) と共に Pd 合金の触媒酸化塔でトリチウム水に変換し、その後、同様にモレキュラーシーブ吸着塔で回収する。この触媒酸化塔の触媒量は、Monsants Research Corp.の実験結果³⁾より評価してみた。これによると、必要な触媒酸化量を下記の式から求める事が出来る。

$$\epsilon = 1 - \exp(-kV_c/V)$$

ϵ : トリチウムガス除去係数

V : 空気送風量 (ℓ/sec)

V_c : 酸化触媒量 (ℓ) ただし、Engelhard Minerals & Chemical
No. 50088を使用。

k : 反応定数 ($1/\text{sec}$)

又、一次酸化反応定数 (K) として、下記の実験式を得ている。

$$K = 2.27 \times 10^5 \exp(-7100/kT)$$

$$k : \text{気体定数} \left(1.987 \frac{\text{cal}}{\text{g} \cdot \text{mol} \cdot ^\circ\text{K}} \right)$$

T : 絶対温度 (°K)

これより, 送風気温度 = 200°C, ガス除去係数 = 0.99, 送風空気量 = 12.4 m³/min
触媒酸化量を求めると, V_c = 8 ℓ となる。

炉室換気系の設計では次のような問題点が未解決のまま, あるいは, 検討不十分であると考えられるので今後詳細に検討する必要がある。

- (1) 環境線量率評価を行い, 格納容器内からの許容放出トリチウム量を評価する必要がある。
- (2) 格納容器内でのトリチウム化学形態を評価する。
- (3) (2)を基に, 大流量系での触媒酸化効果及び吸着剤による吸着効果を評価を行う必要がある。
- (4) 重大事故あるいは仮想事故を設定し, 事故時に対するトリチウムの安全評価を行う。
- (5) 回収湿分中に含有するトリチウムの処理処分方法を開発する。

(鈴木達志)

参 考 文 献

- 1) ICRP 勧告 (1959)
- 2) Linde Co., "Molecular Sieves For Selective Adsorption", (1957)
- 3) John C. Bixel, et al., : WASH-1332

Table 13.2.1 Design parameters of reactor container

Temperatures in reactor container	20 °C
Absolute humidity in reactor container	40 % (6.8g-H ₂ O/m ³)
Pressure in reactor container	-30 mm H ₂ O
Volume of reactor container	1.0×10 ⁵ m ³
Estimated air inleakage rate	0.1% volume/day
Tritium inleakage rate	0.089 Ci/day
Gas medium	air

Table 13.2.2 Design parameters of tritium removal system

Operations tritium concentration in reactor container	5×10 ⁻⁶ μCi/cc
Catalyst oxidizer	
Material	Engelhard Minerals & Chemical Corp. No. 50088
Required catalyst volume	8 ℓ
Operating temperature	200 °C
Efficiency (estimated)	99 %
Adsorption column	
Material	Molecular Sieve 5A
Required material weight	0.53 t
Operating cycle	daily
Humidity entering adsorption column	7.0 mmHg
Efficiency (estimated)	~100 %
Removal rate of water	0.121 t H ₂ O/day
Flow rate into tritium removal system	12.4 m ³ /min.

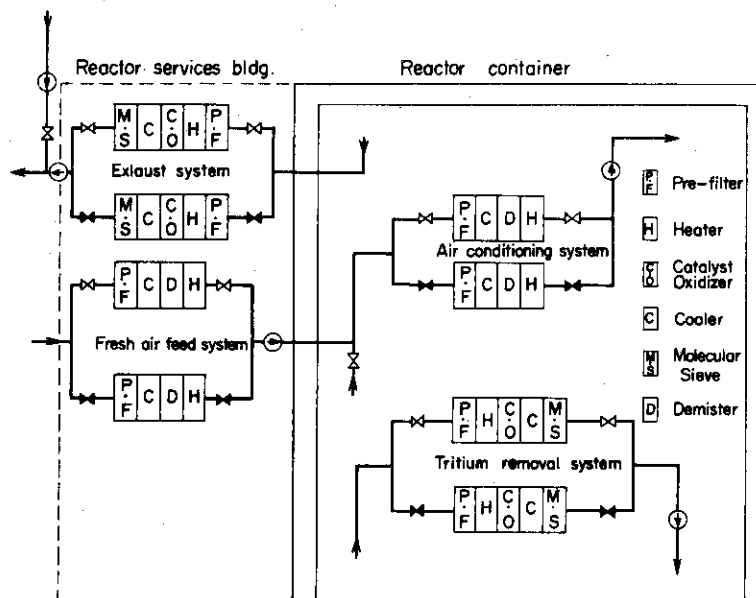


Fig. 13.2.1 Purification & Clean up System of Reactor Container

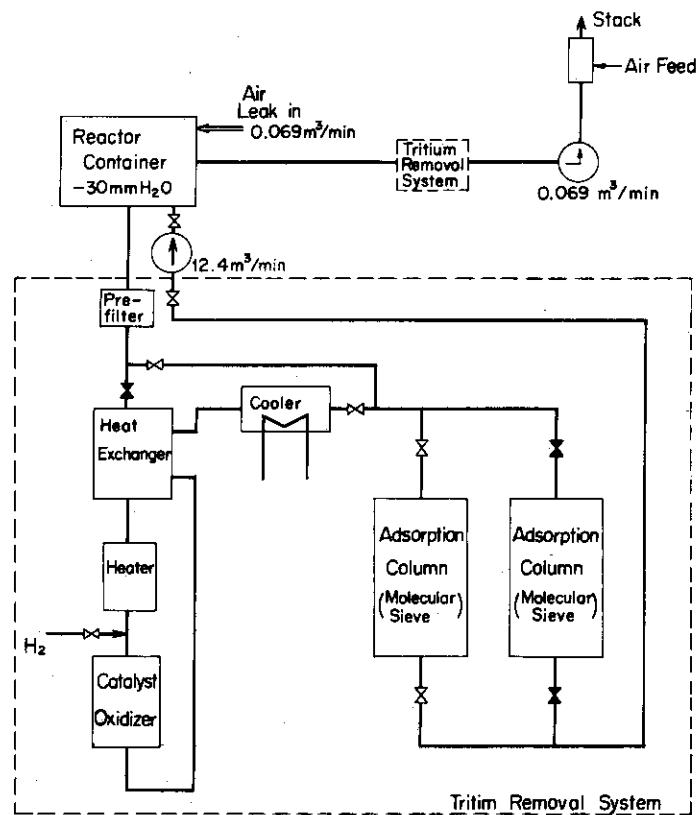


Fig. 13.2.2 Tritium Removal System of Reactor Container

14. 炉体分解修理設計

一般的に云えばどんな装置でも故障すれば修理できるものでなければならない。放射化される装置ではこの問題はとくに重要な問題である。

修理対象としては次の2つに分類される。a. 予測しないかあるいは確率の低い故障, b. 予想しうる定期的な故障, 寿命など。

前者に対してはその修理は長時間を要してもよく, またその確率との見合で修理不能であってもかまわない場合がある。後者に対しては装置の利用率として許容できる範囲で修理可能でなければならない。

核分裂炉を例にとると炉容器破損, 主冷却管破断などが前者に相当し, 燃料集合体の破損あるいはバーンアップによる寿命が後者に相当する。トカマク炉の場合には前者は超電導コイルの破損であり, 後者はブランケット容器の破損などに相当しよう。

核分裂炉の燃料集合体に対しては当然の如く燃料交換装置が設けられているように核融合炉の場合も短寿命のブランケットをもつ場合には修理交換方式, 装置を確立しておかねばならない。ブランケット(容器を含む)の交換が容易に行なえるならばその寿命は短くてよく第1壁材料に要求する条件も軽くできるが, 巨大な放射化された構造物の取扱いが易しいとは思えず, 現時点ではできるだけ優れた材料の開発を期待する方向が変るとは考えられない。

この実験炉の場合について考えてみると修理の対象となる構成部分の故障頻度と修理方法は次のようである。

a 故障頻度が高いもの

中性粒子入射加熱装置のイオン源, メカニカルリミタ壁面などが考えられる。これらは故障しても炉を分解しないで独立に修理できるように設計できる。

b 故障頻度が中程度のもの

ブランケット容器のプラズマに面する壁面が考えられる。この部分はそこだけを独立に修理することは難しく(そのような特殊な設計例もなくはないが), 程度の差こそあれ炉の分解を伴うのが常識的である。

c 故障頻度の低いもの

① 超電導マグネットは故障した場合には炉を分解しないで修理することは困難である。

② 遮蔽は故障しそうもない。故障するとすれば, 真空容器とするために組立時に溶接する部分であるが, これは炉を分解しなくても修理できる。

③ ブランケット容器外周部ならびに真空系内の配管類も故障頻度が低いものと思われる。これも炉を据えつけた状態で遠隔操作機械によって修理できるものと思われる。

以上述べた如く, 従来の核分裂炉などに例を見ないような大がかりな修理を要求され, 従って大きな問題を含むものとしてはブランケット容器と超電導マグネットが考えられるので以下それらを対象とした修理方式を検討してみる。

なお, 現状では故障頻度を明確に予測することは不可能であるが, 大略の目安としては高頻

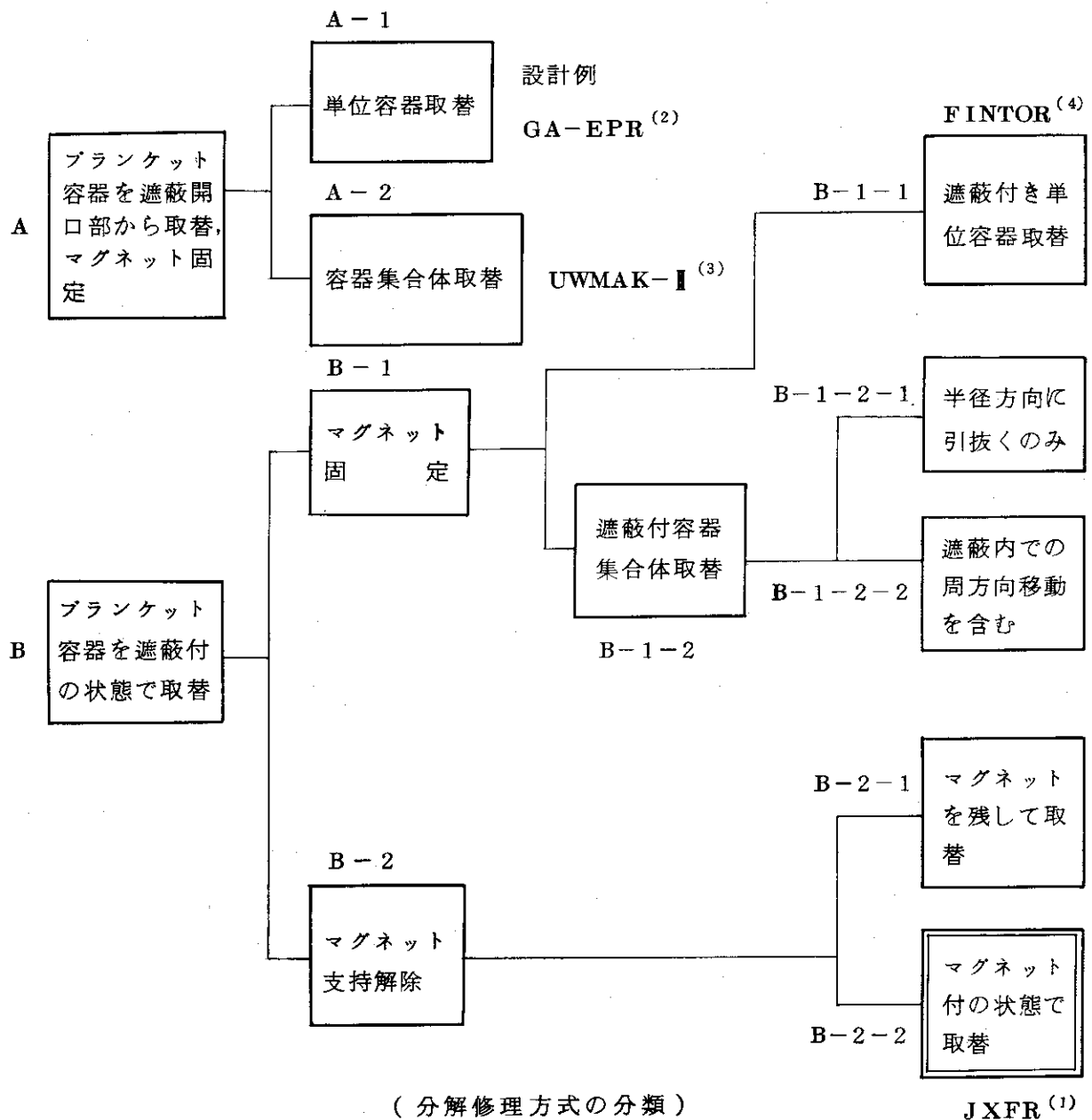
度とは毎年1回以上，中程度とは10年に2～3度，低頻度とは10年に1度以下といったところであり，今後設計ならびに開発の進んだ段階で明らかになる。

以下，実験炉を対象とした場合の修理方式の選択と，選定した方式についての概略手順，問題点について述べてみる。

1.4.1 修理方式の選択

1.4.1.1 設計例にみるブランケット容器修理方式の分類と方式の選択

修理方式の分類と設計例を示す。大別してA：遮蔽（通常真空壁を兼ねる）に設けた孔から故障したブランケット容器を取替える方式と，B：ブランケット容器を遮蔽つきの状態で取替える方式に分類される。



Aは取替部分を極力故障した小部分に限定しようとするものであり、Bは容器に付属する冷却配管などを考慮するとそのようなことは無理であろうという考え方に基づくものであり、現状ではその何れもが未解決の問題も残している（設計がそれらを評価するに足るだけの詳細さで行われていない。）

また、超電導マグネットの取扱いに関しては、AならびにB-1-1では全く修理を考えていない（炉室内配置図等から推定）。即ち、マグネットの修理を考えると修理装置が大がかりとなることをきらったものと思われる。また、別の面からみるとダイバータ付の炉あるいは非円形断面の炉ではボロイダルコイルがトロイダルコイルと入り組んでいて修理したくとも極めて困難という事情もあるようである。

GAのEPRの設計⁽²⁾ではプラズマ形状制御のためのボロイダルコイル（この場合銅コイル）が密に巻れており、マグネットの1本が故障しても全マグネット、従って炉全体をこわす以外に方法がないように思われる。UWMAK-II⁽³⁾、FINTOR⁽⁴⁾の場合も同様に思われる。

形状制御、ダイバーコイルの不要な単純な形状のプラズマ（低ベータであること、不純問題がある）が成立するならばブランケット交換、マグネットの修理は上述のものよりは問題は少ない。我々のこれを期待して、円形プラズマ・ガスブランケット方式で設計を進めている。

この場合は、Fig. 14.1の全ての方式を選ぶことができ、また、いずれの場合もマグネットの修理も可能なようにすることができる。

A-1は配管付のブランケットの取扱いが難しいこと（GAでは特殊な方法でこれに対処している：ブランケットを円筒状の容器の集合体で構成し、その容器は第1壁を含む側と外側とを溶接で接合し、損傷を受けた場合、溶接を切ってプラズマ側だけを取はずせるようにしている）、A-2、B-1-2-1はマグネットの間から引出すために大きな開口部を要し、マグネットのボアを大きくせざるを得ないことが問題である。B-1-1のFINTORでは真空容器をマグネットの外にすることによって可能としたものであり、原研ではマグネットの内側を真空容器とするので採用できない。

さて、B-2-2、B-2-1、B-1-2-2はそれぞれ次のような特徴をもつ。

B-2-2：マグネットの分解が非常にやっかいであり、且つマグネットの故障頻度が低いならば、あまり魅力的でないが、真空系内での取扱い部分が少いというメリットがある。又、マグネットの故障頻度が小さいとは云え、どうしても修理をしなくてはならないものとした場合には他の方式を選んでやはり、この方式と同様の作業を要するので考え方として単純であるとも云える。

B-2-1：マグネット分解作業の大変さはB-2-2と似たようなものであるが、ブランケット修理の度ごとにマグネットを外に引出さなくてもよいというメリットがある。操作はB-2-2より多少複雑となる。

B-1-2-2：マグネットを分解しなくてもブランケットを交換できるのが大きなメリットであるが、真空系内でのブランケット配管ヘッダーの切断、溶接作業を必要とする。また、B-2-1についてもいえることであるが、マグネットの故障した場合はそれが可能のように2段がまえの装置を必要とする。

当面の課題としては全ての分解修理の基本となる前述のB-2-2方式について十分に検討し、B-2-1についてもある程度の検討は行い、さらに大きな魅力をもつB-1-2-2方

式を検討していく計画である。

Fig. 1 4.1.1 に、B-1-2-2 の方式の概念を示す。

Fig. 1 4.1.2 に、B-2-2 と B-2-1 の方式の概念を示す。B-2-2 と B-2-1 の方式の利点、欠点を直感的な判断で比較してみると次のようになる。

B-2-2 (本設計で採用) と B-2-1 の比較

(分解方式)

B-2-2 : 8 分割した炉モジュールをトロイダルマグネット付の状態半径方向に引出す

B-2-1 : 炉モジュールの 2 本のマグネットを少し外に移動して払げることにより遮蔽に含まれる炉構物のみを半径方向に引出す

B-2-1' : その際遮蔽の内側半分は分解せず、そのまま残す。

(方式 B-2-2 と比較した場合の B-2-1, B-2-1' の利点)

① マグネットの接続 (電線、冷却配管など) を切断しないで済む。

然し、全マグネットの冷却は止める必要があり、またこの実験炉の設計では全てのマグネット (トロイダルを含む) の真空容器が共通なので、この利点が大いものかどうか疑問がある。この方式の利点を発揮させるためにはマグネットの真空容器は個別に設ける必要がある。

② 外に取出す部分が減る。

(方式 B-2-2 と比較した場合の B-2-1, B-2-1' の欠点)

① マグネットを払げる機構と操作が余分に加わる。(B-2-1' の場合には内側遮蔽との間に余分のスペースが要る)。

② マグネットが故障した場合には炉室から引出さなくてはならないので故障率が高くなり必ずしも得策でない。

1 4.1.2 修理システムの選定

Fig. 1 4.1.3 に修理システムについての 2 つの方式を示す。A は本設計で採用したもので修理装置は炉室のまわりを円軌導に乗って移動し、故障した炉モジュールの位置に固定して修理を行うものである。B は炉本体を回転して修理装置のある場所に故障した炉モジュールを移動する方式である。

B の利点は① 建家を小さくできる、② 修理装置を単純化できる。③ 炉室のとびらを開け閉めする操作が不要でトラブルが少くなる。などである。

欠点としては① 炉本体の重量は 2 ~ 3 万トンでまた大型であり、回転させるための設備、台車などを考慮すると 5 万トン近くになる。② 電線はともかくとして、冷却配管、真空排気管などは軸上に円心円状にして、修理時に溶接 (あるいはシールパッキング) を外す必要がある、またマグネット冷却用液体 He 管などの問題もある、などが挙げられる。

従って現時点では B 方式は選びにくい。然し、今後建家の設計を含めてプラントシステム全体の設計を進めていく過程で再検討してみる必要がある。

1 4 1 3 超電導マグネット修理方式

超電導マグネットを炉に取付けた状態で修理することは不可能と思われるので、故障したら炉室外に引出さねばならない。

(1) トロイダルマグネット

本設計で採用したB-2-2の方式であれば前述の如く引出し、修理室を移すことができる。

B-2-1の場合はB-2-2と同様の操作もできるようにしておけば修理できる。

B-1-2-2の場合はブランケット修理専用装置と別に前述の装置に近いものを用意しておけば修理できる。この場合多少の不便があっても時間がかかってもマグネットの故障頻度が少いならば許容されよう。

(2) ポロイダルマグネット

この炉では中央のコイル群1ケと大径コイル上下各3本(2群)となっており、どのコイルが故障しても炉をかなり大きく分解しないと炉室外にとり出せないようになっている。然し、トロイダルが修理のために炉室外にとり出せるようになっていれば、炉室の扉は大きいので、最外周のコイル以外はとり出すことができる。最外周コイル2本のために扉を大きくすることが不経済であるとすれば、そのコイルは特に丈夫に作るということが考えられる。中央のコイル群以外は比較的スペース的制約がゆるいので可能と思われる。

中央のコイル群は炉の半分を取除くか、あるいは炉モジュール1ケを炉室から引出し、残りを炉室内で少し後退させてゆるめてから炉室外に引出すことになる。この場合、主としてクレーンによって炉室内は移動させるが完全な遮蔽はできないので γ 線量率は高く、遠隔作業となる。

下部のポロイダルコイル3本(2群)は炉を全部分解しないと取出せないで、これも前述の如く、丈夫に作っておくのが適切である。

いずれにしてもトロイダルコイル以上にその取扱いは面倒であるので故障をできるだけ少くするようにしなくてはならない。このことはプラズマ電流持続のためのフラックス変化量を低く制限することとなり、炉の性能を落とすことにもなるが、大きな安全率をとった設計とすべきことを意味する。

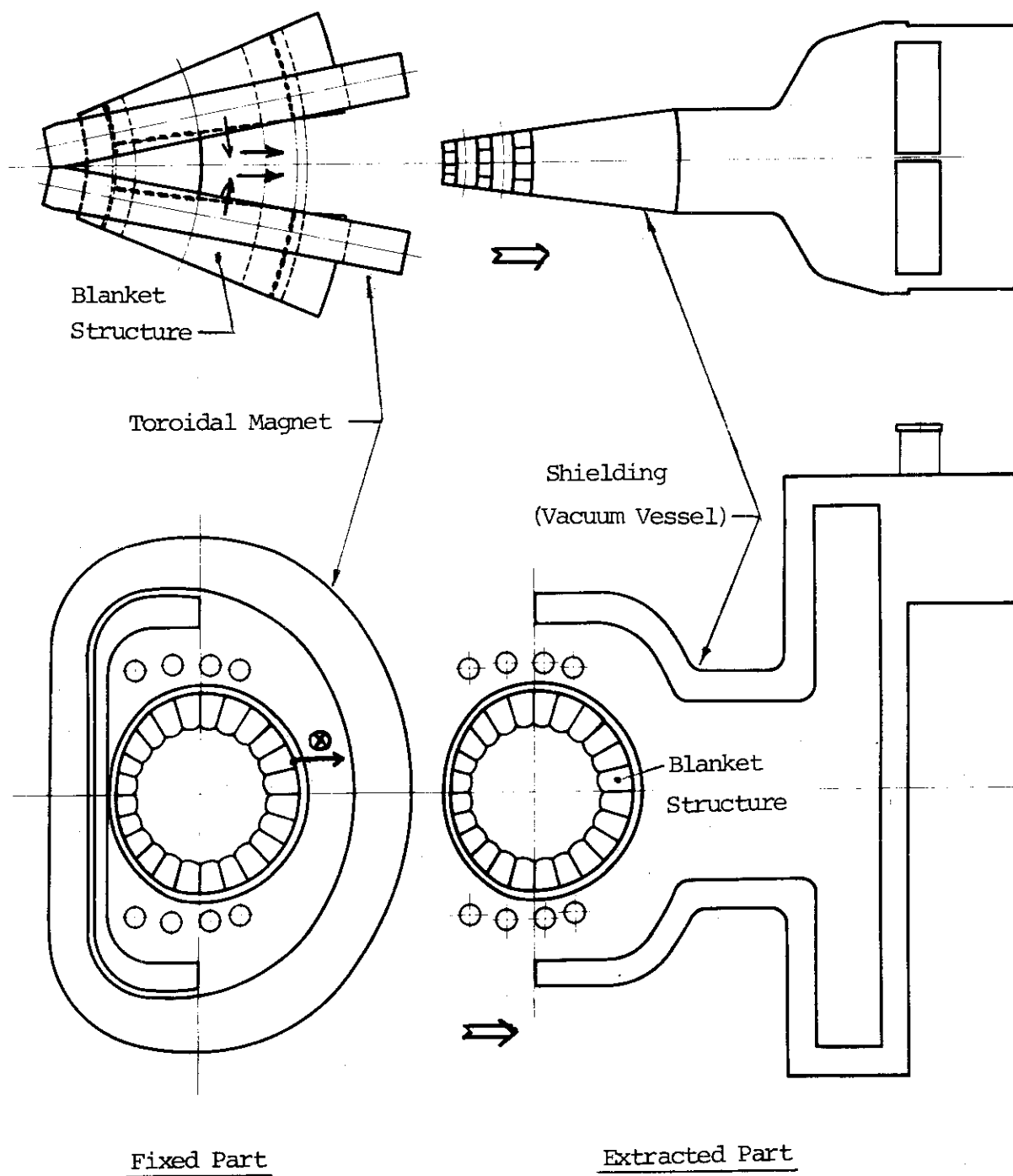


Fig. 14.1.1 Alternative concept of blanket repairing scheme, B-1-2-2

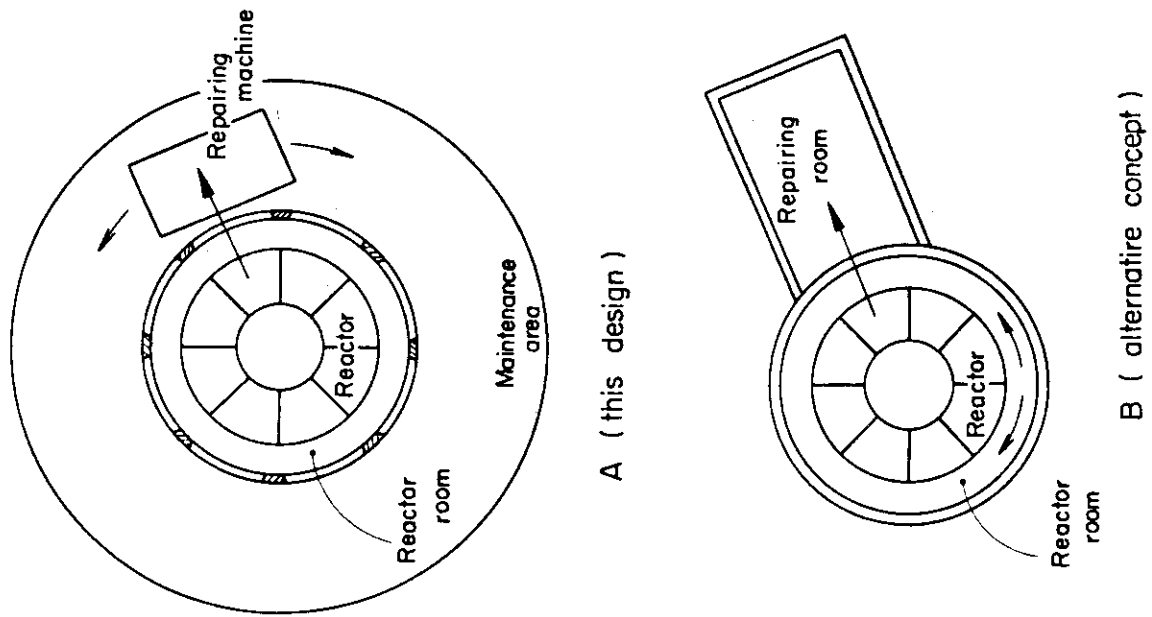


Fig. 14.1.3 Concepts of maintenance scheme

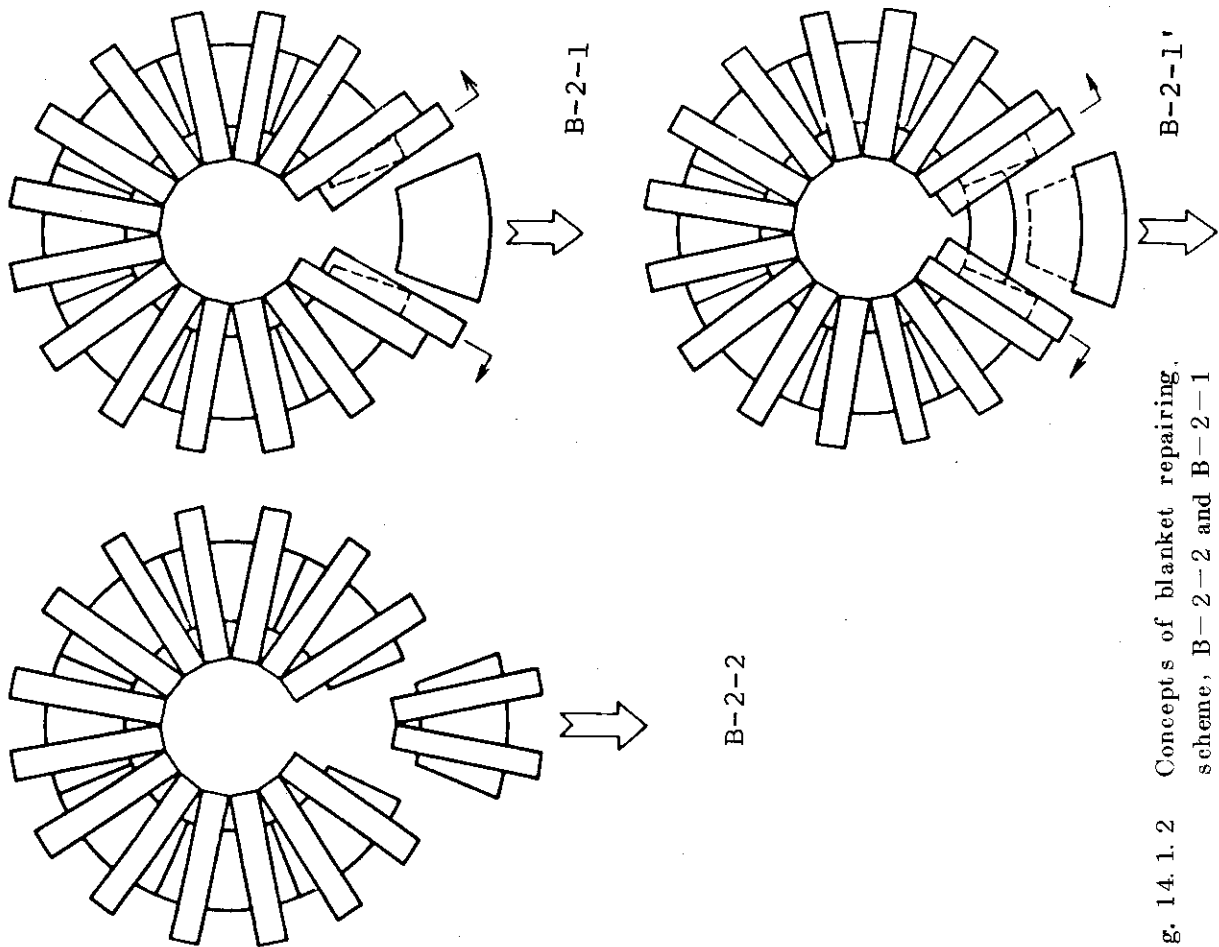


Fig. 14.1.2 Concepts of blanket repairing. scheme, B-2-2 and B-2-1

1 4.2 設計の概要

2000MWの動力炉に対する設計は先に1 4.1 節で選んだ方式について産業界に設計委託し、報告書が完成している。⁽⁵⁾実験炉に対しては現在、同社に設計委託しており、基本的設計条件を検討中である。

1 4.2.1 分解修理の方法

この設計では炉を8ケの炉モジュールで組立てておき、故障した場合にそのモジュールを半径方向に引出す方法をとる。この場合トロイダルマグネットは2本1組を装着したままの状態とする。炉モジュールを引抜くための修理装置(旋回台車)は炉室の周囲を旋回し、故障した炉モジュールの位置に移動、固定し、炉室扉を開いて旋回台車に炉モジュールを引入れ、修理室まで運搬してそこで修理する。

Fig. 1 3.1.1, 1 3.1.2 (1 3 章)にその概念図を示した。

1 4.2.2 分解修理手順

この実験炉の場合、①運転中は炉室の外に立入ることができ、②炉停止後1週間で炉室に入り炉に接近できるような遮蔽設計となっている(第5章参照)。従って分解前の準備は人が炉室に入って行いことができる。然し乍ら、一度分解してしまうと再組立の完了するまで人は立入ることとはできないので、修理するための機械が故障しないように、また、できるだけ単純作業で済むような設計でなくてはならない。また、分解途中で地震が発生することもあることを考えてその場合でも転倒したり、スティックして動かしがたいようになることをさけるような設計としなくてはならない。

Table 1 4.2.1 にブランクett故障時の修理手順を示す。これは現在進めている委託設計の打合せのために契約会社の作成した表の修正版であり、今後この手順を基本として設計を進めていくことにしている。

1 4.2.3 分解修理に必要な設備、装置等

前項で示した作業を行うために次のような設備、装置を要する。

- ① 故障発見装置
- ② 1200トン天井走行クレーン
- ③ ボロイダルマグネット収容ビットと油圧ジャッキ
- ④ 炉モジュール引出用台車と直線軌道
- ⑤ 炉モジュール引出用駆道装置
- ⑥ 中性粒子入射加熱装置取除後の遮蔽ブラグ
- ⑦ 真空容器切断、再溶接のための自動溶接機
- ⑧ 炉室内作業用クレーンゴンドラ設置のマニプレータ
- ⑨ 炉室内を走行するマニプレータつき作業車
- ⑩ 炉室周囲を走行する旋回台車

⑪ 旋回台車用円軌道

以上が炉室から引抜くために要する設備，装置の主要なものである。

以下その概念を図面によって示す。

Fig. 14.2.1にはボロイダルコイル（外側2群）を収容するピットと油圧ジャッキの配列を示した，油圧ジャッキは各トロイダルコイルの直下（ボロイダルコイルの座はトロイダルコイルの真空容器に設けている）に置く。なお，外側のコイルについては天井走行クレーンでピットに収容できる可能性もある。その場合は内側のみでよい。また，ジャッキの保守は炉室地下で行いうるような設計が望ましい。

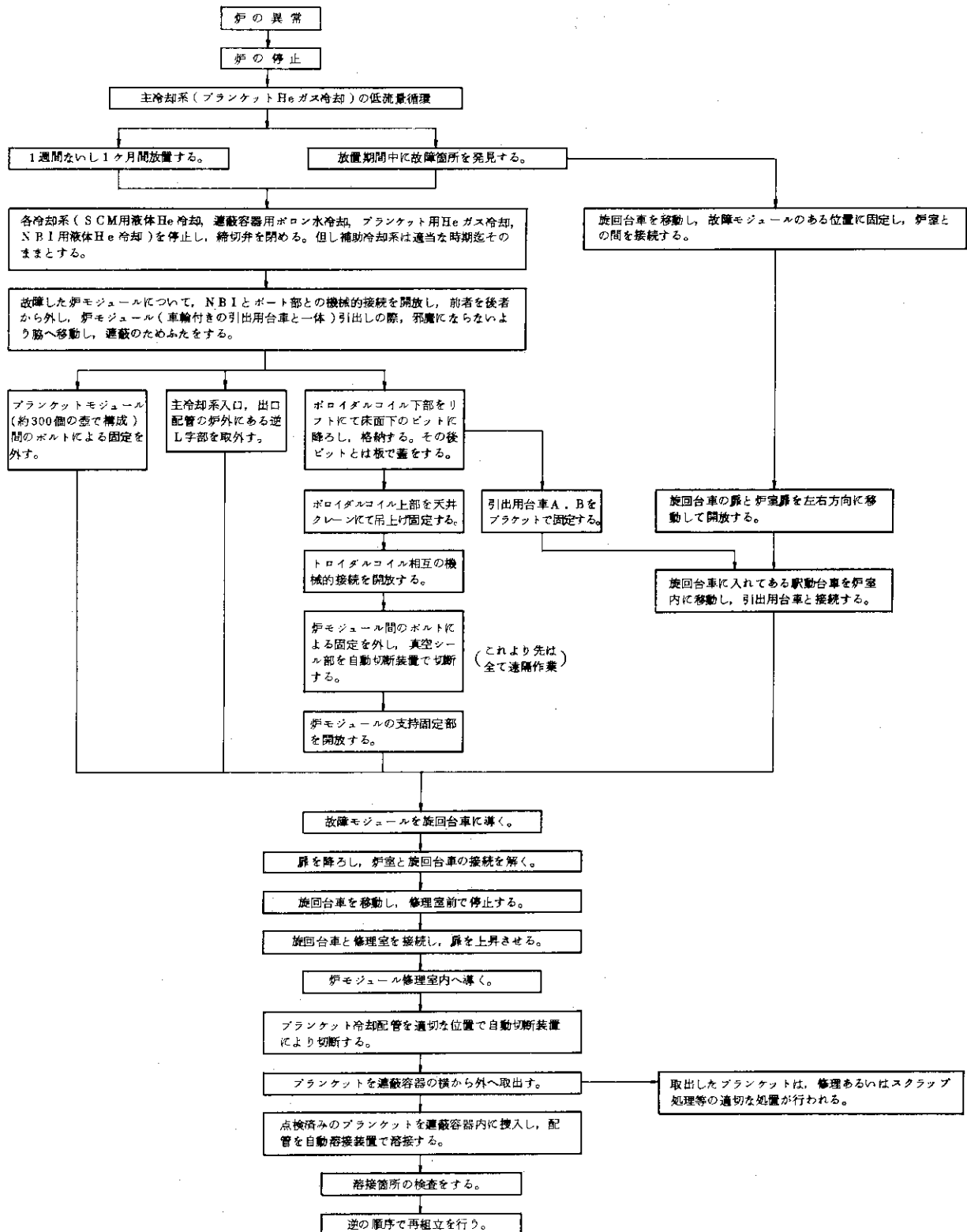
Fig. 14.2.2に炉モジュール引出用台車の概念を文献5の例で示す。以下Fig. 14.2.5まで文献5より引用して示す。文献5の設計は2000MW動力炉用として設計したものであるが，この実験炉ではこれと同方式の設計をとっているので概念としては同様で，スケールダウンしたようなものとなる。

Fig. 14.2.3に遮蔽（真空容器）の接続部分のフランジ，ならびに溶接後の遮蔽物の装着方法の概念を示す。

Fig. 14.2.4に真空シール部の概念を示す。

Fig. 14.2.5に炉室内作業車とその作業範囲の概念を示す。

Table 14.2.1 Disassembling scheme of reactor and the blanket



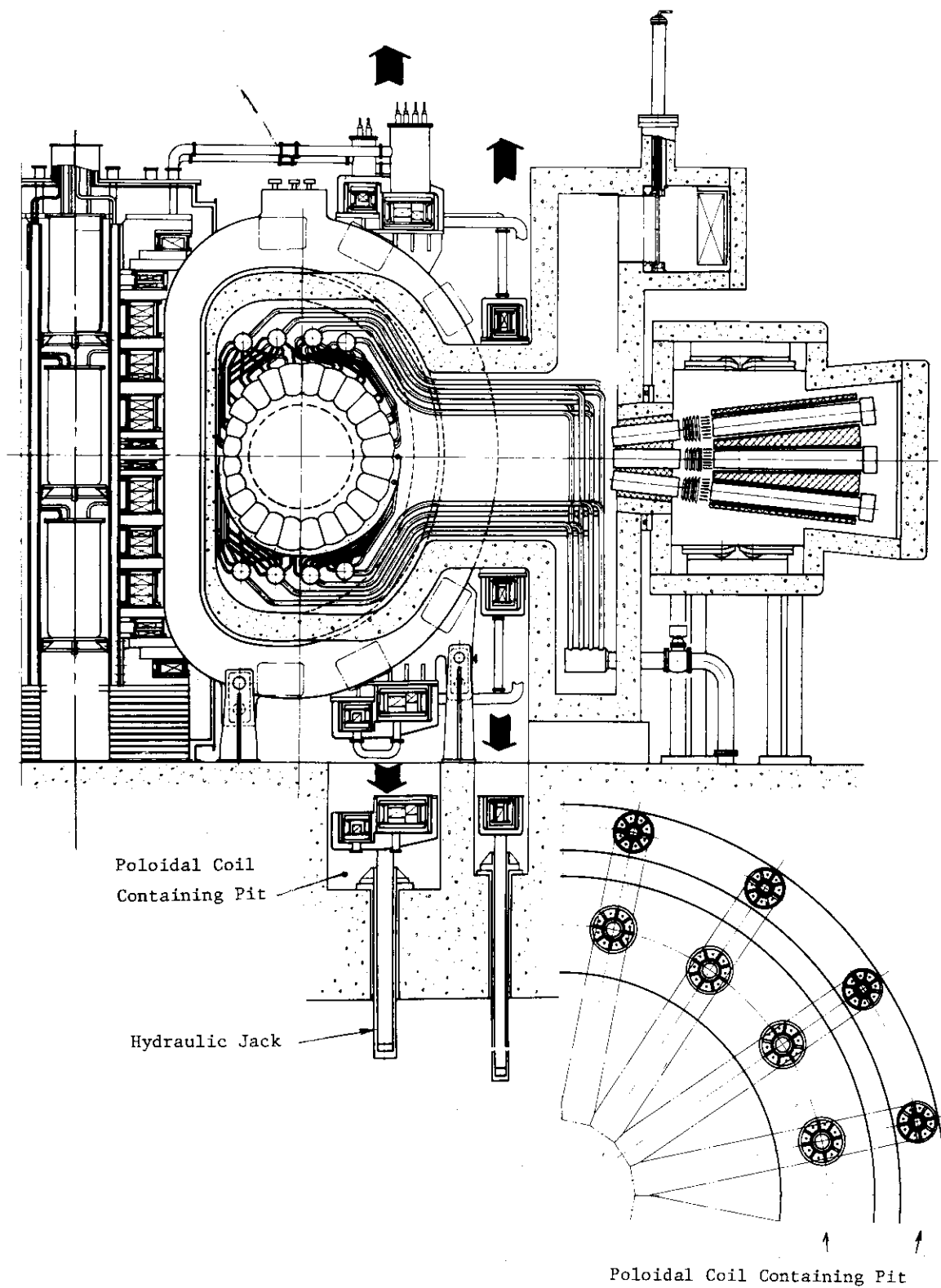


Fig.14.2.1 Disassembling scheme of the outer poloidal coils

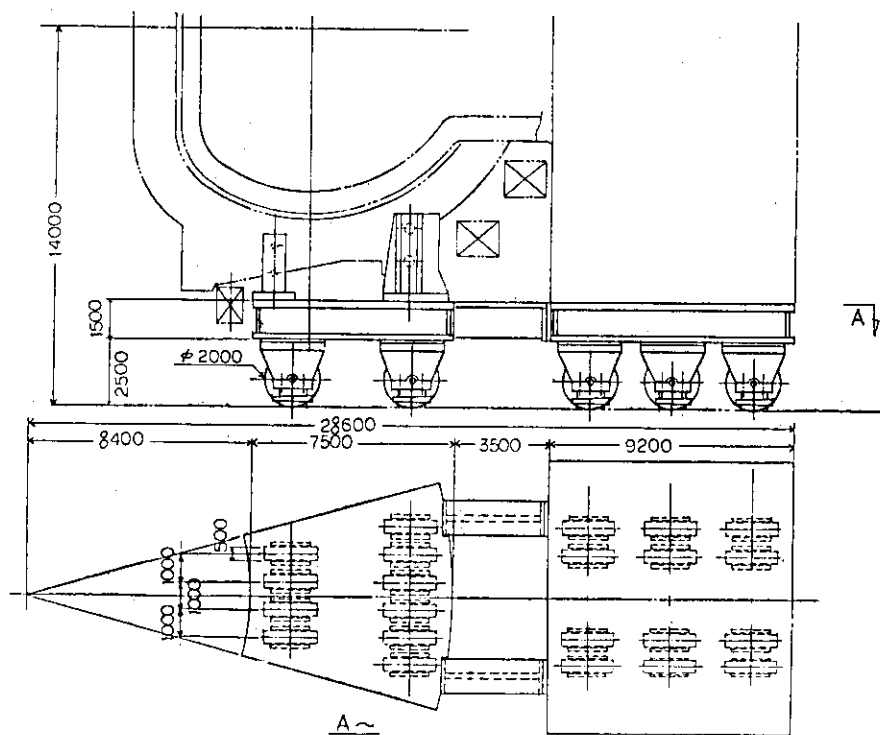


Fig.14.2.2 Concept of reactor module extracting truck (Reference Figure)⁽⁵⁾

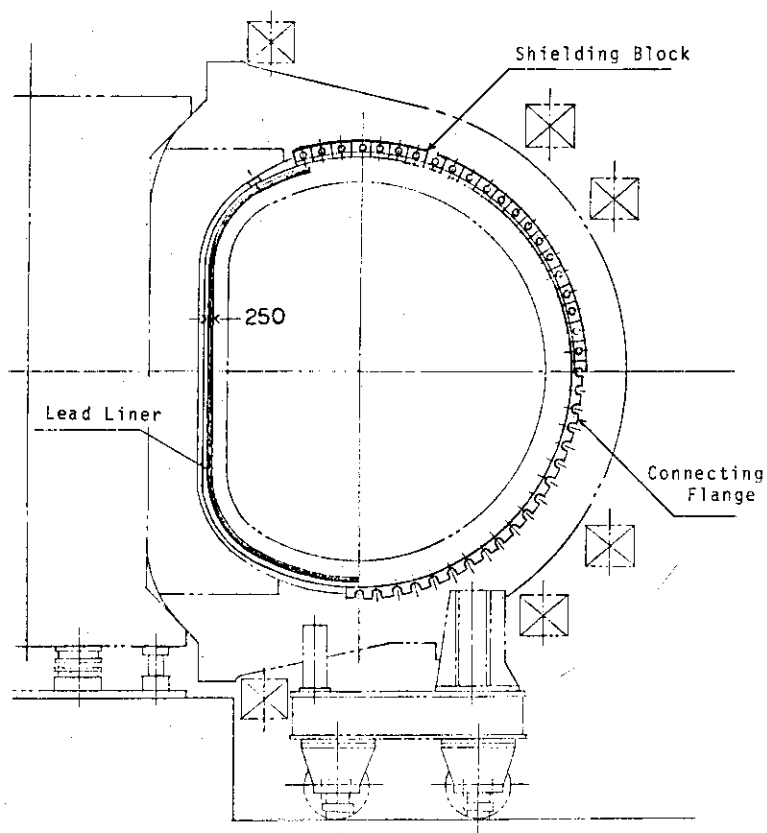


Fig.14.2.3 Connecting part of the shielding vessel (Reference Figure)⁽⁵⁾

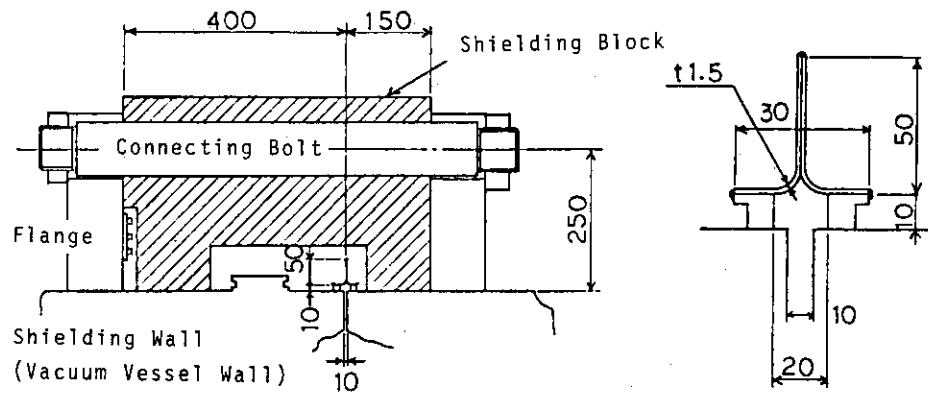


Fig.14.2.4 Detail of vacuum seal (Reference Figure)⁽⁵⁾

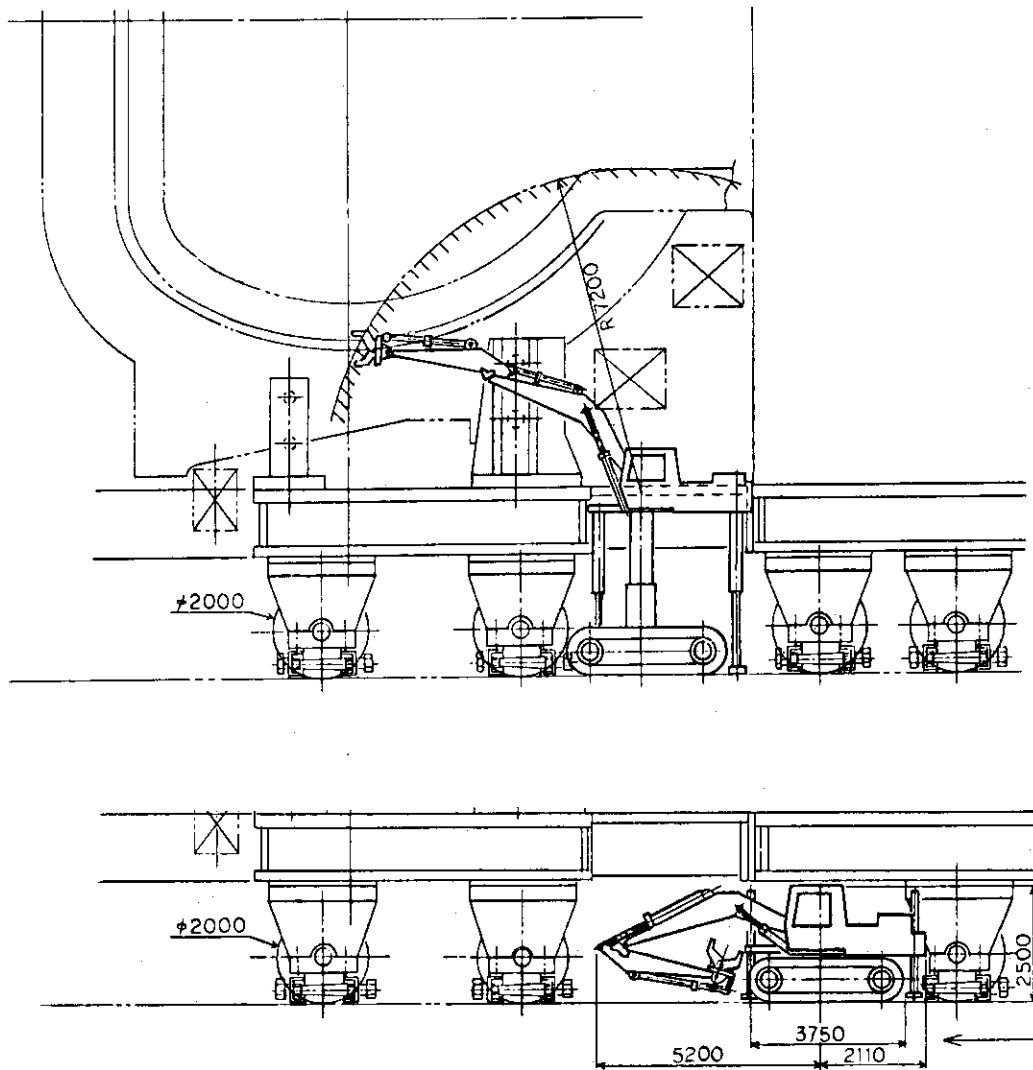


Fig.14.2.5 Concept of a operation truck and its operation area (Reference Figure)⁽⁵⁾

1.4.3 ま と め

分解修理の設計如何では炉本体の設計に大幅な変更が要求されることなろう。この炉の場合、 Li_2O の損耗量は僅かで問題にならないし、また Li_2O で発生するトリチウムは容易に冷却体のHe中に抜けて出るのでトリチウム回収のために炉を解体する必要はない。しかしながら故障の発生は避けられないことと思われるのでそれに対処できるようにしておく必要がある。もっとも重要な故障はブランケット構造物である。プラズマ加熱用中性粒子入射装置などはもっと頻繁に故障すると思われるが問題が小さい。

この分解修理の困難性はつぎのような点にある。

- ① 取扱うべき炉構造物は大型で重い。
- ② 炉構造物には冷却配管等が接続されており分解時それらを切断する必要がある。
- ③ 炉構造物は強い誘導放射能を帯びるのでほとんどの作業は遠隔操作となる。
- ④ 炉構造物は高真空下におかれるが、分解時には真空壁を分解し、また修理後再組立を要し、制限されたスペースでの溶接作業などを必要とする。
- ⑤ 超電導マグネットは強い電磁力に打勝つために固く支持する必要があるこれも分解を複雑にする。

炉の分解修理は非常に多くの困難な問題を含む。現時点で考えると全く非現実的のようである。然し、これの解決なくしては動力炉の実現はあり得ないので、分解修理についてはプラズマ研究、超電導マグネットの研究開発等と同等の開発努力を傾注する必要がある。また分解修理方式を確定するためには修理装置の設計を徹底的に行う必要がある、このためには表裏の関係にある炉本体、主要コンポーネント、システムの設計を詳細に行う必要がある。各部の故障頻度の見積りは設計を詳細に行うことによって推定できよう。重要事項については十分に設計評価した上で開発試験を行い、設計にフィードバックすることが大切である。

(迫 淳)

参 考 文 献

- (1) 炉計研究室, 核融合実験炉第1次予備設計(中間報告), JAERI-M 6670
1976年8月
- (2) Baker, et al, Experimental Fusion Power Reactor Conceptual Design Study, G-A-A 14000, July 1976.
- (3) Conn, et al, Major Design Feature of Conceptual D-T Tokamak Reactor UWMAK-II, IAEA-CN-33/G 1-2 1976.
- (4) The Fintor Group, A Minimum Size Tokamak D-T Experimental Reactor, FINTOR 1, 1976.
- (5) 炉設計研究室, トカマク型核融合動力炉分解修理の設計研究, JAERI-M7198
1977年8月

A-1 実験炉の設計と開発研究の関連

実験炉実現のために必要とされる研究課題を Fig. A. 1 に示す。大略このようなものとなる。今後設計の進展に応じてそれぞれの開発研究項目の具体化を図ってきたいと考えている。なお、超電導マグネットについては次節でとりあげている。

第1章にも述べたように実験炉の完成、運転によって動力炉開発上の問題は殆んど解決でき、その後のことはスケールアップの問題となってくる。例えば超電導マグネットは蓄積エネルギーは数倍になるが質的な面に大きな飛躍はない。炉体分解修理、トリチウム取扱いの問題、準定常的運転、安全性の問題などどれをとってもスケールアップの問題でしかない。例外は炉構造材料であり、経済的な動力炉を実現するために14MeV中性子に対して強い材料の開発が重要となる。これについては大きな飛躍を必要とする。

研究開発項目 (Fig. A. 1 の説明)

- 1-1 比例則実証, (非円形プラズマ), β 上限
- 1-2 α 粒子加熱, 中性粒子入射加熱, その他の加熱
- 1-3 ガスブランケット, (ダイバータ), 不純物輸送
- 1-4 位置, 形状制御, 出力制御, 電流分布制御, 逃送電子制御
- 1-5 ガスブランケット, (ベレット入射, クラスター入射)

- 2-1 高速中性子 ($>8\text{MeV}$) に対する核データ測定評価
- 2-2 発熱分布, 中性子, γ スペクトル, トリチウム増殖
- 2-3 遮蔽材選択, 遮蔽構造, ストリーミング, 誘導放射能

- 3-1 リミタ, 第1壁のスパッタリング, ブリスタリング
- 3-2 第1壁材料 (SUS), 前置壁材料, ブランケット材 (Li_2O) の中性子損傷
- 3-3 ブランケット材 (Li_2O) 物性値, 高純度ベレット化, トリチウム放出特性, 冷却材 (He) 中不純物の影響, クラッド材との反応
- 3-4 第1壁冷却のための流量配分, 過渡時伝熱流動, ブランケット内流動
- 3-5 特殊形状構造の設計データ (内圧応力, 熱応力, 熱サイクル疲労, 熱衝撃, 照射ぜい化材の特性)
- 3-6 特殊形状高精度製作技術

- 4-1 Nb_3Sn 等実用化, 安定化, パルスマグネット線材開発, 放射線損傷 (線材, 安定化材, 電気絶縁材)
- 4-2 高磁場, 大型マグネット開発, 大型クライオスタット開発, 保護システム開発, 大型パルスマグネット開発, 漏洩磁場遮蔽
- 4-3 極低温高応力設計データ, パルス応力データ, 線材からの力の伝達, 支持構造, 断熱構造

4-4 大容量冷却技術, 液体He伝熱流動

5-1 大容量流電源システム, 大容量高信頼度スイッチ, 大容量エネルギー蓄積技術

6-1 燃料精製, 同位体分離, 貯蔵, トリチウム格納技術

7-1 連続大排気量ポンプ開発, He排気, トリチウム取扱

8-1 高エネルギー高出力装置開発, エネルギー回収技術, 高能率装置開発(負イオン源),
トリチウム取扱

9-1 流量制御系, 制御機器(弁)開発, 出力平滑技術

9-2 Li_2O からのトリチウム放出, 低濃度トリチウム捕獲技術

9-3 低濃度トリチウムの材料透過特性

10-1 大型構造物精密輸送, 遠隔操作による解体組立技術, 故障部分修理技術

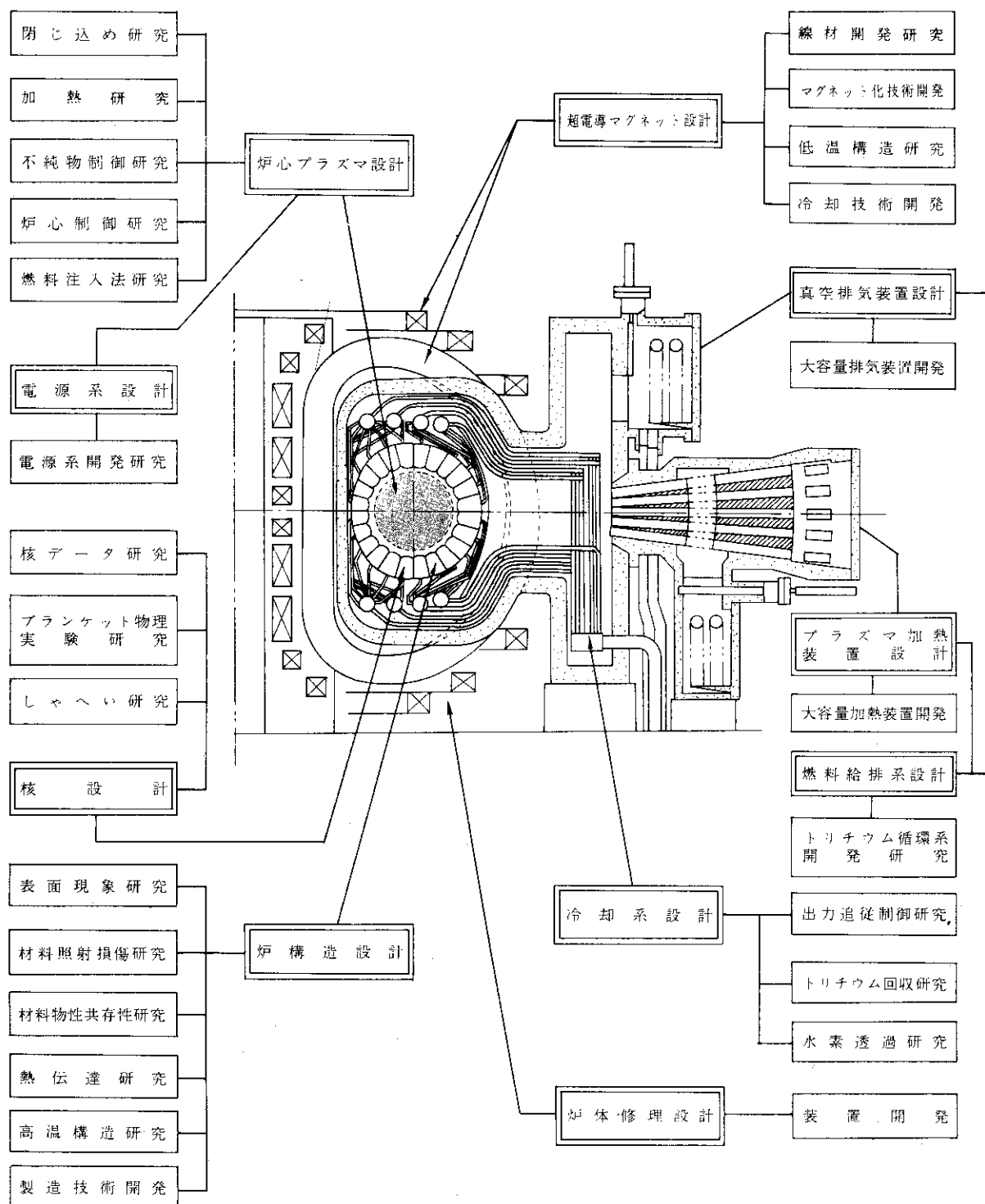
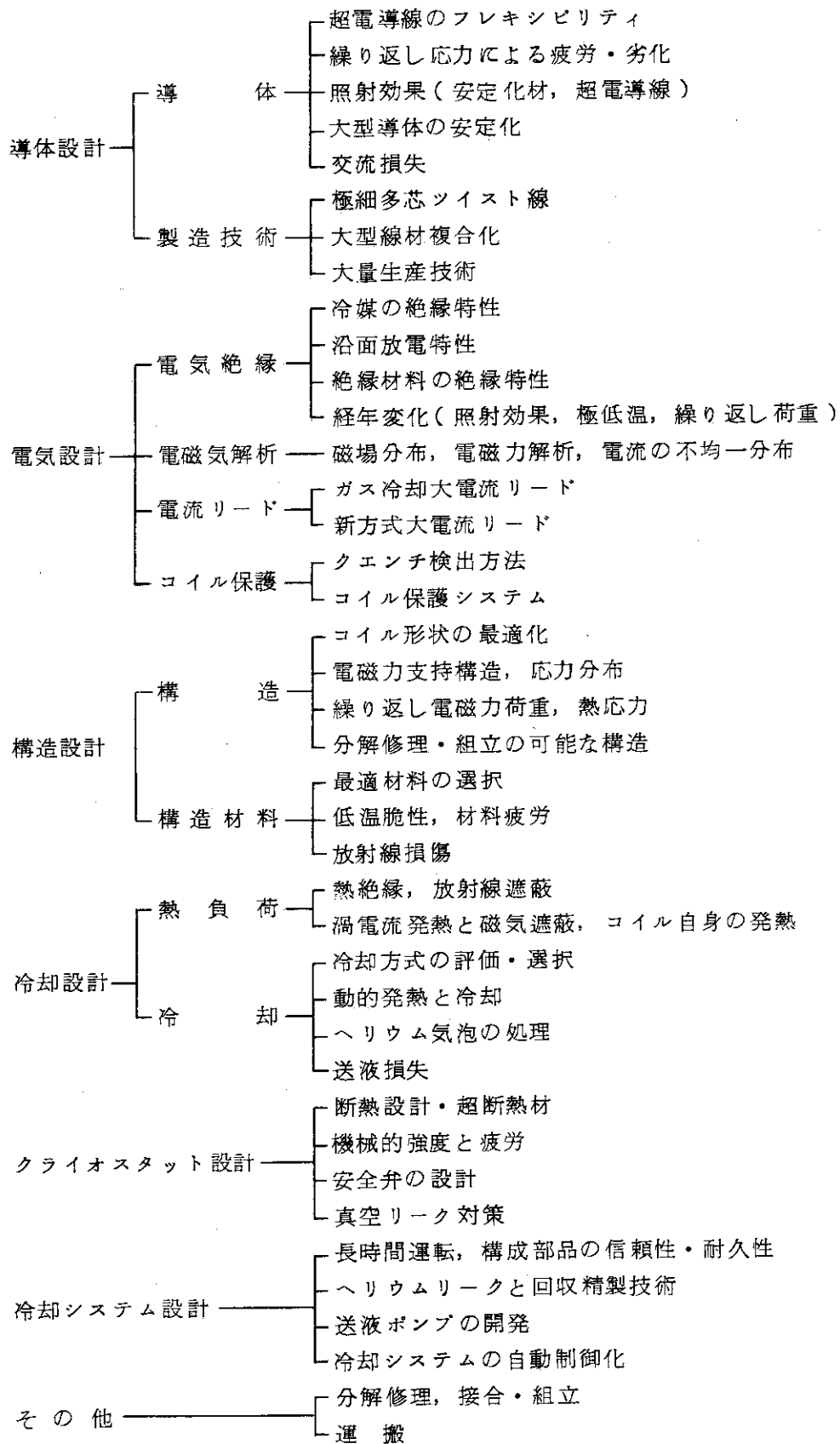


Fig. A. 1 設計と開発研究の関連図

A-2 核融合炉用超電導マグネット研究開発項目

現在に至るまでに製作された超電導マグネットは1 GJ程度以下に過ぎず、これに比して核融合炉用超電導マグネットは数10 GJから100 GJ以上にも達する。従って、核融合炉用超電導マグネット実現のためには、長期にわたる強力な研究開発を実施し、幾多の技術的問題を解決してゆかなければならないものと思われる。又、核融合炉用超電導マグネットは単に大きいということにとどまらず、その形状・配置の複雑さ、最大磁場が高いこと、放射線による照射効果など、核融合炉用に特有の問題も数多いことが判った。又、ポロイダルマグネットはパルスマグネットであり、渦電流損やヒステリシス損などが生じる。このことは導体設計のみならず、トロイダル・ポロイダル両マグネットの構造設計、冷却設計などにも多大の影響を及ぼすことが明らかになった。かくして、2年間にわたる超電導マグネット設計研究(トロイダル及びポロイダルマグネット)を通じて、数多くの問題点ならびに研究開発項目が指摘された。Table A-2 にこれらの項目のうちの主たるものを記す。

Table A-2 核融合炉用超電導マグネットの研究開発項目



A-3 設計関連論文リスト

(Publications related to the design covering the period of April, 1973 to August, 1977)

過去4年半の設計研究に関連した論文リストである。学会誌、商業誌での解説ならびに国内口頭発表など多数あるがここでは省略している。

- (1) Sako, K., et al. : "Conceptual design of a gas cooled Tokamak reactor," JAERI-M 5502 (in Japanese), (1973).
- (2) Sako, K., et al. : Proc. of IAEA Workshop on Fusion Reactor Design Problems, Culham, 1974, 27 (Special Supplement of Nuclear Fusion, 1974).
- (3) Ohta, M. et al. : "A consideration of ignition and shutdown of the JAERI Tokamak reactor", JAERI-M 5569, (1974)
- (4) Yamato, H. and Ohta, M. : Proc. of the First Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion", San Diego, 1974, Vol. 2, 309 (CONF-740402)
- (5) Seki, Y., et al. : ibid., 77.
- (6) Sako, K., et al. : Proc. of the 5th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo, 1974, Vol. 3, 535 (IAEA, Vienna, 1975).
- (7) Iwai, K. and Seki, Y. : "Evaluation of gas production in the molybdenum structures of a fusion reactor" (in Japanese), JAERI-M 5855, (1974)
- (8) Seki, Y., et al. : "Induced activity of the copper coil in D-T burning experiment" (in Japanese), JAERI-M 5862, (1974).
- (9) Seki, Y. : "Evaluation of shielding design of superconducting magnet (I)" (in Japanese), JAERI-M 6046, (1975).
- (10) Sako, K. : "Design study of a heat reservoir system for the Tokamak reactor" (in Japanese), JAERI-M 6099, (1975).
- (11) Tone, T. and Yamato, H. : "Preliminary study on power balance in the plasma of an experimental fusion Reactor" (in Japanese), JAERI-M 6453, (1976).
- (12) Iida, H., et al. : "Neutronics of the blanket in a JAERI experimental fusion reactor" (in Japanese), JAERI-M 6460, (1976).
- (13) Ide, T., et al. : "Evaluation of neutron streaming through injection ports in a Tokamak-type fusion reactor," JAERI-M 6475, (1976).
- (14) Yamato, H., et al. : "Basic plasma parameters of an experimental fusion reactor", JAERI-M 6484, (1976).

- (15) Seki, Y. : "Gas production rates in lithium oxide of fusion reactor blanket", J. Nucl. Sci. Technol, 12, 12, 769 (1975)
- (16) Seki, Y., et al. : "Evaluation of shielding design for superconducting magnets (I)" (in Japanese), JAERI-M 6540 (1976).
- (17) Iida, H., et al. : "Induced activity and dose rates in the JAERI experimental fusion reactor (JXFR)" (in Japanese), JAERI-M 6639, (1976).
- (18) Fusion Reactor System Laboratory : "Preliminary design of an experimental fusion reactor (Interim Report)" (in Japanese), JAERI-M 6670, (1976).
- (19) Ide, T., et al. : "Calculation of the neutron radiation damage in D-T fusion reactor materials" (in Japanese), JAERI-M 6672, (1976).
- (20) Tone, T., et al., : Proc. of the 2nd Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, Richland, 1976, Vol. III, 975 (CONF-760935)
- (21) Ioki, K., et al. : ibid., Vol. IV, 1273.
- (22) Ide, T., et al. : ibid., Vol. II, 395.
- (23) Sako, K., et al. : ibid., Vol. II, 607.
- (24) Ichikawa, H., et al. : ibid., Vol. IV, 1259.
- (25) Seki, Y. : "Neutronics design of fusion reactors and applications of blanket neutronics experiment to the design" (in Japanese), JAERI-M 6726, (1976).
- (26) Seki, Y., et al. : "Evaluation of shielding design for superconducting magnets (III)" (in Japanese), JAERI-M 6783, (1976).
- (27) Maki, K., et al. : "Study on plasma ignition of JAERI experimental fusion reactor" (in Japanese), JAERI-M 6876, (1977).
- (28) Sako, K., et al. : Proc. of the 6th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgaden, 1976, Vol. III, 239 (IAEA, Vienna, 1977).
- (29) Fusion Reactor System Laboratory : "Design study of pumping system for tokamak fusion power reactor" (in Japanese), JAERI-M 6922
- (30) Fusion Reactor System Laboratory : "Design study of superconducting poloidal magnets for tokamak fusion power reactor" (in Japanese), JAERI-M 6802 (1977).
- (31) Fusion Reactor System Laboratory : "Design study of electrical power supply system for tokamak fusion power reactor" (in Japanese).

JAERI-M 6803 (1977)

- (32) Fusion Reactor System Laboratory: "Design study of superconducting toroidal fuel magnet for tokamak fusion power reactor" (in Japanese), JAERI-M 6921 (1977)

- (33) Fusion Reactor System Laboratory: "Design study of repair and maintenance for tokamak fusion power reactor" (in Japanese), JAERI-M7198 (1977)

- (34) Fusion Reactor System Laboratory: "Design study of cooling system for tokamak fusion reactor" (in Japanese), JAERI-M 7199 (1977)

- (35) Fusion Reactor System Laboratory: "Design study of superconducting poloidal magnets for tokamak experimental fusion reactor" (in Japanese), JAERI-M 7200 (1977)

- (36) Fusion Reactor System Laboratory: "Design study of superconducting inductive energy storages for tokamak fusion reactor" (in Japanese), JAERI-M 7201 (1977)

- (37) Fusion Reactor System Laboratory: "Design study of neutral beam injector for tokamak experimental fusion reactor" (in Japanese), JAERI-M 7262 (1977)

- (38) Fusion Reactor System Laboratory: "Design study of fuel circulation system for tokamak experimental fusion reactor" (in Japanese), JAERI-M 7293 (1977)

- (39) Fusion Reactor System Laboratory: "Design study of superconducting toroidal field magnet for tokamak experimental fusion reactor" (in Japanese), JAERI-M 7298 (1977)

A-4 委託設計資料リスト

設計を能率的に進めるために主要コンポーネント、主要システムについて今までに10件の設計を産業界に委託した。これらの報告書は以下に示すようなJAERI-Mレポートとして刊行している(A-3, 6630~39がこれに対応する)。委託設計資料1~3は昭和50年度に動力炉を対象として行ったものであり、動力炉の設計の充実に役立つとともにその後の実験炉を対象とした同様の設計の基礎となった。4~10は51年度に委託したものであり、4は動力炉を対象とし、5~10は実験炉を対象としたものである。なお、8, 10は動力炉の設計も含んでいる。この第1次予備設計報告書ではこれらの設計研究の内容を全体がバランスがとれるような形で利用している。主要機器、システムについてより詳しい検討を必要とする場合はこれらの設計報告書が役立つであろう。

- 委託設計資料1 ; JAERI-M 6921, 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, 1977年2月
- 委託設計資料2 ; JAERI-M 6802, 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, 1977年1月
- 委託設計資料3 ; JAERI-M 6803, トカマク型核融合動力炉用電源システム設計研究, 1977年1月
- 委託設計資料4 ; JAERI-M 7198, トカマク型核融合動力炉分解修理設計研究, 1977年8月
- 委託設計資料5 ; JAERI-M 7298, 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
- 委託設計資料6 ; JAERI-M 7200, 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9月
- 委託設計資料7 ; JAERI-M 7262, 核融合実験炉中性粒子入射加熱装置の設計研究, 1977年10月
- 委託設計資料8 ; JAERI-M 7201, トカマク型核融合炉用超電導誘導エネルギー蓄積装置の設計研究, 1977年8月
- 委託設計資料9 ; JAERI-M 7293, トカマク型核融合炉燃料給排系の設計研究, 1977年10月
- 委託設計資料10 ; JAERI-M 7199, トカマク型核融合炉用冷却系設計研究, 1977年9月

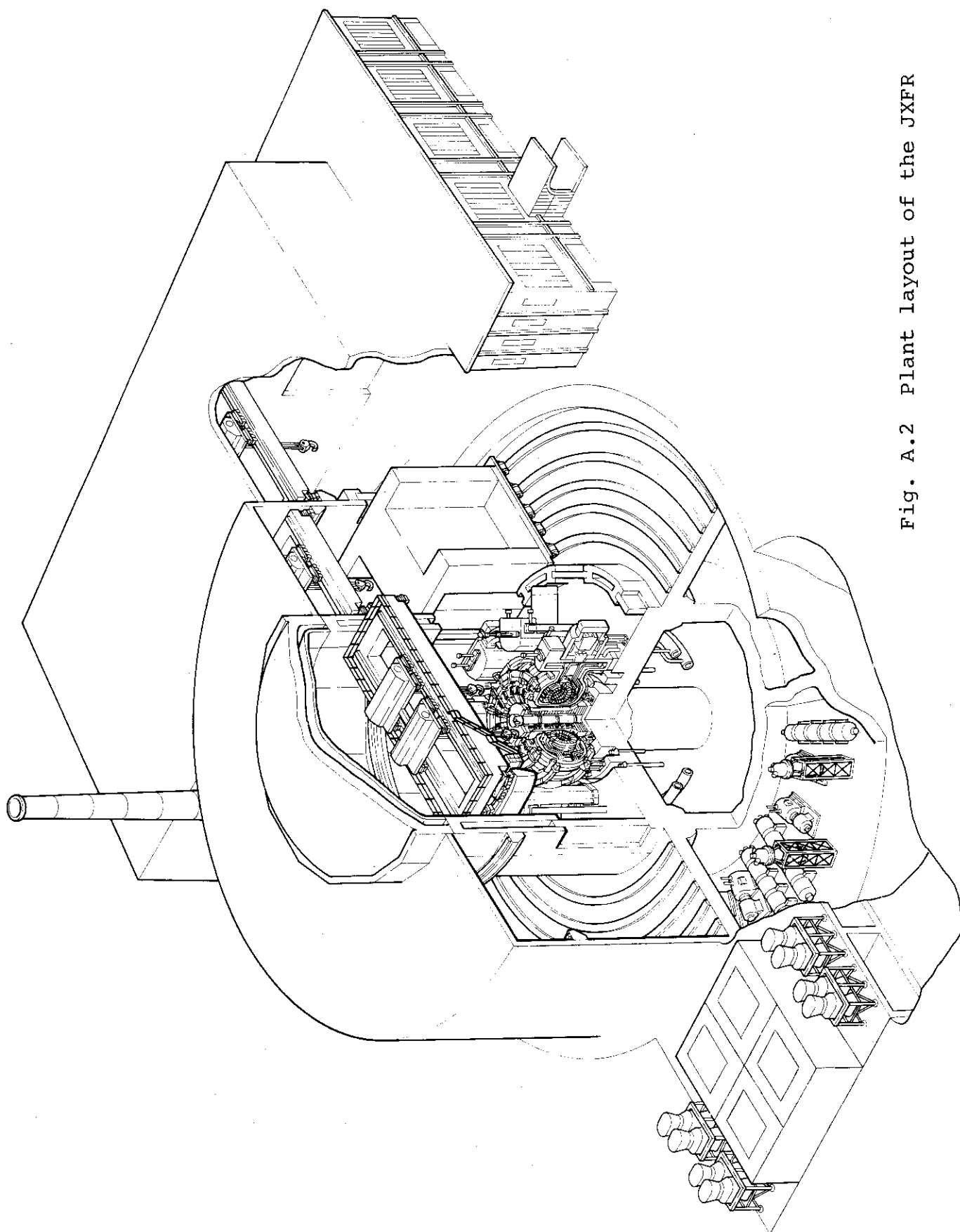


Fig. A.2 Plant layout of the JXFR