

JAERI-M

7 2 6 2

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

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、お申しこしてください。

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

核融合実験炉中性粒子入射加熱装置の設計研究

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部炉設計研究室

(1977年8月15日受理)

核融合実験炉(JXFR)用の中性粒子入射加熱装置の概念設計を行った。設計内容はイオン源単体の定格の決定及び構造設計, エネルギー回収系の回収効率及び熱入力の評価, クライオポンプの構造設計及び水素同位体の分離方法, 冷却系設計, 総合効率の評価と電源容量の決定等である。炉本体からの基本仕様に基づき, 各種パラメータの選定に当たってはかなりの程度の最適化を行った。イオン源の長寿命化を目的としてホローカソードイオン源を提案した。引出し電極の寿命は重水素イオンによるプリスタリングによって支配される。炉からの漏洩高速中性子及び放射線による影響は比較的小さい。エネルギー回収電極を接地する方式を採用した為, 90%に近い回収効率を得られた。総合パワー効率は約40%である。必要とされる電源容量は45 MWの入射パワーに対して約116 MWである。

本報告書は東京芝浦電気株式会社が原研からの委託によって行った設計研究の成果である。

(契約番号51年サ-0013)

Design Study of a Neutral Beam Injection System
for the JAERI Experimental Fusion Reactor (JXFR)

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

(Received August 15, 1977)

Design study has been made of a 200 kV, 45 MW D⁰ neutral beam injection system for the JAERI Experimental Fusion Reactor (JXFR) covering the following: determination of the ion source specifications, design of components such as ion source with extraction electrodes, energy converter, cryopump and cooling system, and estimations of the energy conversion efficiency, overall power efficiency and total power required for operation of the NBI system, and also a hydrogen isotope separation method using cryo-sorption pumps.

Optimizations and parameter studies of the neutralizing cell length, gas flow rate, operating pressure of ion sources, total pumping speed and pressure of energy converters are made in the design study based on reactor plasma requirements. Hollow cathode ion sources are proposed because of the extended operation time at low gas pressure (about 4.5×10^{-3} Torr) and the high gas efficiency (40%). Life of the extraction electrodes is determined by blistering due to deuterium ions. Fast neutron radiation damage is relatively small. In-line direct converters with grounded recovery electrodes and neutralizing cells floated at negative potential -190 kV are used to recover residual deuterium ion energy without interrupting the neutral beam trajectories.

Energy conversion efficiency of 80% and overall power efficiency of about 40% are obtained.

Keywords: Tokamak Reactor, Experimental Reactor, Neutral Beam Injector,
Design Study, Hollow Cathode Ion Source, Optimization, Efficiency

The design study performed by Tokyo Shibaura Electric Co., Ltd. under contracts with JAERI.

目 次

1	設計の基準	1
2	設計の要約	4
3	全体設計	9
3.1	一般的考察	9
3.1.1	入射加熱装置設計の制限要素	9
3.1.2	総排気速度とイオン源分割数	10
3.1.3	入射粒子効率, 回収系圧力とビームラインの長さの割振り	13
3.1.4	引出し電流密度とイオン源分割数	14
3.1.5	イオン源動作圧力とガス効率	21
3.2	各部寸法の決定	29
3.3	入射口及び焦点位置の決定	30
3.4	評 価	34
4	イオン源設計	36
4.1	イオン源の基本仕様	36
4.2	プラズマ発生源の設計	36
4.2.1	プラズマ発生形式と選択	36
4.2.2	ホローカソードイオン源の構造と特性	39
4.2.3	ホローカソードによるプラズマ源設計	44
4.3	加速電極の設計	48
4.3.1	加速電極形状の設計 (一段目)	48
4.3.2	加速電極形状の設計 (二段目以降)	51
4.3.3	減速電圧の決定	53
4.3.4	加速電極系のまとめ	53
4.4	加速電極への熱入力の評価	54
4.5	加速電極系の冷却	57
4.6	イオン源構造設計	60
4.6.1	ホローカソード部構造設計	60
4.6.2	加速電極系構造設計	61
4.6.3	放電室構造設計	64
5	エネルギー回収系設計	68
5.1	エネルギー回収法の種類と特徴	68
5.1.1	磁場偏向法	68
5.1.2	in-line direct conversion	70
5.2	全体の電位分布の決定	70

5.3	回収電極長と熱入力の推定	72
5.3.1	一様ビームの電極長と熱入力の推定	72
5.3.2	ガウス分布ビームの電極長と熱入力の推定	75
5.3.3	電極長と熱入力の評価	78
5.4	テスト粒子による概算の検討	78
5.4.1	熱入力一様化	79
5.4.2	Fontenay - Aux - Roses の結果	80
5.5	電極長, 印加電圧及び熱入力の決定	82
5.6	回収電極構造設計	85
5.7	回収系の真空コンダクタンスの評価	89
5.8	回収電極冷却設計	91
5.9	回収効率の評価	94
6	真空排気系設計	99
6.1	排気系の構成	99
6.2	クライオポンプの設計	100
6.2.1	クライオパネルの温度	100
6.2.2	クライオコンデンセーション パネルにおける熱負荷の評価	101
6.2.3	シェブロンバッフルと77 °K熱 シールド板における熱負荷の評価	109
6.2.4	クライオポンプの構造設計	110
6.2.5	冷却システム	113
6.3	クライオポンプ系における水素 同位体分離の可能性とトリチウム蓄積量の評価	114
6.3.1	クライオコンデンセーション パネルからの水素の蒸発	114
6.3.2	クライオソープションパネル からの昇温脱離法の利用	118
7	中性化セルでの電離とドリフト管での電離損失の評価	125
7.1	中性化セルでの電離	125
7.2	ドリフト管での電離損失	131
8	荷電粒子及び中性子照射の材料に与える影響	134
8.1	材料の環境条件	134
8.2	荷電粒子及び中性粒子によるスパッタリング 及びブリスタリング	135
8.3	高速中性子による照射の影響	137
9	構造設計	140
9.1	全体構造	140

9.2	中性化セルの磁気遮蔽, 絶縁及び支持方法	141
9.3	中性化セルとドリフト管への熱入力と冷却方法	145
9.4	冷却配管	148
10	総合効率の評価と電源容量の決定	155
10.1	総合効率の評価	155
10.2	電源容量の決定	156
11	保守対策	162
11.1	寿命を決定する要因	162
11.2	事故の種類と対策	162
12	まとめ	164
付録1	第1次予備設計 (JAERI-M 6670) に於ける 中性粒子入射加熱装置の設計の検討	168
付録2	大電流イオン源の現状	177
付録3	エネルギー回収実験の現状	180
付録4	中性粒子入射加熱装置の代表設計例	186
付録5	真空排気系の別途構造設計例	195

1. 設計の規準

本中性粒子入射加熱装置は、トカマク型核融合実験炉に於て、炉心プラズマを加熱し点火状態（温度 7 KeV, 密度 $1.1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ）のプラズマを達成し、更に常時補助的加熱を行いプラズマの定常状態を維持する目的に使用するものである。

本実験炉の主要パラメータおよび炉の構造は、Table 1.1, Fig. 1.1, Fig. 1.2 に示す様なものである。

1.1 基本仕様

本実験炉の概要については、原子力研究所報告書 JAERI-memo 6433 に述べられているが、中性粒子入射加熱についてはその後発行された JAERI-M 6670 に基いて、下記の如き基本仕様のもとに設計を進めた。

(1) 入射加熱パワー	33 MW
(2) 入射エネルギー（重水素イオン）	200 KeV
(3) 入射ポート数	4
(4) 入射時間	310 秒
(5) 休止時間	110 秒
(6) プラズマ容器へのガス流入量と中性粒子としての流入量の比	20 以下
(7) ドリフト管での全損失	5% 以下
(8) ビームライン全長	7.5 m

Table 1.1 Main design parameters of the JAERI experimental fusion reactor (JXFR)

Fusion power (MW)	100	SCM irradiation effects	
Reactor dimensions		Max. copper displacement (dpa y^{-1})	1.5×10^{-5}
Major radius (m)	6.75	Max. nuclear heating rate ($W\ cm^{-3}$)	7.8×10^{-5}
Plasma radius (m)	1.5	Total nuclear heating in SCM (kW)	0.98
First wall radius (m)	1.75		
Plasma volume (m^3)	300		
Plasma		Toroidal field magnet	
Mean temperature (keV)	7	Number of coils	16
Mean density ($10^{14}\ cm^{-3}$)	1.1	Inner diameter, W/H(m)	7/11
Effective charge	1.6	Max. field strength (T)	11.5
Confinement time (s)		Stored energy (GJ)	50
Trapped-ion	2.9		
Neo-Bohm	2.3	Vertical field magnet	
Pseudoclassical	5.7	Magnetomotive force (MAT)	8
Injection power (MW)	27	Field intensity (T) at plasma center	0.26
(D-particle with 200keV)		Stored energy (GJ)	0.5
Toroidal field (T)	6		
Safety factor	2.5	Primary winding	
Poloidal beta	2.2	Magnetomotive force (MAT)	60
Toroidal beta	0.017	Maximum field intensity (T)	8
Plasma current (MA)	4	Stored energy (GJ)	2.1
Reactor Structure		Flux change (Wb)	140
Reactor module/Reactor	8	Neutral beam injector	
Blanket cells/Reactor module	284	Deuterium beam energy (keV)	200
Injection and evacuation hole/Reactor module	1	Ion beam output (MW)	240
Nominal max.1st wall temp($^{\circ}C$)	540	Injection power (MW)	33
Materials		Neutral beam gas efficiency (Γ_n/Γ_c)	0.5
Structural material	316SS	Total power efficiency	0.26
Blanket fertile material	Li_2O	Cooling system	
Neutronics		Coolant ($10\ kg/cm^2$)	He
Neutron current at 1st wall ($n\ cm^{-2}\ s^{-1}$)	7.6×10^{12}	Inlet/Outlet temp. ($^{\circ}C$)	300/500
Neutron wall loading ($MW\ m^{-2}$)	0.17	Flow rate (kg/s)	143
First wall displacement damage rate (dpa y^{-1})	0.9	Secondary system	He, air-cooled
Max. helium production rate in 1st wall (appm y^{-1})	12	Tritium inventory	
Max. hydrogen production rate in 1st wall (appm y^{-1})	36	Fuel recirculating system (kg)	0.3
Tritium breeding ratio	0.92	Tritium recovery system including blanket (kg)	0.1
Nuclear heating per DT neutron ($MeV\ n^{-1}$)	16.7	Total inventory including storage (kg)	0.5
Total induced activity at one hour after shutdown (Ci) (after one year operation)	7.5×10^7	Operation cycle	
		Operation period(s)	420
		Burn time(s)	300

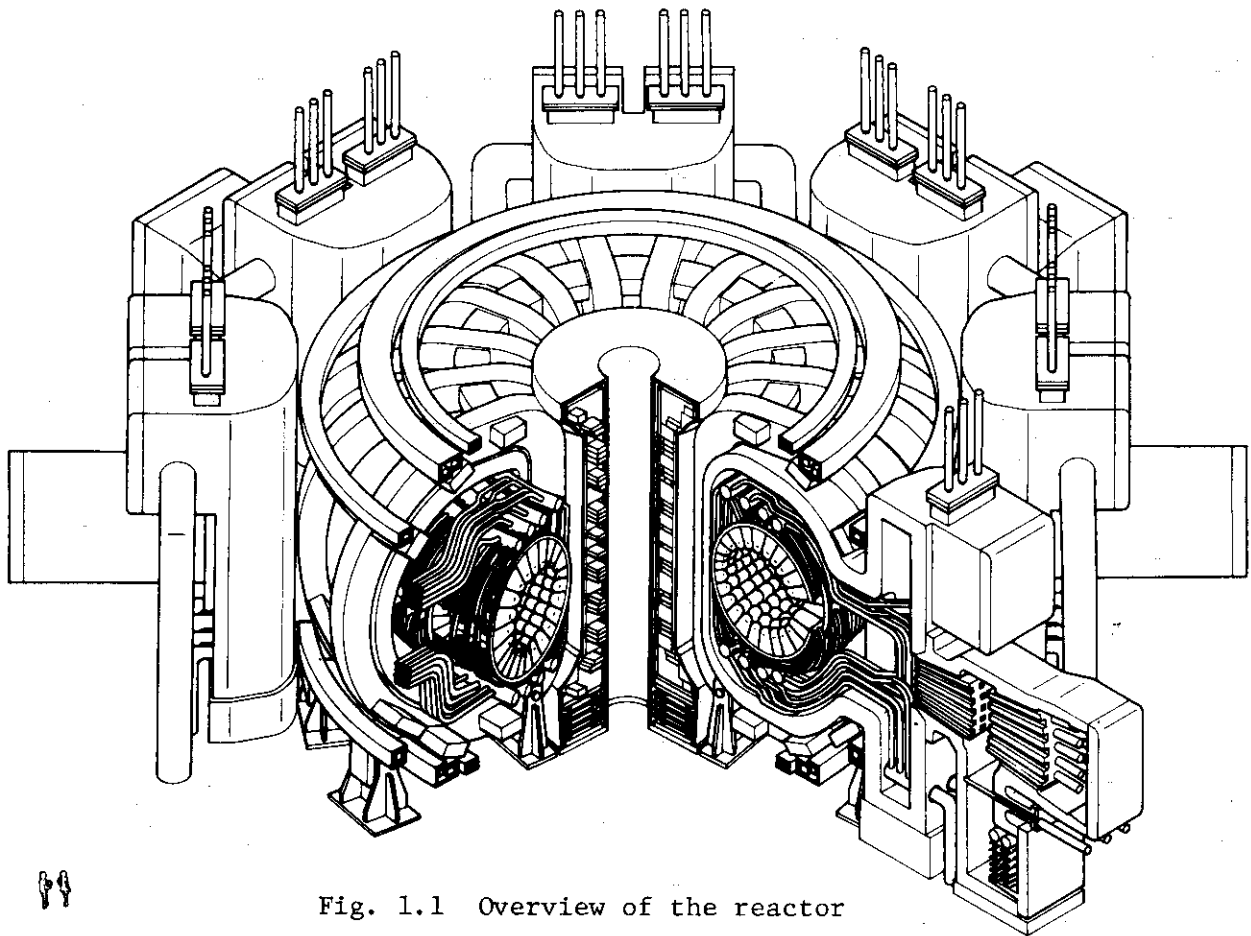


Fig. 1.1 Overview of the reactor

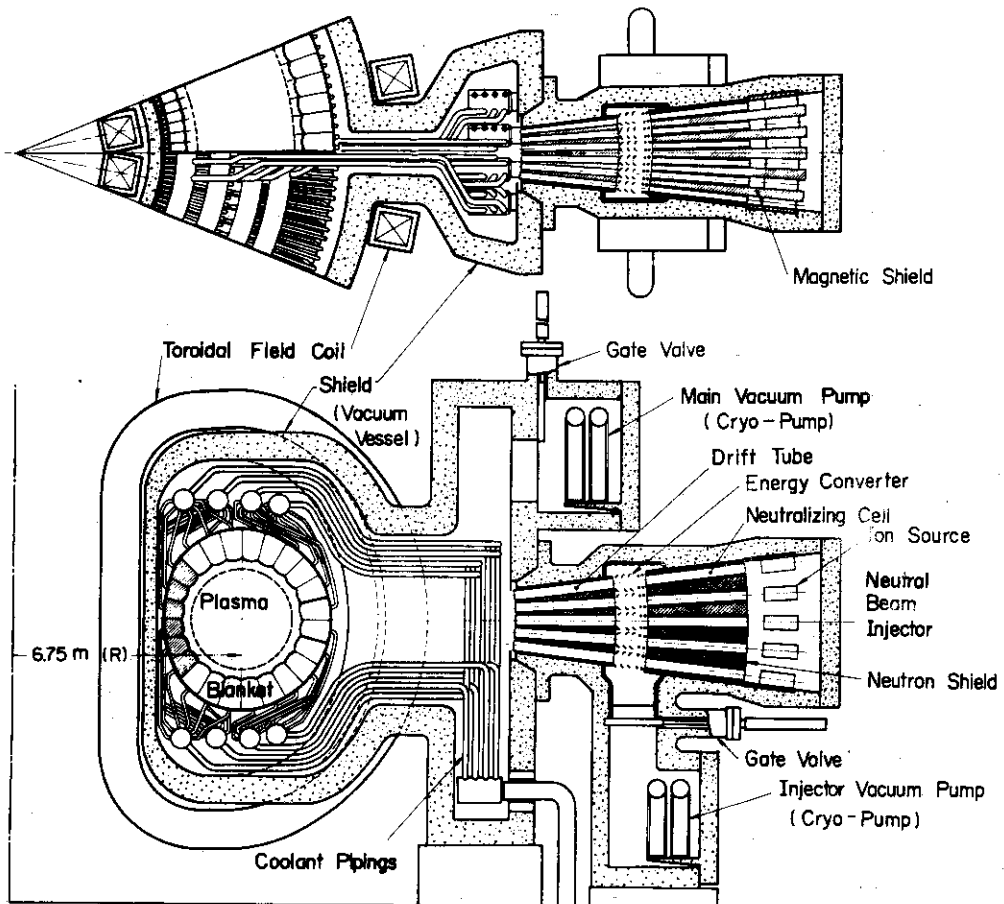


Table 1.2 Cross sectional view of the reactor module

2. 設 計 の 要 約

本実験炉の設計に於いて得られた結果を要約する。Table 2.1 設計諸元を Fig. 2.1, Fig. 2.2 に全体図及びその立体図を示す。

Table 2.1 実験炉用中性粒子入射加熱装置の設計諸元

設 計 項 目	記 号	設 計 値
<ビーム定格及び効率> 入 射 パ ワ ー 入 射 エ ネ ル ギ ー 入 射 ポ ー ト 数 入 射 時 間 等 価 電 流 効 率 入 射 粒 子 効 率 総 合 パ ワ ー 効 率 実 効 ガ ス 効 率 ビ ー ム 通 過 率		45 MW 200 KeV 4 310秒, 但し休止時間は110秒 η 0.147 η_{inj} 0.959 η_{power} 0.396 ϵ_{inj} 0.060 但し $\epsilon_{inj} = \epsilon \cdot \eta$ 90.3% (95×95%)
<全 体 構 造> ビームライン全長 イオン源及びダクト分割数 排 気 系 分 割 数 ビームライン振り角 入 射 口 寸 法 中 性 化 セ ル 長 ド リ フ ト 管 長	M l_1 l_2	7500 mm 12 但し上下方向に4列 左右方向に3列 (1ポート当り) 6 但し5系列同時運転 1系列再生 (1ポート当り) 上下方向 6° 左右方向 3° (隣接2個間) 358×746 mm (縦長) 4500 mm 断面は140×600 mm (縦長) 2000 mm, 断面は165×600 mm (縦長)
<真 空 容 器 寸 法> 中 性 子 遮 蔽 厚 <イオン源定格> 引出し電流, 電流密度	J _{e, j}	入 射 側 $\phi 5000 \times \ell 3000$ mm イオン源側 約 $3200 \times 4500 \times \ell 2600$ mm 600 mm 32.1 A, 0.1 A/cm ²

設計項目	記号	設計値
イオン源動作圧力 ガス効率 ビーム発散角 引出し電極形状 加速段数, 電圧配分 Transparency 放電形式	P_s ξ	4.51×10^{-3} Torr 0.407 スリット方向 0.4° , 直角方向 1.0° (ORNL の標準電極を仮定) スリット $7 \times 115 \text{ mm} \times 40$ 本 4 段 1 段目 40 kV, 2 段目 50 kV 3 段目 55 kV, 4 段目 60 kV 減速電圧 5 kV 38.3% ホローカソード型 (12 個)
<中性化セル定格> 中性化効率 ガスターゲット綿密度 中性化セル内圧力 ガス流量 セル内プラズマ密度	η_g Σ P_0, P_1 Q_c $n_i(o)$ $n_i(o)$	0.172 0.48 Torr-cm, 但し 90% 平衡セル 入口 (P_0) 2.05×10^{-3} Torr 出口 (P_1) 8.0×10^{-5} Torr 4.426 Torr · ℓ/sec (1セル当り) 入口 3.1×10^{15} ions / m ³ 出口 4.2×10^{12} ions / m ³ (推定値)
<ドリフト管定格> ビーム損失 ガス流量	Q_i P_1, P_2	5% (電離損失は 3%) 0.463 Torr · ℓ/sec (1セル当り) 入口 (P_1) 8.0×10^{-5} Torr 出口 (P_2) 1.0×10^{-5} Torr
<エネルギー回収系定格> エネルギー回収効率 回収電圧, 電極形状 電子抑制電圧, 電極形状 回収系ガス圧	η_{BDC} $\delta V, \ell_{BDC}$ V_S, ℓ_{ES} P_1	0.80 但し電源損失を含む, D^+ (1/2) を考慮 10 kV (イオン源より 10 kV 低い) テーパー付 ルーバーバッフル型 (ビーム方向距離 $\ell_{BDC} = 400$ mm) -20 kV (中性化セルより 20 kV 低い) スリット型 ($\ell_{ES} = 300$ mm, 透明度 84%) 8.0×10^{-5} Torr
<真空排気系定格> 総排気速度 排気量 クライオパネル面積	S_{total} Q_p	1.03×10^6 ℓ/sec (1ポート当り) 6.75 Torr · ℓ/sec (1セル当り) 1ポートでは 81.0 Torr · ℓ/sec 8.6 m ² (1系列当り)

設計項目	記号	設計値
クライオ熱入力		クライオパネル 93 W (1ポート当り) シェブロンルーバーバッフル (Liq, N ₂) 7.6 kW (1ポート当り)
<冷却系定格> イオン源熱入力 中性化セル熱入力	P _{SC}	1段目 38.5 W/cm ² , 2段目 29.9 W/cm ² 3段目 35.4 W/cm ² , 4段目 38.2 W/cm ² 1 2.52 W/cm ² (8.34 × 10 ⁵ W) ビーム発散分 9.40 W/cm ² (6.25 × 10 ⁵ W) プラズマ拡散分 6.71 × 10 ⁻² W/cm ² 荷電交換分 2.5 × 10 ⁻³ W/cm ² 1/2, 1/3正イオン分 3.05 W/cm ² (推定)
エネルギー回収系熱入力 ドリフト管熱入力	P _B	5.28 W/cm ² (回収電極) 電離その他 0.153 W/cm ² D ⁻ 分 2.60 × 10 ⁻² W/cm ²

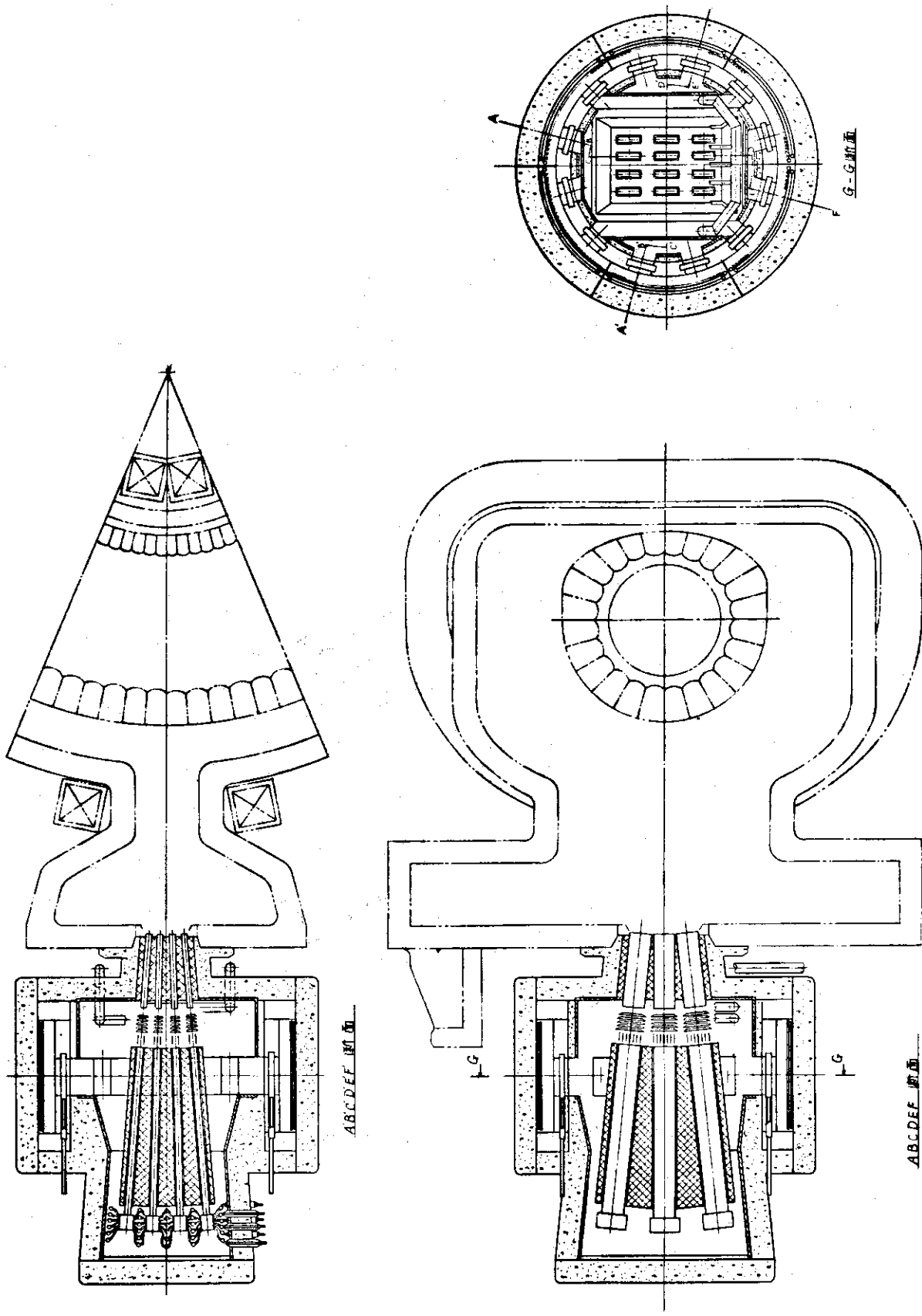


Fig. 21 核融合実験炉用中性粒子入射加熱装置

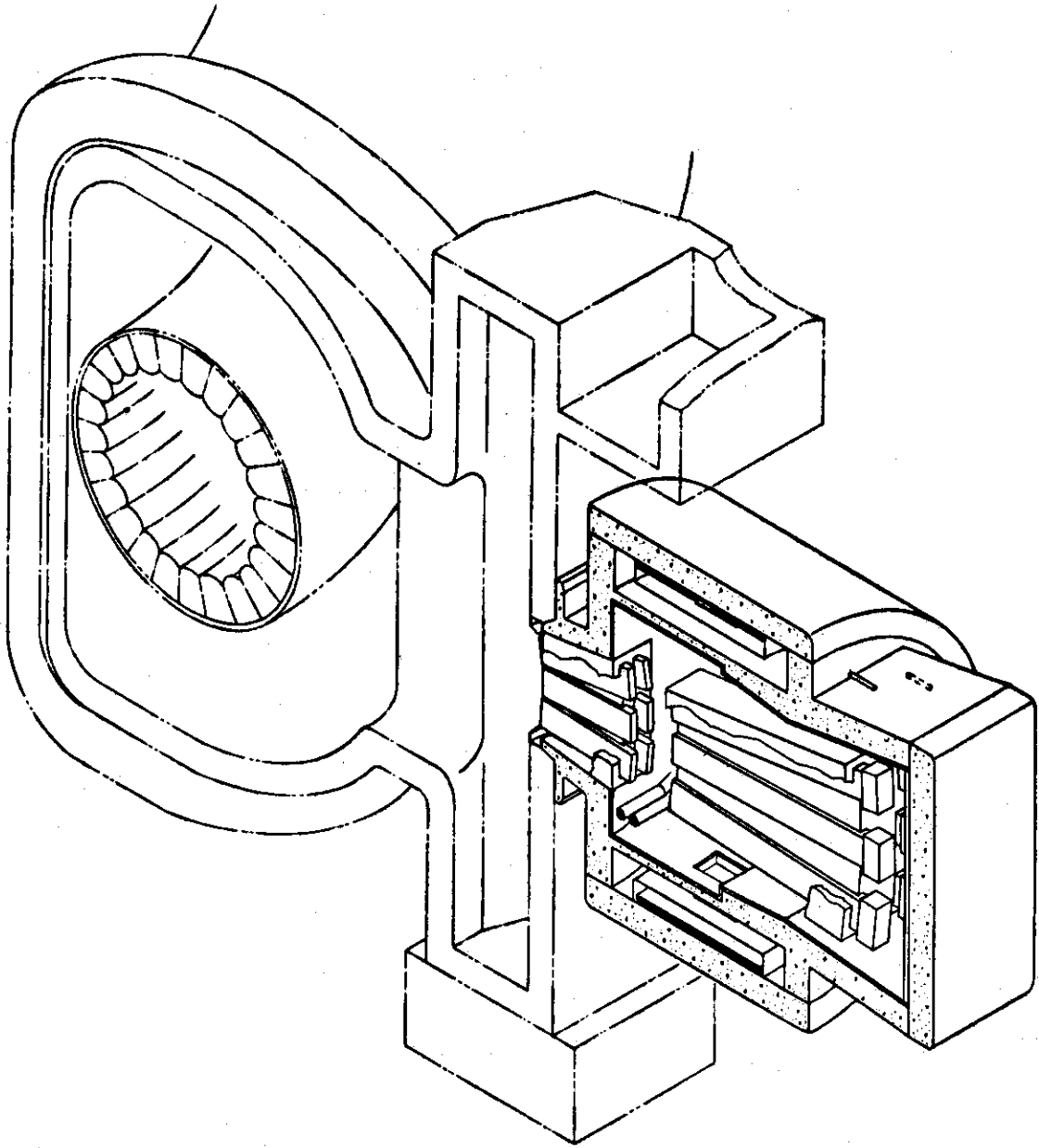


Fig. 2.2 核融合実験炉用中性粒子入射加熱装置

3. 全体設計

本章ではイオン源、真空排気系、冷却構造等の具体的な設計を行う前段階として、各設計項目間の相互関係、制限要素、概略値の推定や各項目の詳細を設計する際の仕様を決定する方法等を考察してみる。

3.1 一般的考察

1.に記述されている基本仕様から決定されるべき中性粒子入射加熱装置の主な物理量は、

(i) エネルギー回収系での総排気速度	S_{total}
(ii) エネルギー回収系の圧力	P_1
(iii) ビームラインの各部分の長さの割振	l_1, l_2
(iv) イオン源の引出し電流密度	j
(v) イオン源の分割個数	M

である。全体の構造や寸法、及びイオン源の動作圧力、ガス効率等は上記の各物理量を決定すれば必
ば必然的に決定され、それが実現可能かあるいは現在稼動中の装置の値と比較して、余りにかけ
離れたものでないかどうかを判断する事ができる。

3.1.1 入射加熱装置設計の制限要素

前述した各物理量が、定性的に考えて如何なる面から制限されるかを考察してみる。

(i) エネルギー回収系での総排気速度

本実験炉の中性粒子入射加熱装置に於ては、総排気速度は、 10^6 l/sec 程度に達するものと推定される。この様な膨大な排気速度を満足する方法としては、クライオポンプ、ゲッターポンプ等に限定される。

これ等の中で、寿命、真空の質、取扱いの容易さの面でクライオポンプが現在のところ最も優れており、各国で計画中の大型核融合実験装置の殆んどで採用されている。クライオポンプを使用する際に、その排気速度を制限する要因は、それに見合ったクライオパネルの面積を、装置構造上確保できるかどうかである。勿論、排気速度に見合ったコンダクタンスは十分に用意する必要がある。本設計では、 S_{total} としては 1.0×10^6 l/sec を一応の目安として設定する。

(ii) エネルギー回収系の圧力

エネルギー回収系の圧力 P_1 は、 S_{total} 、 l_1 と l_2 の割振り等と密接に関連し、独自の設定は
かなり困難である。従って、 P_1 をパラメータとして他の量を計算し、適当な組合せを選択する
方法を採用する事が賢明である。しかし、概略として下限は S_{total} 、上限はドリフト管での電
離損失により制限されると考えて良い。

トラス内の圧力 $P_2 = 1.0 \times 10^5$ Torr と現在稼動中の代表的な形式のイオン源の動作圧力
が $10^{-3} \sim 10^{-2}$ Torr 程度である事を考慮すると、 P_1 としては 10^{-4} Torr 付近で設計を行

う事が妥当である。

(iii) ビームラインの各部分の長さの割振り

$l_1 = 0$ の極限から $l_2 = 0$ のもう一方の極限まで変化し得るもので、最も設計の裕度が高い。中性化セル長 l_1 の下限としてはセル内で平衡又はそれに近い中性化を行い得る線密度を確保できるか否かに依存する。又、ドリフト管長 l_2 の上限はドリフト管での電離損失によって決まり、下限はトーラスへの許容ガス流入量によって制限される。

(iv) イオン源の引出し電流密度

現在常用されている大電流を引出し得るイオン源としては、Duo PIGatron, Berkeley型の二方式があるが、今だ発展段階であり、更に引出し電流の増大や、動作圧力の広範囲化、ガス効率の向上又は簡単な制御方法の発見が期待できる。従って本設計に於ては、他の量を概略決定し、しかる後にイオン源に要求される諸量を決定する方法を採用するが、引出し電極の冷却能力から j の上限がある程度制限される。Duo PIGatron, Berkeley型共にパルス運転で $0.2 \sim 0.5 \text{ A/cm}^2$ が現状であるから、直流運転の本実験炉では 0.1 A/cm^2 を目安とする。

(v) イオン源の分割個数

一ポートの入射量を2~3個の少数のイオン源で賄うとすると、単機当りの容量が膨大となり、それに見合う大容積のプラズマを用意する事は困難で、又、事故時の影響等も大きい。逆に余りに多数に分割する事は、引出し面積と周辺部の割合の減少で効率的ではないし、配線、配管も煩雑になる。現在運転中のイオン源の数倍程度の引出し面積に対応する分割数ならば、実験炉の中性粒子入射装置としては妥当であろう。

3.1.2 以下の各節では、上述の結果を考慮しつつ定量的な議論を行う。尚、入射パワーとしては45 MWとした。これは約36%の余裕を持たした事に対応する。

3.1.2 総排気速度とイオン源分割数

最初に、エネルギー回収系での総排気速度 S_{total} イオン源分割数 M との関係について考察してみる。Fig. 3.1に示す様にエネルギー回収室では中性化されないイオンビームのエネルギーを回収すると同時に、回収量に対応した流量とイオン源から流出する中性気体を排気しなければならない。

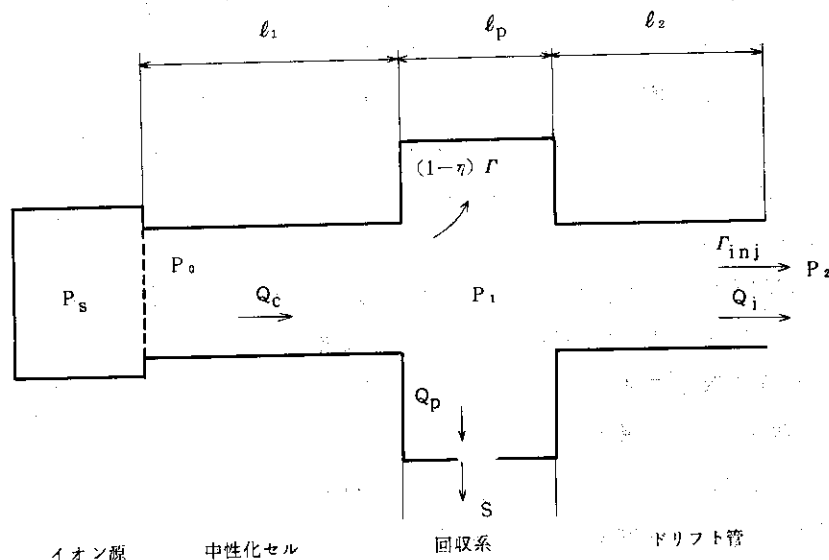


Fig. 3.1 入射装置概念図

Fig. 3.1 記号説明

P_S	イオン源動作圧力	(Torr)
P_0	イオン源引出し後圧力	(")
P_1	エネルギー回収系圧力	(")
P_2	トーラス内圧力	(")
Γ	イオンビーム等価流量	(Torr · ℓ/sec)
Q_C	室温の流出ガス流量	(")
Q_p	排気流量	(")
Q_i	トーラスへの流入ガス流量	(")
S	排気速度	(ℓ/sec)
l_1	中性化セル長	(cm)
l_p	エネルギー回収系長	(")
l_2	ドリフト管長	(")
η	等価電流効率	

一ポートを M 個のダクト及びイオン源に分割する。

$$Q_i = C_2 (P_1 - P_2)$$

$$Q_c = C_1 (P_0 - P_1)$$

$$Q_p = Q_c + (1 - \eta) \Gamma - Q_i$$

$$\Sigma = \frac{1}{2} (P_0 + P_1) l_1$$

$$S = \frac{Q_p}{P_1} = \frac{1}{P_1} [Q_c + (1 - \eta) \Gamma - Q_i]$$

$$S_{total} = M \cdot S$$

又、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 とすると、

$$\Gamma_{inj} = \frac{1}{M} \Gamma_0, \quad Q_i = \frac{1}{\eta_{inj}} \Gamma_{inj} = \frac{1}{M \eta_{inj}} \Gamma_0$$

$$\Gamma = \frac{1}{\eta} \Gamma_{inj} = \frac{1}{M \eta} \Gamma_0$$

又、ダクトのコンダクタンスは夫々

$$C_1 = \frac{K}{l_1}, \quad C_2 = \frac{K}{l_2}$$

と書かれる。以上の諸式より S_{total} を P_1 , l_1 , l_2 及び定数量で表示すると

$$\begin{aligned} S_{total} &= \frac{M}{P_1} \left[2C_1 \left(\frac{\Sigma}{l_1} - P_1 \right) + \frac{1-\eta}{\eta} \frac{\Gamma_0}{M} - \frac{\Gamma_0}{M \eta_{inj}} \right] \\ &= \frac{\Gamma_0}{P_1} \left[\frac{1}{\eta_{inj}} \left(2 \frac{l_2}{l_1} \frac{\Sigma/l_1 - P_1}{P_1 - P_2} - 1 \right) + \frac{1-\eta}{\eta} \right] \end{aligned}$$

となり、 η_{inj} が変わらないならば分割数 M には依存しない。ここで〔 〕内の第一項は冷たい中性気体の流量に、第二項はイオンビームが回収電極によってエネルギー回収された後の等価流量に対応している。

一方ダクトのコンダクタンスは、Fig. 3.2 に示す矩形導管の場合、次式で表わされる。

$$C = \frac{166.7}{\sqrt{M_i}} \alpha \frac{A^2}{2 H \ell} \quad (A = a b, \quad H = \frac{a + b}{2})$$

但し、 M_i は質量数 α は断面形状で決まる形状係数で 1.1~1.5 程度の値をとる。今、断面形状を相似形に保ち

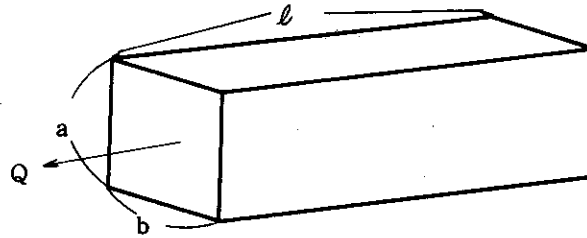


Fig. 3.2 ダクト形状

一辺を M 分割する。即ち $a' = a/M$, $b' = b/M$ で個数は M となる。この時一本のコンダクタンスは

$$A' = a' b' = A/M, \quad H' = (a' + b')/2 = H/\sqrt{M}$$

だから

$$C' = \frac{166.7}{\sqrt{M_i}} \alpha \frac{A'^2}{2 H' \ell} = \frac{1}{M^{3/2}} C$$

である。従って全コンダクタンスは

$$C'_{total} = M C' = \frac{1}{\sqrt{M}} C$$

となる。即ち、全コンダクタンスは分割数の平方根に逆比例する、従って $Q_i \frac{1}{\sqrt{M}}$ となり η_{inj} は分割数の平方根に比例する。

$$\left(\begin{array}{l} \frac{\Gamma_0}{\eta'_{inj}} = Q'_{i, total} = \frac{1}{\sqrt{M}} Q_{i, total} = \frac{1}{\sqrt{M}} \frac{\Gamma_0}{\eta_{inj}} \\ \rightarrow \eta'_{inj} = \sqrt{M} \eta_{inj} \end{array} \right)$$

逆に η_{inj} を一定にすると、断面形状を相似形に保って M 個の個数に分割する時、一辺は $M^{1/2}$ に分割しなければならない。ダクトの総面積は $M \times \frac{1}{M^{3/2}} = M^{-1/2}$ 倍となるので、イオン源の引出し電流密度を一定とすると、電極の Transparency を小さくしなければならない。

以上を要約すると、総排気速度 S_{total} は η_{inj} が一定であれば分割数 M には依存せず、引出し電流密度 j と Transparency を一定に保つと、

$$S_{\text{total}} = A_0 + \frac{B_0}{\sqrt{M}} \quad \text{但し } A_0, B_0 \text{ は定数}$$

の依存性を有する。

3.1.3 入射粒子効率 (η_{inj}), 回収系圧力 (P_1) とビームラインの長さの割振り (ℓ_1, ℓ_2)
 総排気速度 S_{total} は 3.1.2 で求めた。

$$S_{\text{total}} = \frac{\Gamma_0}{P_1} \left[\frac{1}{\eta_{\text{inj}}} \left(2 \frac{\ell_2}{\ell_1} \frac{\Sigma/\ell_1 - P_1}{P_1 - P_2} - 1 \right) + \frac{1-\eta}{\eta} \right]$$

ここで各変数を以下の様に無次元化する。

$$\pi = \frac{P_1}{P_2}, \quad \lambda = \frac{\ell_1}{\ell_0} \quad (\ell_0 = \ell_1 + \ell_2)$$

$$\sigma = \frac{\Sigma}{P_2 \ell_0}, \quad S_0 = \frac{\Gamma_0}{P_0}$$

この時

$$S_{\text{total}} = \frac{S_0}{\pi} \left[\frac{1}{\eta_{\text{inj}}} \left\{ 2 \frac{(1-\lambda) \left(\frac{\sigma}{\lambda} - \pi \right)}{\lambda (\pi-1)} - 1 \right\} + \frac{1-\eta}{\eta} \right]$$

冷い中性気体の流量をイオンビームの等価流量の ζ 倍 即ち $\zeta = \frac{Q_c - Q_i}{(1-\eta) \Gamma} = \frac{\eta}{1-\eta} \frac{S_{\text{total}}}{S_0} \pi - 1$

とすると,

$$\frac{1}{\eta_{\text{inj}}} \left\{ 2 \frac{(1-\lambda) \left(\frac{\sigma}{\lambda} - \pi \right)}{\lambda (\pi-1)} - 1 \right\} = \zeta \frac{1-\eta}{\eta}$$

これより規格された中性化セル長 λ に対する二次方程式が得られる。

$$\frac{\pi}{\sigma} \left(1 - \Omega \frac{\pi-1}{2\pi} \right) \lambda^2 - \left(1 + \frac{\pi}{\sigma} \right) \lambda + 1 = 0$$

$$\text{但し } \Omega = 1 + \zeta \frac{1-\eta}{\eta} \eta_{\text{inj}}$$

故に λ は $0 \leq \lambda \leq 1$ を考慮すると

$$(i) \quad 1 - \Omega \frac{\pi-1}{2\pi} \neq 0 \quad \text{即ち} \quad \eta_{\text{inj}} \neq \frac{S_0}{S_{\text{total}}} \frac{\pi+1}{(\pi-1)(\pi-\alpha)}$$

のとき

$$\lambda = \frac{1}{\frac{2\pi}{\sigma} \left(1 - \Omega \frac{\pi-1}{2\pi} \right)} \left[1 + \frac{\pi}{\sigma} - \sqrt{\left(1 + \frac{\pi}{\sigma} \right)^2 - \frac{4\pi}{\sigma} \left(1 - \Omega \frac{\pi-1}{2\pi} \right)} \right]$$

$$(ii) \quad 1 - \Omega \frac{\pi-1}{2\pi} = 0 \quad \text{即ち} \quad \eta_{\text{inj}} = \frac{S_0}{S_{\text{total}}} \frac{\pi+1}{(\pi-1)(\pi-\alpha)}$$

のとき

$$\lambda = \frac{1}{1 + \frac{\pi}{\sigma}}$$

と得られる。但し $\alpha = \frac{S_0}{S_{total}} \frac{1-\eta}{\eta}$ である。

$P_2 = 1.0 \times 10^{-5}$ Torr, $\Sigma = 0.48$ Torr·cm, $l_0 = 650$ cm, $\Gamma_0 = 5.457$ Torr·ℓ/sec
 で, η としては 0.136 と 0.147 S_{total} としては 1.0×10^6 ℓ/sec の場合についての計算結果を Fig. 3.3 ~ Fig. 3.10 に示す。

以上の結果から, $\eta = 0.136$, $S_{total} = 1.0 \times 10^6$ ℓ/sec の場合について, 代表的な組合せ例を Table 3.1 に示す。

Table 3.1 代表的な組合せ例

P_1 ζ \ η_{inj}	0.5	1.0	1.5	2.0
5.0×10^{-5} 0.44	0.939 6.10	0.910 5.91	0.883 5.74	0.860 5.59
7.0×10^{-5} 1.02	0.861 5.60	0.793 5.16	0.742 4.82	0.701 4.56
1.0×10^{-4} 1.60	0.761 4.95	0.667 4.34	0.605 3.93	0.560 3.64

上段 l , 下段 l_1 (m)

ドリフト管の長さとしては, 遮蔽の厚さ 60 cm を考慮すると最低 1 m 程度は必要である。従って, 中性化セル長 (l_1) の上限は 5.5 m 程度と考えられる。

Table 3.1 に拠れば $P_1 = 5.0 \times 10^{-5}$ Torr では $S_{total} \approx 10^6$ ℓ/sec 程度の排気速度の構造は事実上不可能であると言える。表中で太枠で囲った範囲が実現可能値である。今までの記述で $\eta = 0.136$ と 0.147 は夫々ダクト内にビームの 90% × 95% 及び 95% × 95% を通過させる場合の等価電流効率である。

3.1.4 引出し電流密度とイオン源分割数

一ポート当りの全引出し電流を J_e (A), 電極の Transparency の逆数を f とする。例えば 40% Transparency の場合 $f = \frac{1}{0.4} = 2.5$ である。この時, ダクト断面積 A は次式で表わされる。

$$j A = \frac{f J_e}{M}$$

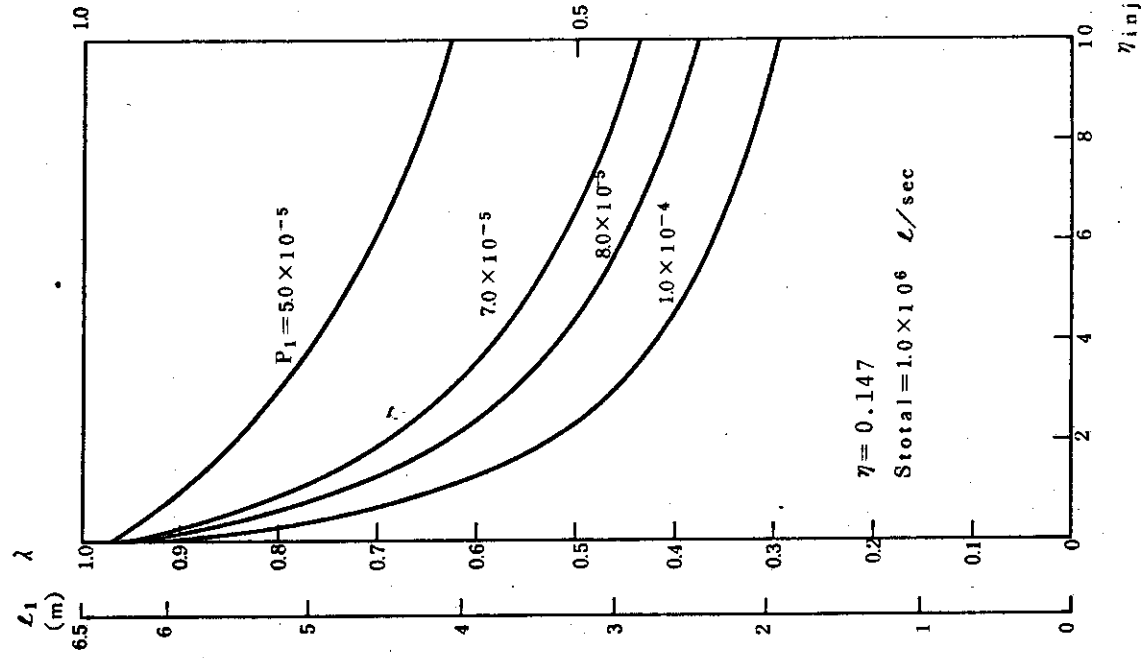


Fig. 3.4 中性化セル長と入射粒子効率の関係

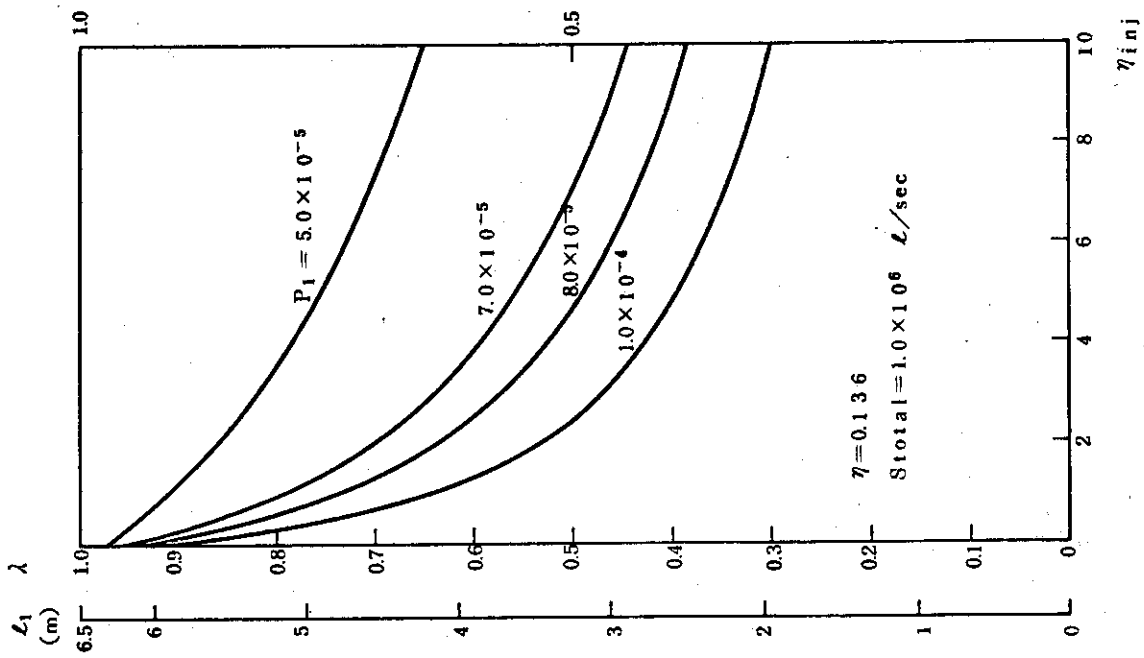


Fig. 3.3 中性化セル長と入射粒子効率の関係

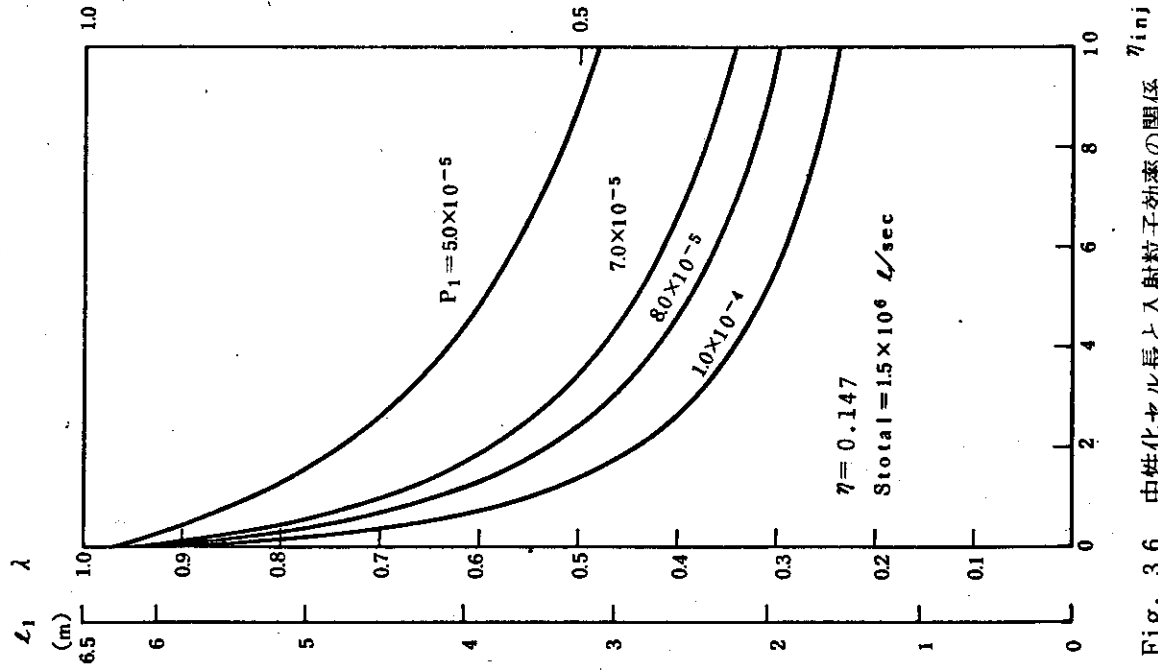


Fig. 3.6 中性化セル長と入射粒子効率の関係

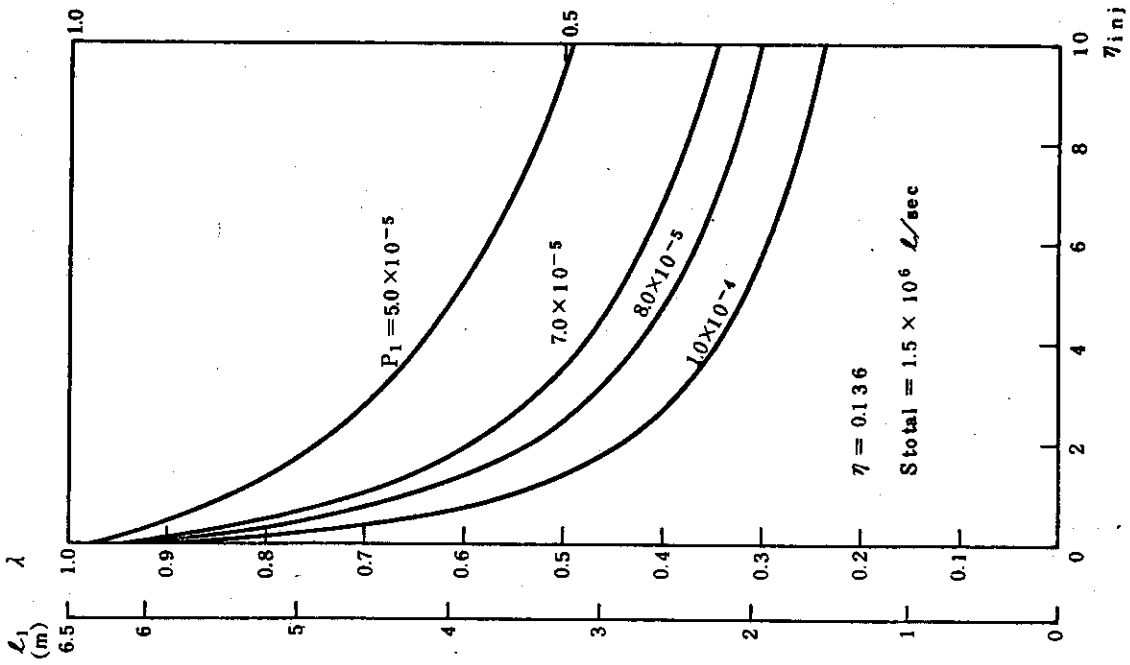


Fig. 3.5 中性化セル長と入射粒子効率の関係

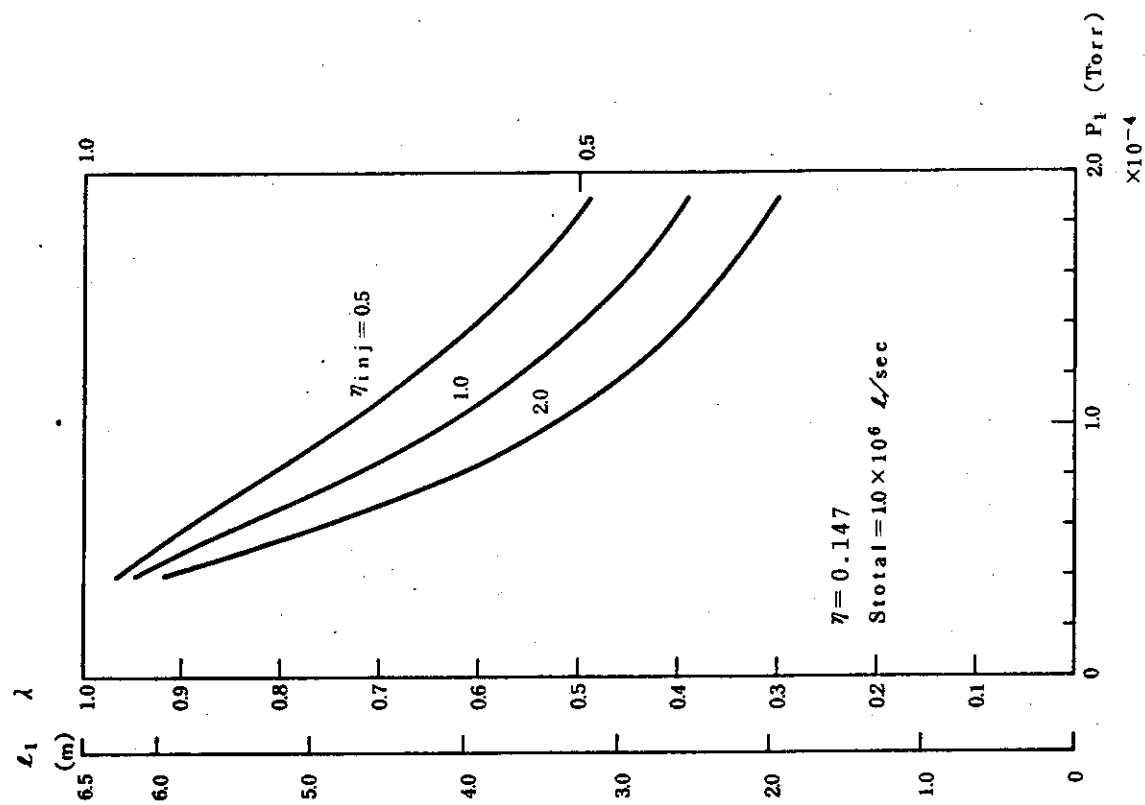


Fig. 3.8 中性化セル長と回収系圧力の関係

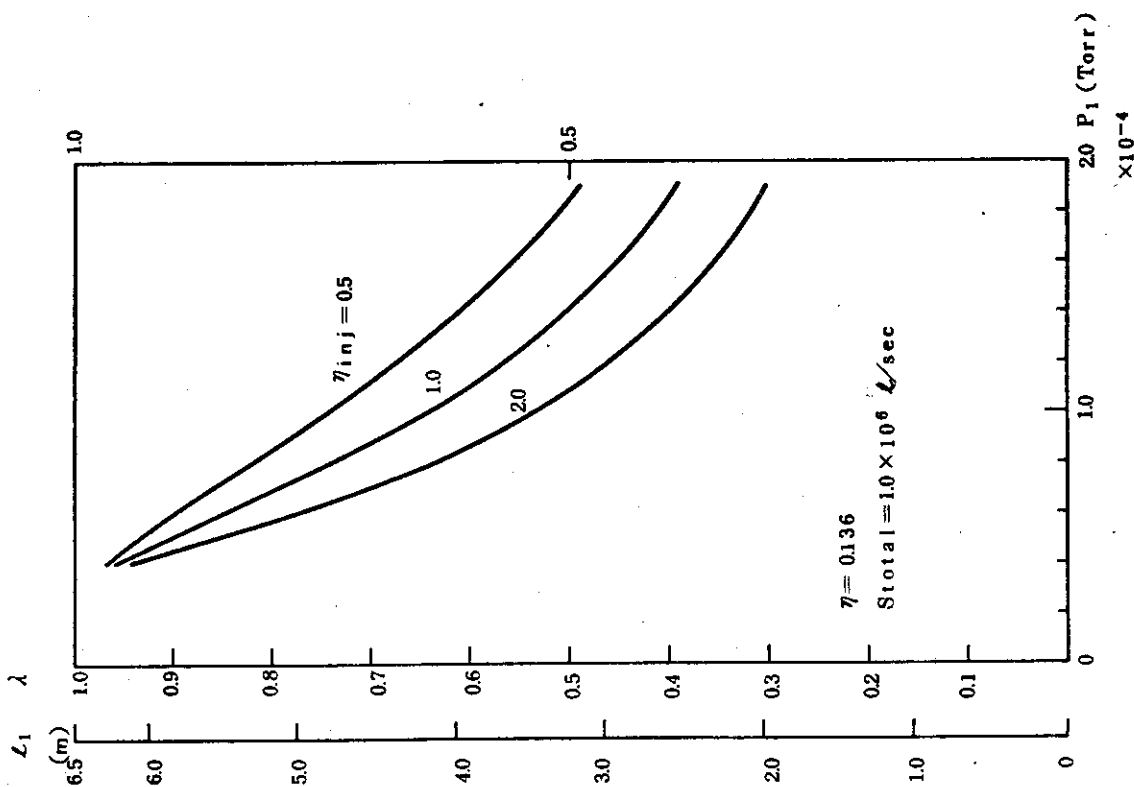


Fig. 3.7 中性化セル長と回収系圧力の関係

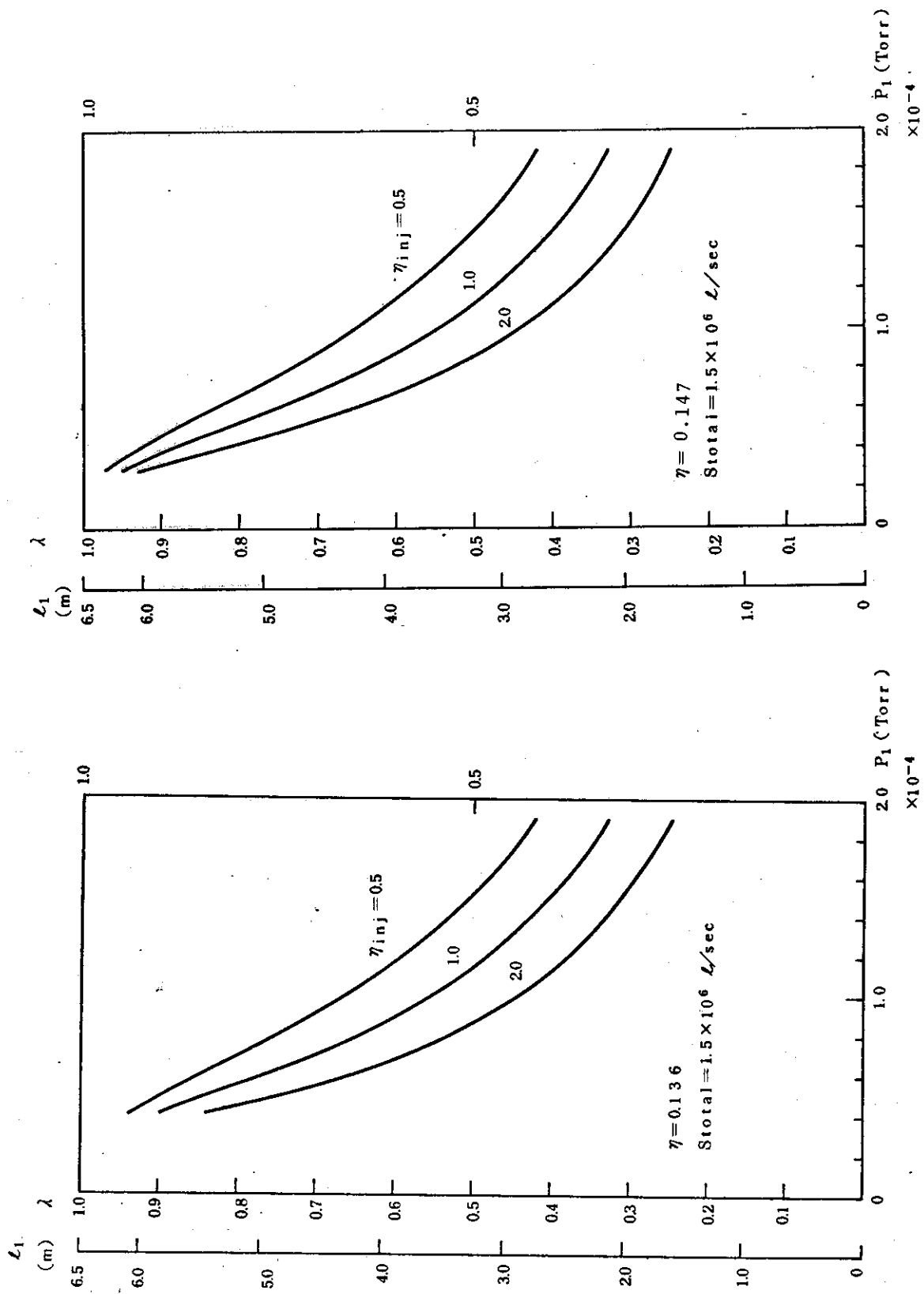


Fig. 3.10 中性化セル長と回収系圧力の関係

Fig. 3.9 中性化セル長と回収系圧力の関係

一方、矩形導管の場合、トラスへのガス流入量は次の様になる (Fig. 3.2 参照)

$$\begin{aligned} Q_i &= C_2 (P_1 - P_2) \\ &= C_0' \frac{A^2}{H \ell_2} (P_1 - P_2) \quad (C_0' = \frac{166.7}{2\sqrt{M_i}} \alpha) \\ &= C_0' (f J_e)^2 \frac{P_1 - P_2}{M^2 j^2 H \ell_2} \end{aligned}$$

$$Q_i = \frac{\Gamma_{inj}}{\eta_{inj}} = \frac{\Gamma_0}{M \eta_{inj}}$$

従って

$$j^2 H = C_0' (f J_e)^2 \eta_{inj} \frac{P_1 - P_2}{M \ell_2 \Gamma_0}$$

$A = ab$, $H = \frac{1}{2}(a + b)$ だから a , b は次式の解として得られる。

$$x^2 - 2Hx + A = 0$$

前式が実根を有する条件より j , M 等の間に束縛条件が成立する。即ち $H^2 - A \geq 0$ より

$$\left[C_0' (f J_e)^2 \eta_{inj} \frac{P_1 - P_2}{M \ell_2 \Gamma_0} \frac{1}{j^2} \right]^2 \geq f J_e \frac{1}{M_j}$$

よって

$$M \leq C_0'^2 (f J_e)^3 \eta_{inj}^2 \frac{(P_1 - P_2)^2}{\ell_2^2 \Gamma_0^2} \frac{1}{j^3}$$

ここで j , A , H を次の様に規格化する。

$$\begin{aligned} j' &= j/j_0 \quad (j_0 = 0.1 \text{ A/cm}^2) \\ A' &= A/A_0 \quad A_0 = f J_e/j_0 \\ H' &= H/H_0 \quad H_0 = A_0^{1/2} = (f J_e/j_0)^{1/2} \end{aligned}$$

この時 M は

$$M \leq \frac{C_0'^2}{S_0^2} \eta_{inj}^2 \left(\frac{\pi-1}{1-\lambda} \right)^2 \frac{1}{j'^3}$$

$$\text{但し } C_0 = C_0' \frac{A_0^2}{H_0 \ell_0} = \frac{166.7}{2\sqrt{M_i}} \alpha \left(\frac{f J_e}{j_0} \right)^{3/2} \frac{1}{\ell_0}$$

$f = 2.5$ の場合について、 λ は Table 3.1 の値を用いて $j = 0.025, 0.05, 0.1, 0.2$ A/cm² の時の M の最大値を Table 3.2 に示す。

$$C_0 = \frac{166.7}{2 \times 2} \times 1.2 \times \left(\frac{2.5 \times 413.6}{0.1} \right)^{3/2} \times \frac{1}{650}$$

$$= 8.096 \times 10^4 \quad \ell/\text{sec}$$

$$S_0 = 5.457 \times 10^5 \quad \ell/\text{sec}$$

Table 3.2 最大イオン源分割数

		P_1 : Torr			
$j = 0.025 \text{ A/cm}^2$	$P_1 \backslash \eta_{inj}$	0.5	1.0	1.5	2.0
		5.0×10^{-5}	1511	2778	3698
	7.0×10^{-5}	655	1181	1711	2265
	1.0×10^{-4}	498	1027	1642	2353

$j = 0.05 \text{ A/cm}^2$	$P_1 \backslash \eta_{inj}$	0.5	1.0	1.5	2.0
		5.0×10^{-5}	188	347	462
	7.0×10^{-5}	81	147	213	283
	1.0×10^{-4}	62	128	205	294

$j = 0.1 \text{ A/cm}^2$	$P_1 \backslash \eta_{inj}$	0.5	1.0	1.5	2.0
		5.0×10^{-5}	23	43	57
	7.0×10^{-5}	10	18	26	35
	1.0×10^{-4}	7	16	25	36

$j = 0.2 \text{ A/cm}^2$	$P_1 \backslash \eta_{inj}$	0.5	1.0	1.0	2.0
		5.0×10^{-5}	2	5	7
	7.0×10^{-5}	1	2	3	4
	1.0×10^{-4}	0	2	3	4

$j = 0.025 \text{ A/cm}^2$, に対しては, イオン源の許容分割数は現実には無制限と考えて良い。又, 0.2 A/cm^2 では分割は極めて少数にしか許されない。

ζ 及び f への依存性を調べてみる。 ζ 又は $1/\zeta$ が小さくなると, 夫々 λ 即ち ℓ_1 と C_0 が増大する為, M の最大値は増大する (ζ 小 $\rightarrow S_{total}$ 小)。分割数を最大値付近に選ぶ事は, ダクト断面としては正方形に近い形状を選ぶ事に対応するので, 本実験炉の場合の様に比較的に横方向への拡がりの制限が厳しい場合には好ましいとは言えない。

以上の考察より, $S_{total} \approx 10^6 \ell/\text{sec}$, $j = 0.1 \text{ A/cm}^2$, $j = 2.5$ とすると, 配列の容易さ及び多様さを考慮すると, $M = 12$ とするのが有利である。

比較の為に $M = 12$ と $M = 15$ の場合について, 実現可能な範囲について断面形状を計算した結果を Table 3.3 に示す。

Table 3.3 ダクト断面形状の代表例

M=12

$P_1 \backslash \eta_{inj}$	1.0	1.5	2.0
5.0×10^{-5}	1033 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

M=15

$P_1 \backslash \eta_{inj}$	1.0	1.5	2.0
5.0×10^{-5}	80.80 7.19	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

断面の単位は cm, P_1 は Torr

3.1.5 イオン源動作圧力とガス効率

イオン源の動作圧力 P_s とガス効率 ϵ は, 引出し電極のコンダクタンス $C_{e, total}$, 流出ガス量 Q_c 及び引出し直後の圧力 P_0 が決まれば決定できる。

スリット面積を A_e , 加速段数を N 段とすると,

$$C_{e, total} = \frac{62.5}{\sqrt{M_i}} A_e \frac{1}{N+2}$$

$$= \frac{62.5}{\sqrt{M_i}} \frac{J_e}{jM} \frac{1}{N+2}$$

である。従ってイオン源の動作圧力は

$$P_s = Q_c \left(\frac{1}{C_{e, total}} + \frac{1}{C_1} \right) + P_1$$

$$= C_1 \cdot 2 \left(\frac{\Sigma}{\ell_1} - P_1 \right) \left(\frac{1}{C_{e, total}} + \frac{1}{C_1} \right) + P_1$$

$$= 2 \frac{\Gamma_0 / M \eta_{inj}}{P_1 - P_2} \frac{\ell_2}{\ell_1} \left(\frac{\Sigma}{\ell_1} - P_1 \right) \left(\frac{1}{C_{e, total}} + \frac{\ell_1}{\ell_2} \frac{P_1 - P_2}{\Gamma_0 / M \eta_{inj}} \right) + P_1$$

他方, ガス効率は次式で定義される。

$$\xi = \frac{\Gamma}{\Gamma + Q_c} = \frac{1}{1 + Q_c / \Gamma}$$

ところで

$$\frac{Q_c - Q_i}{(1-\eta)\Gamma} = \zeta \quad \frac{Q_c}{\Gamma} = (1-\eta)\zeta + \frac{Q_i}{\Gamma}$$

$$Q_i = \frac{\Gamma_{inj}}{\eta_{inj}}, \quad \Gamma = \frac{\Gamma_{inj}}{\eta}$$

であるから

$$\frac{Q_c}{\Gamma} = (1-\eta)\zeta + \frac{\eta}{\eta_{inj}}$$

よって

$$\xi = \frac{1}{1 + (1-\eta)\zeta + \frac{\eta}{\eta_{inj}}} = \frac{1}{\eta} \frac{1}{\frac{S_{total}}{S_0} \pi + \frac{1}{\eta_{inj}} + 1}$$

$$\pi_s = \frac{P_s}{P_2}, \quad Q_0 = P_2 \times \frac{625}{\sqrt{M_i}} \frac{J_e}{0.1} \text{ とすると}$$

$$\pi_s = \frac{2\Gamma_0}{Q_0} j (N+2) \frac{1}{\eta_{inj}} \frac{1-\lambda}{\lambda} \frac{\frac{\sigma}{\lambda} - \pi}{\pi-1} + 2 \frac{\sigma}{\lambda} - \pi$$

ガス効率 ξ と規格化されたイオン源圧力 π_s の振舞を簡単に調べてみる。回収系圧力 π 及び入射粒子効率の変化範囲は $\pi > 1$, $\eta_{inj} > 0$ である。

(i) η_{inj} をパラメータとする時

$\pi \rightarrow 1$ と $\pi \rightarrow \infty$ の極限について吟味してみる。

$$\pi \rightarrow 1 \text{ のとき } \Omega \rightarrow 1 + \eta_{inj} \left[\frac{S_{total}}{S_0} - \frac{1-\eta}{\eta} \right]$$

先ず λ は

$$\lambda \sim \frac{\sigma}{2\pi} \left(1 + \Omega \frac{\pi-1}{2\pi} \right) \left[1 + \frac{\pi}{\sigma} - \sqrt{\left(1 - \frac{\pi}{\sigma} \right)^2 + 2\Omega \frac{\pi-1}{\sigma}} \right]$$

$$\simeq \frac{\sigma}{2\pi} \left(1 + \Omega \frac{\pi-1}{2\pi} \right) \left[1 + \frac{\pi}{\sigma} - \left(1 - \frac{\pi}{\sigma} \right) \left\{ 1 + \Omega \frac{\pi-1}{\sigma} \right\} \right]$$

$$\simeq 1 - \frac{\Omega}{2\sigma} \frac{1}{1 - \frac{\pi}{\sigma}} (\pi-1)$$

従って $\lambda \rightarrow 1$ 及び

$$\frac{1-\lambda}{\pi-1} \rightarrow \frac{\Omega_{\pi \rightarrow 1}}{2(\sigma-1)} = \frac{\eta_{inj}}{2(\sigma-1)} \left[\frac{1}{\eta_{inj}} + \frac{S_{total}}{S_0} - \frac{1-\eta}{\eta} \right]$$

となる。又、 ξ 、 π_s は夫々

$$\xi \rightarrow \frac{1}{\eta} \frac{1}{\frac{S_{total}}{S_0} + \frac{1}{\eta_{inj}} + 1}$$

$$\pi_s \rightarrow 2 \frac{\Gamma_0}{Q_0} j' (N+2) \frac{1}{\eta_{inj}} \frac{\eta_{inj}}{2(\sigma-1)} \left[\frac{1}{\eta_{inj}} + \frac{S_{total}}{S_0} - \frac{1-\eta}{\eta} \right]$$

$$\times (\sigma-1) + 2\sigma-1$$

$$= \frac{\Gamma_0}{Q_0} j' (N+2) \left[\frac{1}{\eta_{inj}} + \frac{S_{total}}{S_0} - \frac{1-\eta}{\eta} \right] + 2\sigma-1$$

となる。 η_{inj} が大のとき π_s ($\pi \rightarrow 1$) は小となる。

上式の各項の大きさを比較すると、 η_{inj} が極端に 0 に近くない場合には 2σ の項が一桁以上大きい。従って $\pi_s \rightarrow 2\sigma \simeq 147.7$ ($P_s \rightarrow 1.477 \times 10^{-3}$ Torr) として良い。即ちイオン源圧力には、中性化セルの必要線密度 (Σ) トーラス内圧力 (P_2)、及び中性化セルとドリフト管の長さの和 (ℓ_0) を決めると、物理的に可能な最低値が存在する。一方、イオン源のガス効率は一定値に近ずき、この値は入射粒子率 η_{inj} が大きい程大となる。

$\pi \rightarrow \infty$ のとき

$$\Omega \sim \frac{S_{total}}{S_0} \eta_{inj} \pi \rightarrow \infty, \quad \lambda \sim \frac{1}{\pi} \rightarrow 0$$

$$\pi_s \sim \frac{1}{\lambda} \rightarrow \infty \quad \xi \sim \frac{S_0}{S_{total}} \frac{1}{\eta} \frac{1}{\pi} \rightarrow 0$$

即ち、 $\pi \rightarrow \infty$ のとき、イオン源のガス効率 (ξ) は 0 に近ずきイオン源の動作圧力 (P_s) は逆に ∞ となる。従って、イオン源としては最も効果的でない使用法である。

$\pi \rightarrow 1$ 及び $\pi \rightarrow \infty$ の極限の様子から、 η_{inj} をパラメータとすると、横軸に π_s 、縦軸に ξ をとった平面では右下りの曲線となる。又、 η_{inj} の変化に対しては大幅な変化はない。

(ii) π をパラメータとする時

$\eta_{inj} \rightarrow 0$ と $\eta_{inj} \rightarrow \infty$ の極限について吟味してみる。

○ $\eta_{inj} \rightarrow 0$ のとき $\Omega \rightarrow 1$

$$\xi \sim \frac{1}{\eta} \eta_{inj} \rightarrow 0$$

$\pi = 5 \sim 20$ 程度では $\pi/\sigma < 1$ であり、この時

$$\lambda \rightarrow \frac{\pi}{\pi+1}$$

従って

$$\begin{aligned}\pi_s &\sim 2 \frac{\Gamma_0}{Q_0} j' (N+2) \frac{1}{2} \frac{(\pi+1) \sigma - \pi^2}{\eta_{inj} \pi^2 (\pi-1)} + 2\sigma \frac{\pi+1}{\pi} - \pi \\ &\simeq 2 \frac{\Gamma_0}{Q_0} j' (N+2) \frac{\sigma - \pi}{\pi^2} \frac{1}{\eta_{inj}} + 2\sigma - \pi \rightarrow \infty\end{aligned}$$

即ち、 $\pi = 5 \sim 20$ 程度では $\eta_{inj} \rightarrow 0$ の極限で、イオン源のガス効率と動作圧力の間には、ほぼ

$$\pi_s \simeq 2 \frac{\Gamma_0}{Q_0} j' (N+2) \frac{\sigma - \pi}{\pi^2 \eta} \frac{1}{\xi} + 2\sigma - \pi$$

の関係（双曲線）が成立する。

○ $\eta_{inj} \rightarrow \infty$ のとき

$$\Omega \sim \left[\frac{S_{total}}{S_0} \pi - \frac{1-\eta}{\eta} \right] \eta_{inj} \rightarrow \infty$$

$$\xi \rightarrow \frac{1}{\eta} \frac{1}{\frac{S_{total}}{S_0} \pi - 1}$$

$$\lambda \sim \frac{\sigma}{\pi-1} \frac{1}{\Omega} \left[\frac{2(\pi-1)}{\sigma} \Omega \right]^{1/2}$$

$$\simeq \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi-1}} \left/ \left(\frac{S_{total}}{S_0} \pi - \frac{1-\eta}{\eta} \right) \eta_{inj}^{-1/2} \right. \rightarrow 0$$

従って

$$\begin{aligned}\pi_s &\sim 2 \frac{\Gamma_0}{Q_0} j' (N+2) \frac{1}{\eta_{inj}} \frac{\sigma}{\pi-1} \frac{\pi-1}{2\sigma} \left(\frac{S_{total}}{S_0} \pi - \frac{1-\eta}{\eta} \right) \eta_{inj} \\ &\quad + \sqrt{2\sigma(\pi-1)} \left(\frac{S_{total}}{S_0} \pi - \frac{1-\eta}{\eta} \right) \eta_{inj}^{1/2} - \pi \\ &= \frac{\Gamma_0}{Q_0} j' (N+2) \left(\frac{S_{total}}{S_0} \pi - \frac{1-\eta}{\eta} \right) - \pi \\ &\quad + \sqrt{2\sigma(\pi-1)} \left(\frac{S_{total}}{S_0} \pi - \frac{1-\eta}{\eta} \right) \eta_{inj}^{1/2} \rightarrow \infty\end{aligned}$$

即ち、動作力 (P_s) は ∞ となるが、ガス効率 (ξ) は一定値を有する。又、この値は、回収系圧力 (P_1) が大きい程小さい。 $\eta_{inj} \rightarrow 0$, $\eta_{inj} \rightarrow \infty$ の両方の極限に対して $\pi_s \rightarrow \infty$ となる事から、 $\pi_s - \xi$ 空間では、 $\pi (P_1)$ をパラメータとする時 π_s はある ξ に対して最小値を有する。

以上の検討の結果、イオン源の動作圧力 (P_s) とガス効率とは、概略 Fig. 3.11 の如き関係を有する。

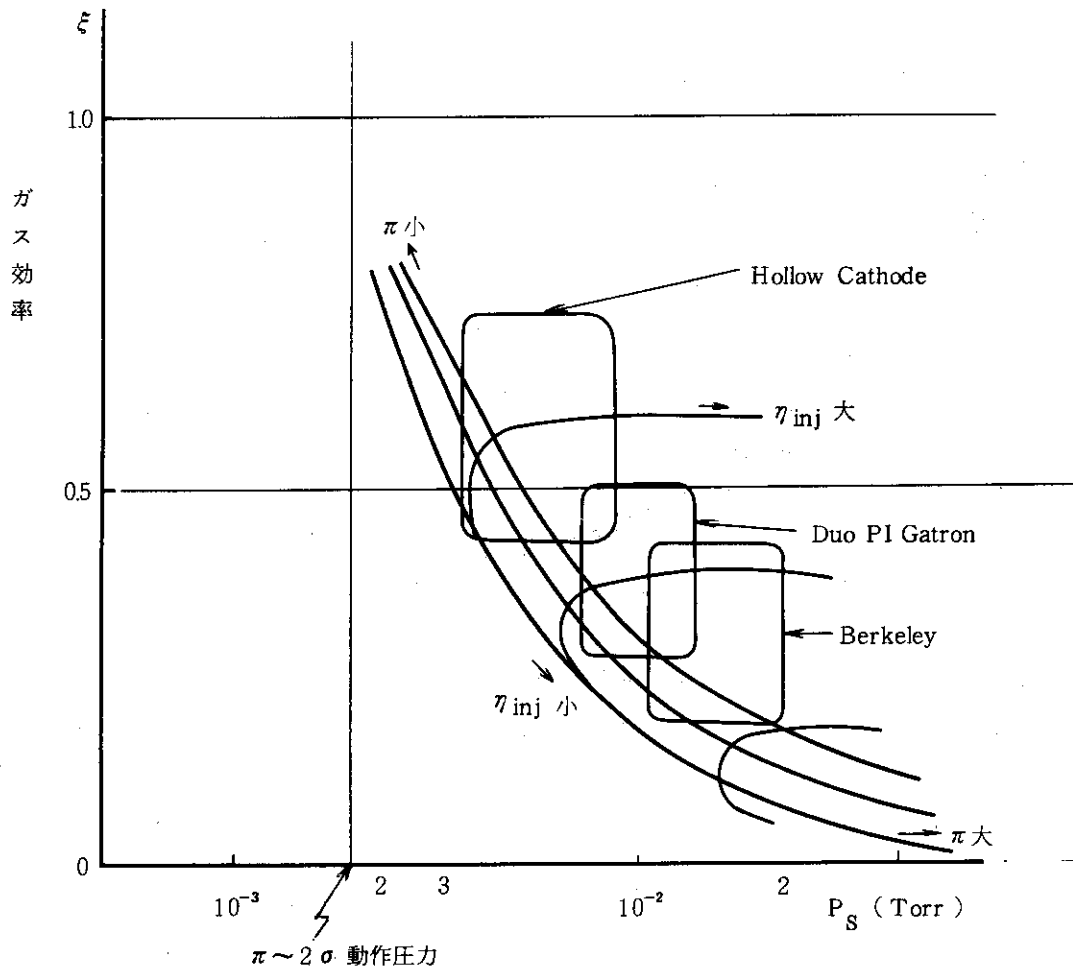


Fig. 3.11 イオン源動作圧力とガス効率

同時に、現在使用されている各種イオン源の動作領域を示してある。本設計では、後述する様に引出し電極の冷却能力の面から、できるだけ動作圧力を小さくする様にした。従って、Hollow Cathode 型のイオン源が最適である。 η_{inj} をパラメータとして P_1 (π) を変化した場合の P_s と ξ の関係及び P_1 をパラメータとして η_{inj} を変化した場合の P_s と ξ との関係を図. 3.12 ~ Fig. 3.15 に示す。

Fig. 3.12 と Fig. 3.14, 及び Fig. 3.13 と Fig. 3.15 を比較すると、入射粒子効率 η_{inj} を一定とした場合のイオン源動作圧力 P_s とガス効率 ξ の間の関係は、 S_{total} を 1.5 倍変化しても殆んど変化はない。逆に、回収系圧力 P_1 を一定とした場合、 S_{total} を増加すると、ガス効率は逆比例的に減少し、イオン源動作圧力は増大する。3.1.3 で述べた様に、ビームラインの構造上から、 $P_1 \geq 7.0 \times 10^{-5}$ Torr, $\eta_{inj} \geq 1.0$ の領域が実現可能範囲であるが、 $S_{total} = 1.0 \times 10^6$ $\mu\text{g}/\text{sec}$ では $\xi \leq 0.5$, $P_s \geq 4.0 \times 10^{-2}$ Torr がこれに対応する。イオン源の引出し電極への熱入力を減少する観点からはできるだけイオン源動作圧力を小さくしたい。ガス効率を悪く

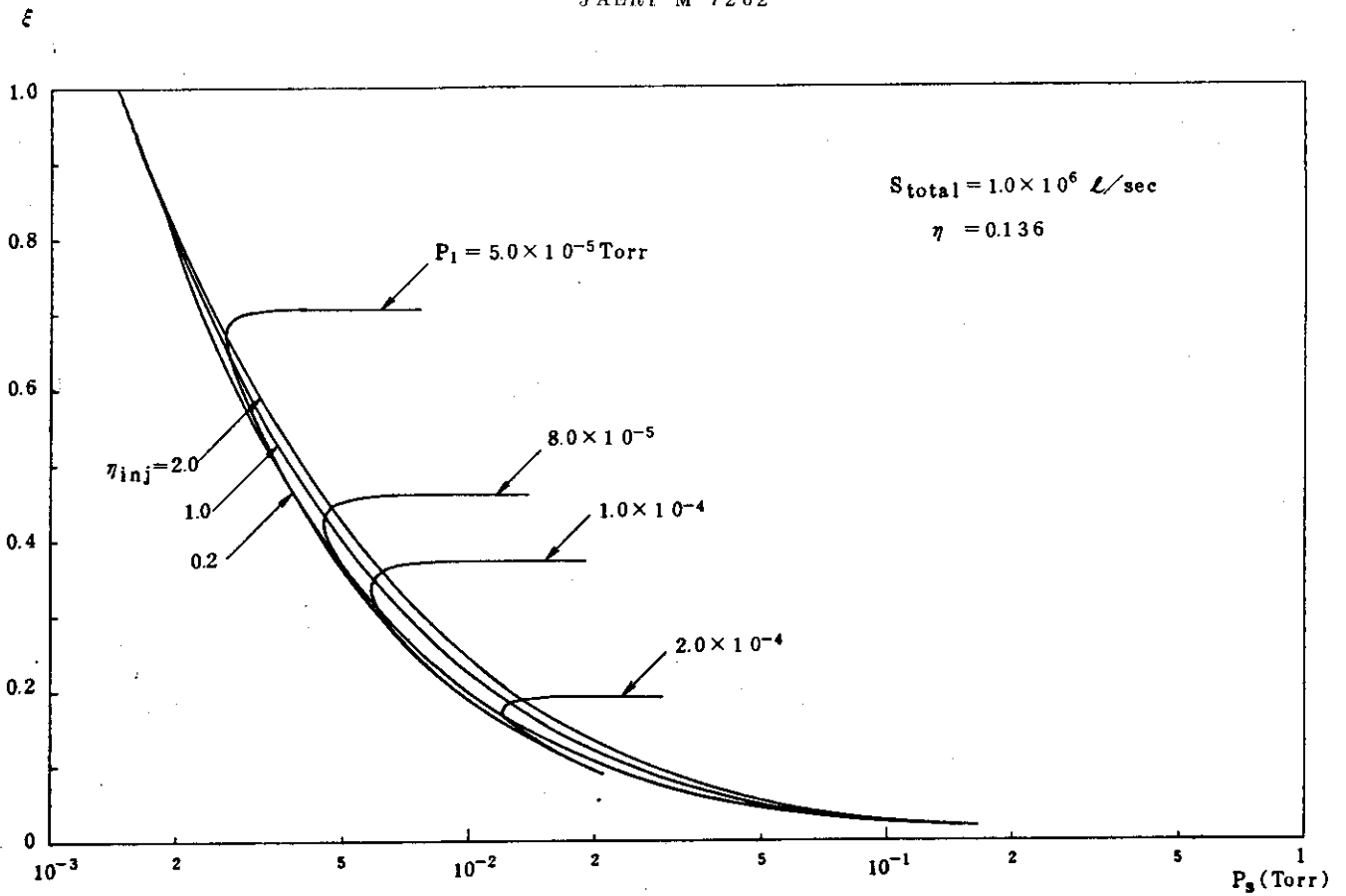


Fig. 3.12 イオン源動作圧力とガス効率

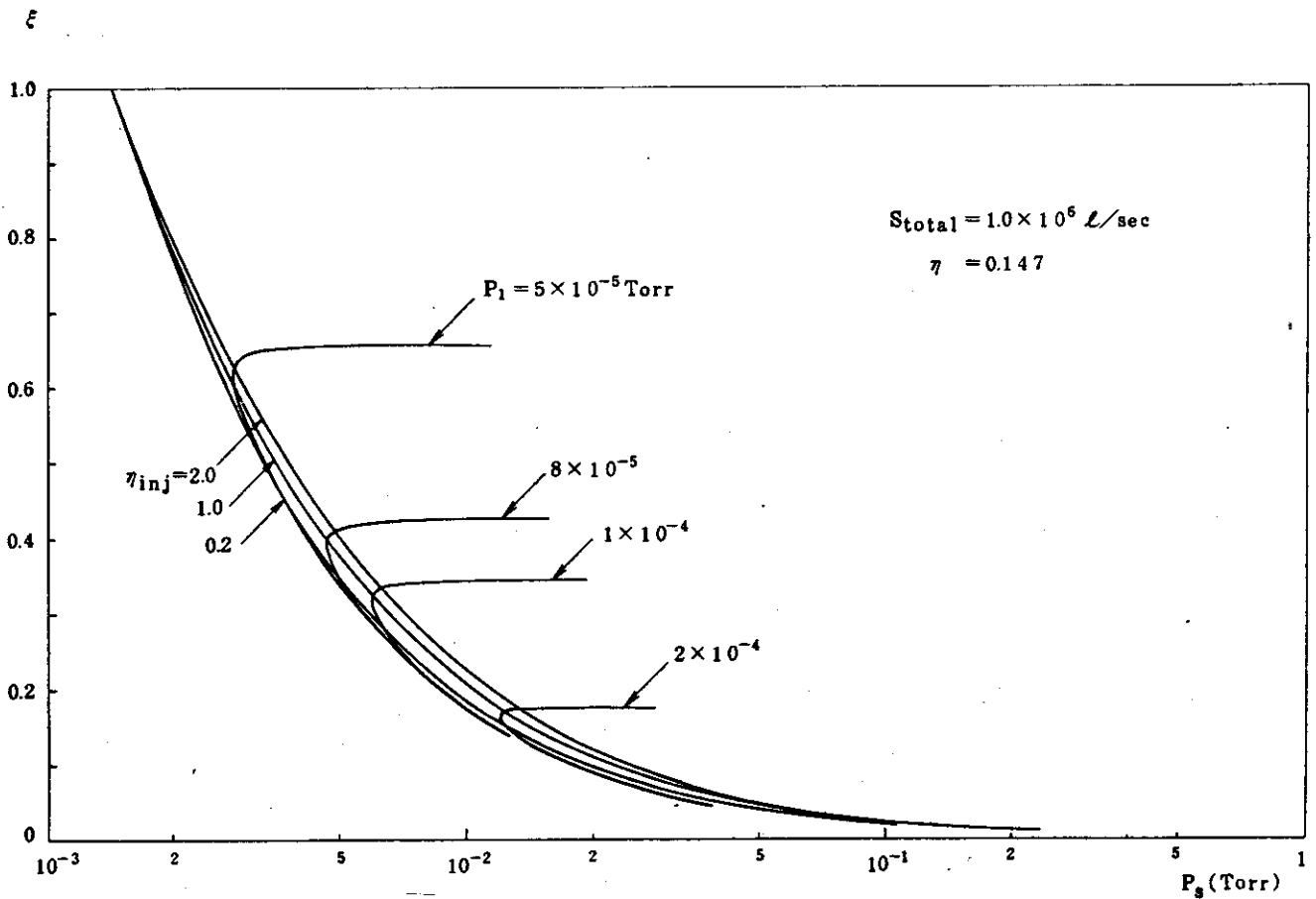


Fig. 3.13 イオン源動作圧力とガス効率

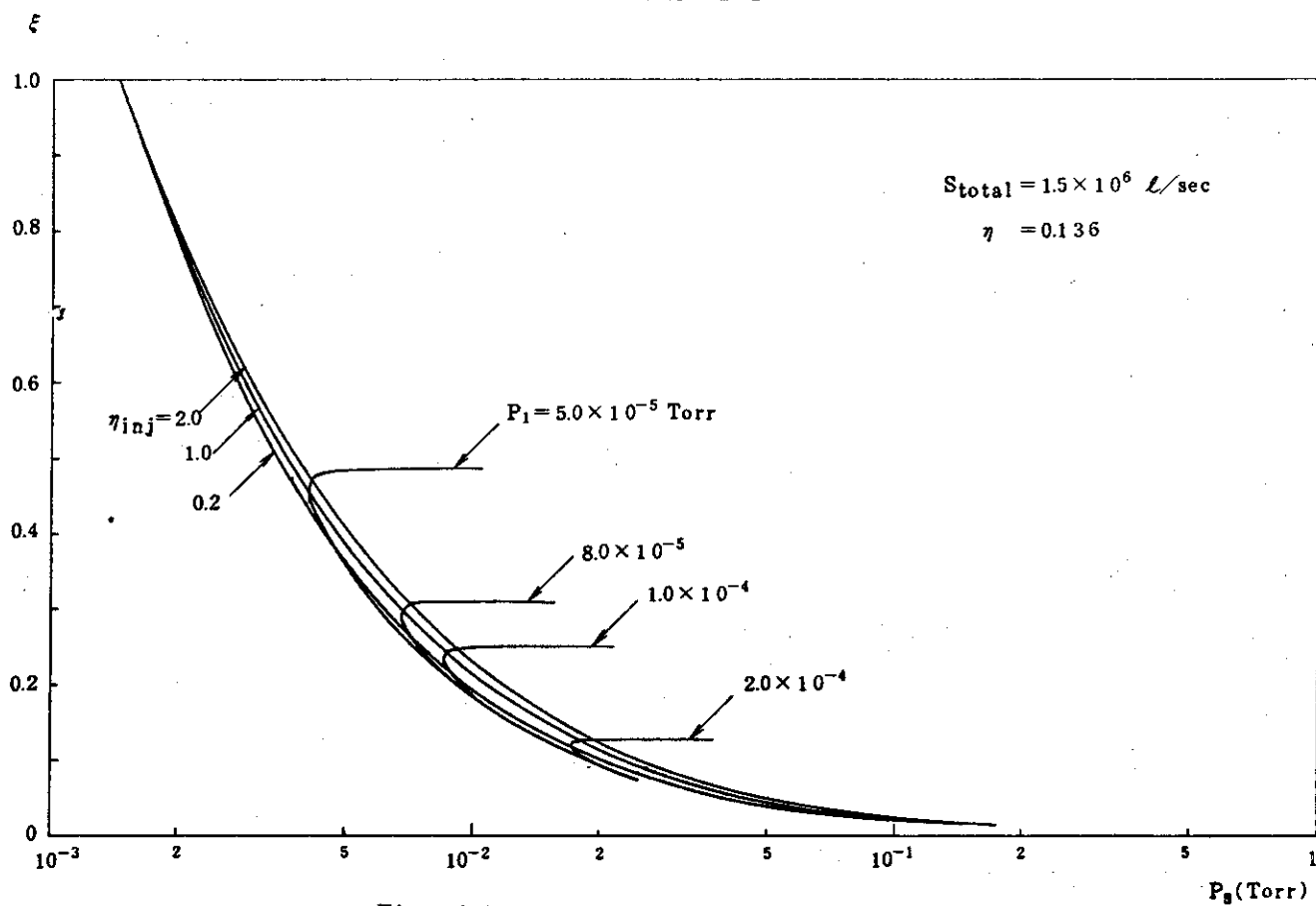


Fig. 3.14 イオン源動作圧力とガス効率

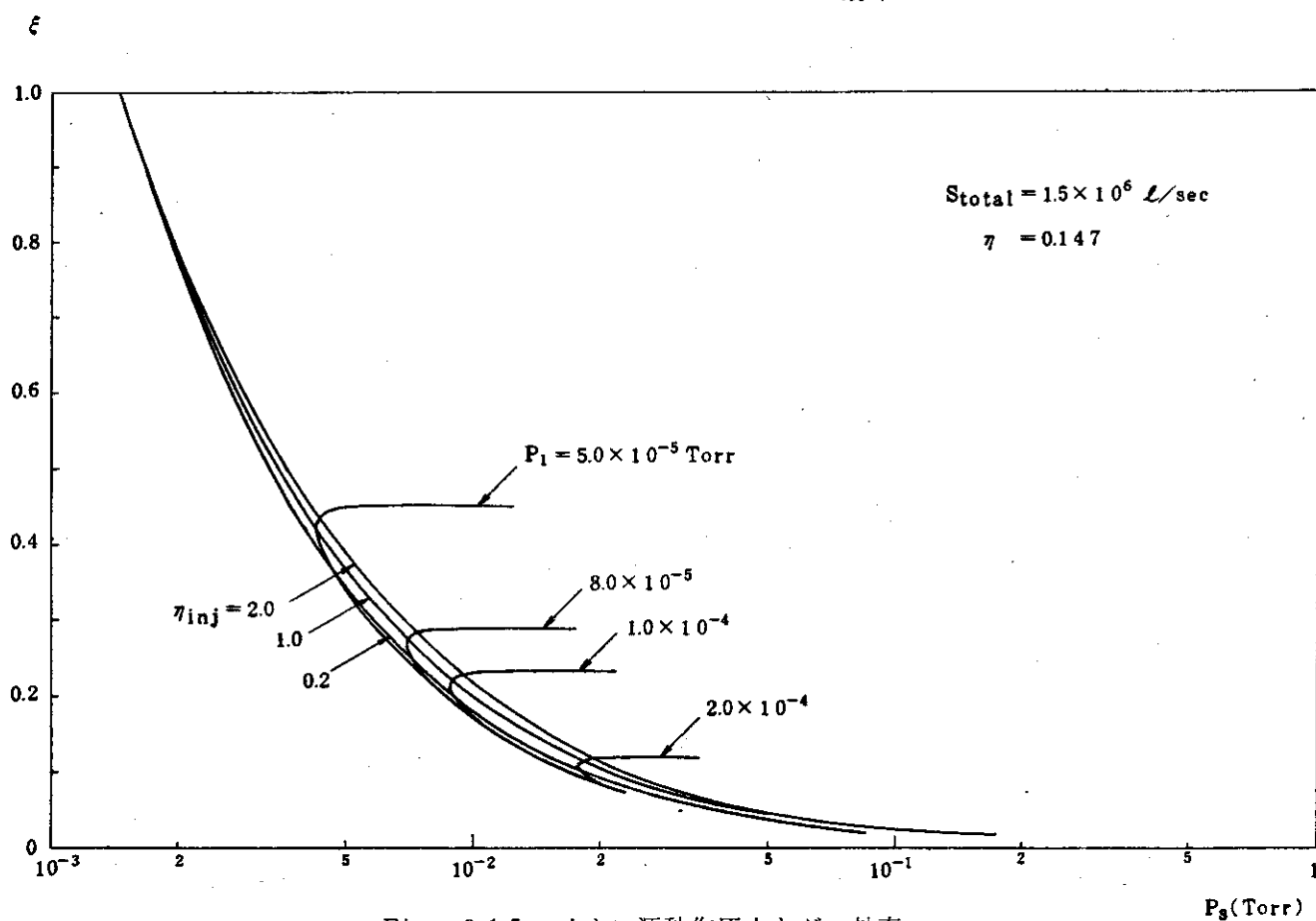


Fig. 3.15 イオン源動作圧力とガス効率

しないで、動作圧力の低い動作点を選ぶと、 $P_1 = 8.0 \times 10^{-5}$ Torr, $S_{\text{total}} = 1.0 \times 10^6$ l/sec
の場合、 $P_s \approx 4.5 \times 10^{-3}$ Torr となる。

〔設計に使用する式の要約〕

排気速度

$$S_{\text{total}} = \frac{S_0}{\pi} \left[\frac{1}{\eta_{\text{inj}}} \left\{ 2 \frac{(1-\lambda) \left(\frac{\sigma}{\lambda} - \pi \right)}{\lambda (\pi-1)} - 1 \right\} + \frac{1-\eta}{\eta} \right]$$

$$\lambda = \frac{1}{2 \frac{\pi}{\sigma} \left\{ 1 - \frac{\Omega (\pi-1)}{2 \pi} \right\}} \left[1 + \frac{\pi}{\sigma} - \sqrt{\left(1 + \frac{\pi}{\sigma} \right)^2 - \frac{4 \pi}{\sigma} \left\{ 1 - \frac{\Omega (\pi-1)}{2 \pi} \right\}} \right]$$

○ 電流密度

$$j' \cdot H' = \frac{C_0}{S_0} \eta_{\text{inj}} \frac{1}{M} \frac{\pi-1}{1-\lambda}$$

$$j' \cdot A' = \frac{1}{M}$$

$$j' \cdot M \leq \frac{C_0^2}{S_0^2} \eta_{\text{inj}}^2 \left(\frac{\pi-1}{1-\lambda} \right)^2$$

○ ガス効率, イオン源動作圧力

$$\xi = \frac{1}{\eta} \frac{1}{\frac{S_{\text{total}}}{S_0} \pi + \frac{1}{\eta_{\text{inj}}} + 1}$$

$$\pi_s = 2 \frac{\Gamma_0}{Q_0} j' (N+2) \frac{1}{\eta_{\text{inj}}} \frac{1-\lambda}{\lambda} \frac{\frac{\sigma}{\lambda} - \pi}{\pi-1} + 2 \frac{\sigma}{\lambda} - \pi$$

但し

$$\Omega = 1 + \eta_{\text{inj}} \left[\frac{S_{\text{total}}}{S_0} \pi - \frac{1-\eta}{\eta} \right]$$

$$C_0 = \frac{166.7}{2\sqrt{M_i}} \alpha \left(\frac{f J_e}{j_0} \right)^{3/2} \frac{1}{l_0}$$

$$S_0 = \frac{\Gamma_0}{P_2}, \quad \sigma = \frac{\Sigma}{P_2 l_0}, \quad j_0 = 0.1 \text{ A/cm}^2$$

$$\pi = \frac{P_1}{P_2}, \quad \lambda = \frac{l_1}{l_0}, \quad j' = \frac{j}{j_0}$$

$$H' = \frac{H}{\left(\frac{f J_e}{j_0}\right)^{1/2}}, \quad A' = \frac{A}{\frac{f J_e}{j_0}}, \quad \ell_0 = \ell_1 + \ell_2$$

$$Q_0 = \frac{62.5}{\sqrt{M_i}} \frac{J_e}{0.1} P_2$$

3.2 各部寸法の決定

3.1の結果に基づいてビームラインの各部の寸法、総排気量等を決定する。

一ポート当りのイオン源個数は12個とし、ビームラインの全長は7.5mとする。従ってエネルギー回収系の長さは1mである。この長さで充分かどうかについてはエネルギー回収系の項で検討する。中性化セルとドリフト管の配分は4.5m, 2mとする。又、エネルギー回収系の圧力は 8.0×10^{-5} Torrである。ダクトの断面形状は、エネルギー回収の面からはシートビームに近い方が有利で、磁気シールドの面からは(ポロイダル磁場の漏洩が大部分である)縦長の方が有利である事より、60cm \times 14cmを採用する。

M	ℓ_1	ℓ_2	ℓ_p	a \times b	P_1
12個	450	200	100	60 \times 14	8.0×10^{-5} Torr

$\ell_1 \sim a \times b$ については cm

中性化セル及びドリフト管のコンダクタンス

$$C_1 = \frac{166.7}{\sqrt{M_i}} \alpha \frac{a^2 b^2}{a+b} \frac{1}{\ell_1} = 2243 \text{ l/sec}$$

$$C_2 = \frac{166.7}{\sqrt{M_i}} \alpha \frac{a^2 b^2}{a+b} \frac{1}{\ell_2} = 5047 \text{ l/sec}$$

但し形状係数 α は $h/a = 0.23$ のとき1.27である。

○中性気体及び回収イオンビームの流量は293°Kの時

$$\begin{aligned} \Gamma_{inj} &= \frac{56.25}{12} \times \frac{1}{1.602 \times 10^{-19}} \times \frac{1}{2 \times 3.296 \times 10^{19}} \\ &= 0.444 \text{ Torr} \cdot \text{l/sec} \end{aligned}$$

$$\Gamma = \frac{\Gamma_{inj}}{\eta} = \frac{0.444}{0.136} = 3.263 \text{ Torr l/sec}$$

$$\begin{aligned} Q_i &= C_2 (P_1 - P_2) = 5047 \times (8.0 \times 10^{-5} - 1.0 \times 10^{-5}) \\ &= 0.353 \text{ Torr} \cdot \text{l/sec} \end{aligned}$$

この時の入射効率 η_{inj} は

$$\eta_{inj} = \frac{F_{inj}}{Q_i} = \frac{0.444}{0.353} = 1.257$$

○ 90%平衡セルとして必要線密度は $\Sigma = 0.48$ Torr cmであるから

$$P_0 = \frac{2\Sigma}{l_1} - P_1 = 2.05 \times 10^{-3} \text{ Torr}$$

$$Q_c = C_1 (P_0 - P_1) = 4.426 \text{ Torr} \cdot \ell/\text{sec}$$

$$Q_p = Q_c + (1-\eta) T - Q_i = 6.893 \text{ Torr} \ell/\text{sec}$$

$$S = \frac{Q_p}{P_1} = 8.616 \times 10^4 \ell/\text{sec}$$

$$S_{total} = MS = 1.034 \times 10^6 \ell/\text{sec}$$

となり、総排気量は $10^6 \ell/\text{sec}$ を僅かに越える事になる。

○ イオン源の引出し電極のコンダクタンスは4段加速として

$$C_e = \frac{6.25}{\sqrt{M_i}} A_e \frac{1}{M(N+2)} \quad (N=4, M=12)$$

$$= 1796 \ell/\text{sec}$$

で従ってイオン源内の圧力は

$$P_s = P_0 + \frac{Q_c}{C_e} = 4.51 \times 10^{-3} \text{ Torr}$$

この圧力では DuoPIGatron 及び Berkeley 型では効率の良い放電は困難で、比較的高い真空度でも動作するホローカソード型が有利である。

各種設計例を Table 3.4 に示す。

$j = 0.05 \text{ A/cm}^2$ では $S_{total} < 10^6 \ell/\text{sec}$ とする事は極めて困難である。 $j = 0.1 \text{ A/cm}^2$ に於て、 $M=12$ と $M=16$ を比較すると S_{total} の改善は6%で有利とは言えない。 $j = 0.2 \text{ A/cm}^2$ ではイオン源設計の項で検討するが、引出し電極の冷却が困難である。

3.3 入射口及び焦点位置の決定

一個のイオン源からのビームの全体的な拡がり、各ビームレットの固有の拡がり、ビームレットのイオンビーム中心からのずれによる影響との双方を考慮しなければならない。引出し穴は長方形断面に適合し易く、かつビームレットの発散の小さいスリット型を採用する。イオン源の配列及びスリット寸法は Fig. 3.16 に示す通りである。(第4章で議論する)

ビームレットの発散は標準スリットの値を用いる。即ち $1/e$ 幅でスリット方向に 0.4° 、スリットに直角方向で 1° である。

Table 3.4 各種設計例

j (A/cm ²)	M	$\frac{\ell_1}{\ell_2}$ (m)	P_1 (Torr)	P_0 (Torr)	P_s (Torr)	S_{total} (ℓ/s)	a × b (cm)
0.05	12	$\frac{4}{2}$	1.0×10^{-4}	2.30×10^{-3}	6.88×10^{-3}	1.786×10^6	80 × 22
0.1	8	$\frac{4}{2}$	1.0×10^{-4}	2.30×10^{-3}	6.57×10^{-3}	1.177×10^6	60 × 22
0.1	12	$\frac{4.5}{2}$	8.0×10^{-5}	2.05×10^{-3}	4.51×10^{-3}	1.034×10^6	60 × 14
0.1	12	$\frac{4}{2}$	1.0×10^{-4}	2.30×10^{-3}	5.39×10^{-3}	9.447×10^5	60 × 14
0.1	12	$\frac{3}{3}$	1.0×10^{-4}	2.30×10^{-3}	8.72×10^{-3}	1.508×10^5	60 × 14
0.1	16	$\frac{4}{2}$	1.0×10^{-4}	2.30×10^{-3}	5.13×10^{-3}	8.935×10^5	55 × 12
0.2	8	$\frac{4}{2}$	1.0×10^{-4}	2.30×10^{-3}	5.15×10^{-3}	6.153×10^5	50 × 13
0.2	8	$\frac{3}{3}$	1.0×10^{-4}	2.30×10^{-3}	6.11×10^{-3}	7.262×10^5	50 × 13
JAERI -M 6670 0.023	30	$\frac{3}{3}$	1.0×10^{-4}	2.30×10^{-3}	7.0×10^{-3}	1.58×10^5	31 × 20

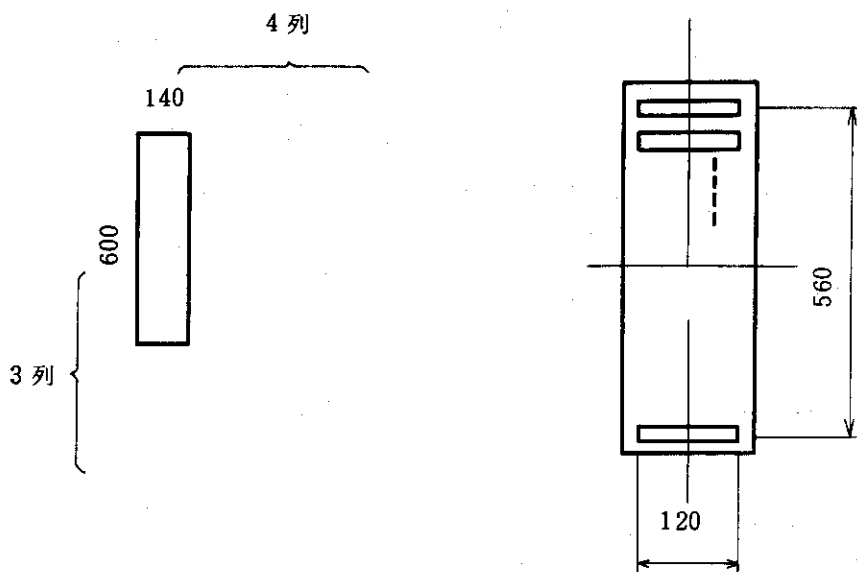


Fig. 3.16 ダクト形状とスリットの寸法

各ビームレットの焦点位置の決め方として、大別して次の三方法が考えられる。

- (i) ドリフト管の出口に焦点を合わせる方法
- (ii) 入射口に焦点を合わせる方法

(iii) 焦点位置までは平行ビームとする方法

上記の三方法は夫々以下に述べる利点及び欠点を有する。(i)ではドリフト管と中性化セルではビームと壁との間に一番余裕の空間を有するが、反面ドリフト管と入射口との距離が長くなると、入射口の面積がとてつもなく大きくなる可能性がある。(ii)の方法は利点と欠点とが(i)とは逆になる。(iii)については(i)と(ii)の中間の性質を有し、双方の利点を有する場合と、逆に欠点を有する場合とに分れる。ここでは各方法について入射口の大きさ、ドリフト管出口でのビーム幅等を求め、最適な方法を選び出す。

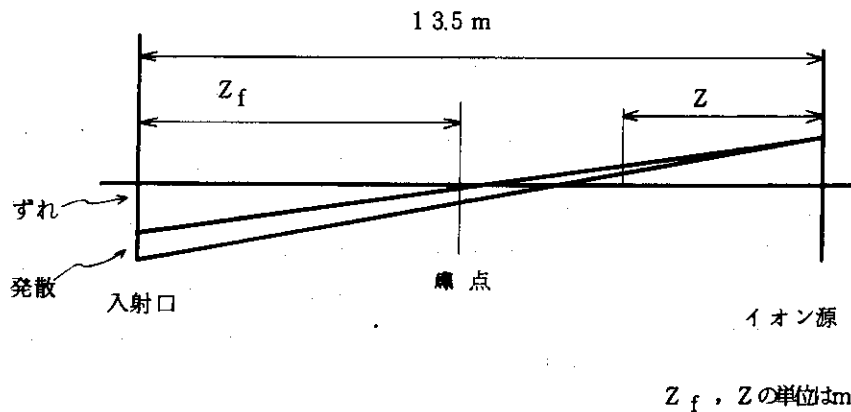


Fig. 3.17 ビーム拡がりの様子

スリット方向の幅を a 、スリットと直角方向の幅を h とする。焦点、入射口、ドリフト管出口の値を夫々 f, p, d の添字で示す。焦点前でイオン源から Z (m)の距離にある点でのビーム幅は(片側)、面方向共に電流値の 95%の点をとるとして

$$a(Z) = 1.96 \times 1.234 \times 0.4 Z + 6.0 \times \frac{1.35 - Z_f - Z}{1.35 - Z_f}$$

$$= 6.0 + \left(1.96 \times 1.234 \times 0.4 - \frac{6.0}{1.35 - Z_f} \right) Z \quad [\text{cm}]$$

$$h(Z) = 1.96 \times 1.234 \times 1.0 Z + 28.0 \times \frac{1.35 - Z_f - Z}{1.35 - Z_f}$$

$$= 28.0 + \left(1.96 \times 1.234 \times 1.0 - \frac{28.0}{1.35 - Z_f} \right) Z \quad [\text{cm}]$$

である。

(i) ドリフト管出口に focus ($f = d$): $Z_f = 6$

$$a_f = 1.96 \times 1.234 \times 0.4 \times 7.5 = 7.26 \text{ cm}$$

$$h_f = 1.96 \times 1.234 \times 1.0 \times 7.5 = 18.1 \text{ cm}$$

$$a_p = 1.96 \times 1.234 \times 0.4 \times 13.5 + 6.0 \times \frac{6}{1.35 - 6} = 17.9 \text{ cm}$$

$$h_p = 1.96 \times 1.234 \times 1.0 \times 13.5 \times 28.0 \times \frac{6}{13.5-6} = 55.1 \text{ cm}$$

従って入射口としては35.8 cm × 110.2 cmの大きさが最低必要である。又、ドリフト管の出口では14.5 cm × 36.2 cmの大きさが必要である。ドリフト管の断面は14 cm × 60 cmであるから、スリット方向には95%のビームを入れる事は不可能である。

一方90%とすると、

$$a_f = 1.64 \times 1.234 \times 0.4 \times 7.5 = 6.07 \text{ cm}$$

となり、ビームはドリフト管を充分通過し得る。

(ii) 入射口に focus ($f=p$)

$$a_f = 1.96 \times 1.234 \times 0.4 \times 13.5 = 13.06 \text{ cm}$$

$$h_f = 1.96 \times 1.234 \times 1.0 \times 13.5 = 32.65 \text{ cm}$$

$$a_d = 1.96 \times 1.234 \times 0.4 \times 7.5 + 6.0 \times \frac{6}{13.5} = 9.92 \text{ cm}$$

$$h_d = 1.96 \times 1.234 \times 1.0 \times 7.5 \times 28.0 \times \frac{6}{13.5} = 30.58 \text{ cm}$$

この場合、入射口は26.1 cm × 65.3 cmと著しく小さくなるが、ドリフト管の出口で19.8 cm × 61.2 cmの大きさが必要で、両方向共に95%のビームを通過させる事は不可能である。90%とした場合、スリットに直角方向のみ通過可能である。

(iii) 平行ビーム

焦点前で平行ビームを形成するには、前掲の $a(Z)$ 、 $h(Z)$ が焦点よりイオン源側で Z に依存しなければ良い。即ち、両方向の焦点位置を

$$1.96 \times 1.234 \times 0.4 - \frac{6.0}{13.5 - Z_{f\parallel}} = 0$$

$$1.96 \times 1.234 \times 1.0 - \frac{28.0}{13.5 - Z_{f\perp}} = 0$$

従って

$$Z_{f\parallel} = 7.30 \text{ m} \quad Z_{f\perp} = 1.92 \text{ m}$$

ととれば良い。スリット方向にはドリフト管内、スリットと直角方向にはドリフト管と入射口との間の空間に焦点位置が存在する事になる。更に、

$$a_d = 1.96 \times 1.234 \times 0.4 \times 7.5 + 6.0 \times \frac{7.3-6}{13.5-7.30} = 8.51 \text{ cm}$$

$$h_d = 28.0 \text{ cm}$$

$$a_p = 1.96 \times 1.234 \times 0.4 \times 13.5 + 6.0 \times \frac{7.30}{13.5-7.30} = 20.1 \text{ cm}$$

$$h_p = 1.96 \times 1.234 \times 1.0 \times 13.5 + 28.0 \times \frac{1.92}{13.5-1.92} = 37.3 \text{ cm}$$

で、入射口は40.2 cm×74.6 cm、ドリフト管は17.0 cm×56.0 cmの大きさが必要で、ドリフト管のスリット方向の幅が95%のビームを通過させるには不可能である。一方、スリット方向には90%とすると、

$$1.64 \times 1.234 \times 0.4 - \frac{6.0}{13.5 - Z_f} = 0$$

即ち $Z_{f,1} = 60.9$ mとほぼドリフト管出口付近となり、ビームの通過は充分に可能である。

Table 3.5 ビーム寸法の要約

		ドリフト管出口 に 焦 点	入射口に焦点	平行ビーム
入 射 口	$2a_p$	35.8	26.1	40.2
	$2h_p$	110.2	65.3	74.6
ドリフト 管 出 口	$2a_d$	14.5	19.8	17.0
	$2h_d$	36.2	61.2	56.0
焦点位置	$2a_f$	14.5	26.1	12.0
	$2h_f$	36.2	65.3	56.0
焦点距離	Z_f	600	0	730
	Z_f			192

以上の結果を総合的に判断して、スリット方向にはドリフト管出口に焦点を合わせ、かつドリフト管の幅を16.5 cmに増加する。スリットと直角方向には平行ビームとなる様に焦点位置を決定する。入射口とドリフト管出口での様子をFig. 3.18に示す。比較の為にJAERI-M 6670の場合を併記した。

3.4 評 価

ドリフト管の断面が増加した事によって、 S_{total} がどの程度変化するかを計算してみる。ドリフト管のコンダクタンスは

$$C_2 = \frac{166.7}{\sqrt{M_i}} \alpha \frac{a^2 b^2}{a+b} \frac{1}{l_2} = 6621 \text{ } \ell/\text{sec}$$

但し形状係数 α は $b/a = 0.275$ の時1.24である。

$$Q_i = C_2 (P_1 - P_2) = 0.463 \text{ Torr } \ell/\text{sec}$$

$$\eta_{inj} = \frac{I_{inj}}{Q_i} = \frac{0.444}{0.463} = 0.959$$

$$\begin{aligned}
 Q_p &= Q_c + (1-\eta) F - Q_i \\
 &= 4.426 + (1-0.147) \times 3.263 - 0.463 \\
 &= 6.750 \text{ Torr } \ell/\text{sec}
 \end{aligned}$$

$$S_{\text{total}} = MS = 1.012 \times 10^6 \text{ } \ell/\text{sec}$$

即ち、排気速度には殆んど変化はないが、入射粒子効率 η_{inj} は $1.26 \rightarrow 0.959$ と約 24% の減少である。一方総合入射効率 η は $0.136 \rightarrow 0.147$ と約 7% 増大する。

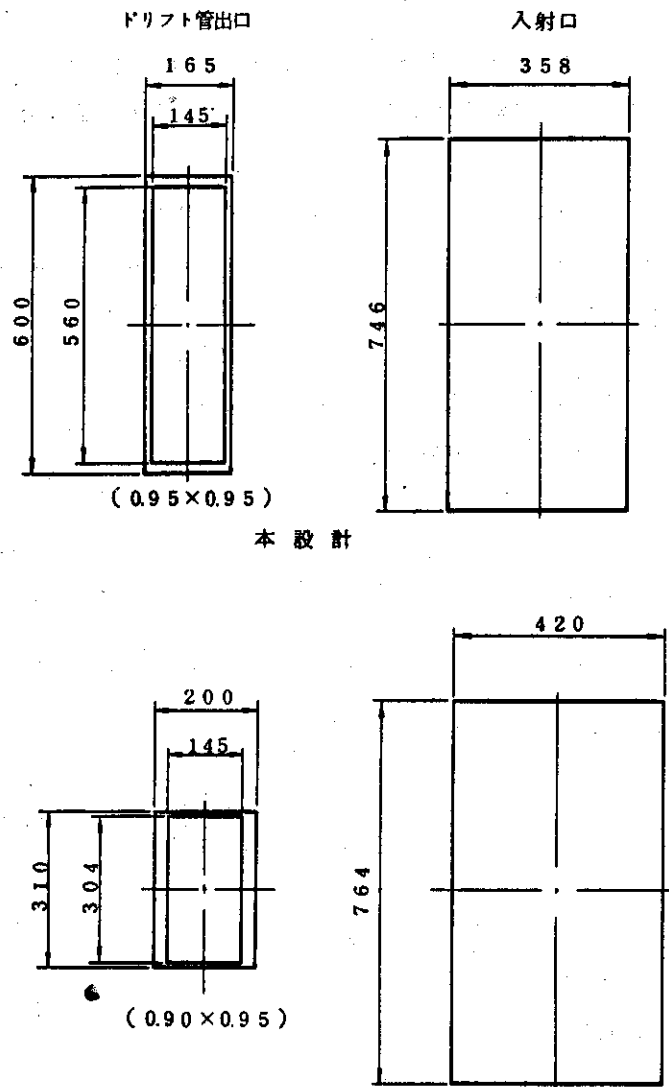


Fig. 3.18 入射口とドリフト管断面の様子

4. イオン源設計

4.1 イオン源の基本仕様

中性粒子ビームはイオンビームと D_2 との荷電交換によって得られる。イオン源に要請される主要な性能は、ビームエネルギー 200 KeV, ビームパワー (3087 MW) である。イオン源のパワーは入射パワー (45 MW) と荷電交換の効率を含めた総合入射効率 (~1.45%) より求まる。

その他イオン源には、中性化セルへ供給するガスの流出量も規制される。トーラスへは4ポート入射, 1ポート12台のイオン源で構成すると(3.1.4), イオン源1台当りの仕様は下記の如くである。

Table 4.1 イオン源1台の仕様

ビームエネルギー	200 KeV
ビーム電流	32.1 A
引出し電流密度	0.1 A/cm
引出し電極孔面積占有率	50 %
イオン源圧力 P_s	4.51×10^{-3} Torr
中性化セル入口圧力 P_0	2.05×10^{-3} Torr
中性ガス流出量	4.426 Torr·ℓ/S
ガス効率 ξ	40.7 %

前記仕様をイオン源のガス効率という点からみると,

$$\xi = \frac{Q_{\text{ion}}}{Q_{\text{total}}} = \frac{Q_{\text{ion}}}{Q_{\text{ion}} + Q_{\text{cold gas}}} = \frac{3.039}{3.039 + 4.426} = 0.407$$

となる。すなわちガス効率40.7%で運転する必要がある。

4.2 プラズマ発生源の設計

4.2.1 プラズマ発生形式と選択

現在 JT-60 相当のプラズマ実験装置で計画されている NBI 用イオン源の形式は下記の如くである。

プラズマ装置	JT-60	TFTR LBL形	JET
ソースプラズマ	DuoPIGatron	DuoPIGatron	DuoPIGatron

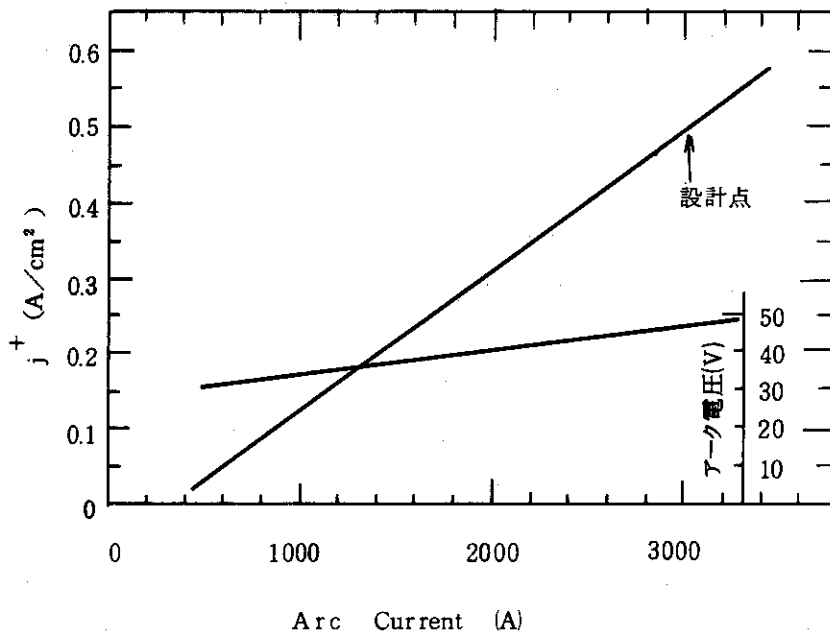
これらのイオン源に共通な点は、放電維持のために熱陰極を用いている。引出し電流密度が $0.3 \sim 0.5 \text{ A/cm}^2$ である。放電維持のための最低のガス圧が、 $10 \sim 20 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ 程度必要である。

より低い圧力、例えば $5 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ では分子・電子間の平均自由行程が 5 cm 程度となり、放電室の大きさと同程度になる。すなわち電子・分子間の衝突が少なく、放電が起りにくいし、放電してもその維持電圧が高くなり、衝突が少ないことも関連しイオンのエネルギーが高くなる。このためイオンによるスパッタリングにより陰極の寿命が短くなる。この傾向は特に酸化物陰極において著しい。

放電室の圧力がほぼ均一で、強磁場 (KGauss オーダ) を利用しない放電では、放電維持のため圧力は約 $10 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ 程度以上必要なことは上記のような簡単な考察によっても容易に理解出来る。

このことを念頭において、LBL イオン源または、DuoPIGatron を利用し、Table 4.1 に示した仕様を満たすインジェクタの設計が可能かどうかを検討してみる。

Fig. 4.1 は 2XII-B 用インジェクター用イオン源のソースプラズマの特性である。設計点はイオンの引出し電流密度 0.5 A/cm^2 である。



2XII-B 用イオン源, 引出口 $7 \times 3.5 \text{ cm}$
 75 A Deuterium Ions
 ガス流 $21 \text{ Torr } \ell/\text{S}$
 ガス圧 $20 \times 10^{-3} \text{ Torr}$
 ガス効率 25~49%

Fig. 4.1 LBL イオン源の特性^{1), 2)}

この時のガス効率は約25~49%である。この装置を引出し電流密度を 0.1 A/cm^2 で動作させようとするとき放電電流を3000 Aから900 A程度に下げる必要がある。放電の一般的性質から、上記程度の放電電流の変化では電子温度はほとんど変化せずイオンの飽和電流密度 $j_{st} \propto n_i T_e^{1/2}$ (n_i : プラズマ密度, T_e : 電子温度) の変化はプラズマ密度の低下によるものと考えられる。もし、このときプラズマ密度の変化に1対1に対応して放電室の圧力を低下させることが可能ならガス効率もほとんど変化しないであろう。

ところがすでに述べた考察から、LBL形又は DuoPIGatron では放電持続可能な最低のガス圧力は 10×10^{-3} Torr 程度である。

実際の運転圧力も、例えば DuoPIGatron などでは、³⁾ ほぼ $8 \sim 10 \times 10^{-3}$ Torr 前記 LBL では 20×10^{-3} Torr である。

放電室のガス圧を設計点での圧力より下げられないとすると、ガス効率はイオンの引出し電流密度を下げた分 ($0.1/0.5$) だけ低下すると考えられる。

すなわち、5~15%程度のガス効率となる。したがって4.1に示した仕様を満すことが出来ない。ガス効率の仕様を無視するなら、中性化セル入口部に大容量の排気ポンプを設けても NB I システムは可能である。⁴⁾

ガス効率の観点からも放電室の圧力が低い方が望ましい。後に述べるように、イオン加速電極系への熱負荷は加速電極間のガス圧(ガス密度)に比例する。第一段目の加速電極間の圧力はほとんど放電室の圧力にのみ依存する。このような理由からも放電室の圧力が低い方が良い。

注: LLL の Fusion-Fission 炉用イオン源では引出し電流密度に対応して放電室ガス圧を下げています。例えば 0.075 A/cm^2 に対し 5×10^{-3} Torr としている。これは新しい LLL 形イオン源を前提としていると思われる。

もともと、DuoPIGatron, LBL 形は大きな引出し電流密度で短時間運転用に開発されたイオン源であるので、本実験炉のような長時間の運転をする場合はそれに合ったイオン源の開発が必要と思われる。

実際、LLL の Fusion-Fission 炉用イオン源には新しいカソードの試みが提案されている。²⁾

10^{-3} Torr オーダ以下の低圧力で持続する放電形式としては a) PIG 放電 b) ECRH 利用した高周波放電 c) ホローカソード放電である。

PIG 放電ではイオンが数百 eV のエネルギーを持つので、イオンブティックス上から好ましくない。また磁場が 0.1 T オーダ必要であり、常伝導コイルを用いると、コイルの部分が大きくなりコンパクトな設計に向かない。PIG 放電では磁場を中心にした電子の回転運動(電子が作る空間電荷による電場 E_r と磁場 B_z による $E_r \times B_z$ ドリフトと B_z まわりのラーマー運動との和)が基本となる。したがって扁平なイオン源を作る場合、直径 10~20 mm の円筒状のアノードを束ねたマルチセルで構成する必要がある。マルチセルとした場合、イオンの引出しはセルに対向したカソードに穴をあけ、イオン引出し穴とする必要がある。この時、有効にイオンを引出そうとすると出来るだけ大きな穴(セルと同程度の径)が望ましいが、一方放電の持続が可能かどうか問題となる。その他、強磁場のある状態でのイオンの引出し等、今後の開発を待たねばならない点が多い。

ECRH を利用したイオン源は 1×10^{-4} Torr 前後でのデータはあるが、本設計に用いる圧

力 4.51×10^{-3} Torr のデータが不足する。また圧力を高めると n_e 引出し電流が減少する傾向にあり、放電の効率が低下することを示唆している。すなわち ECRH を利用したイオン源のデータを本設計に用いることは適当でないものとする。

参考までに Fig. 4.2 および Fig. 4.3 に ECRH イオン源の特性の一例を示す。⁵⁾

ホローカソード放電はホロー陰極効果を利用する放電である。ホロー陰極効果の概略は以下のようなものである。単一平板陰極を用いてグロー放電を行うと、陰極前面に電子過剰な負グロー領域が生ずる。この領域の厚さ δ は圧力 P とほぼ $\delta \propto 1/p$ の関係にある。陰極の構造を Fig. 4.4 のような形にし、陰極相互の距離 d を $d < \delta$ (すなわち $Pd < \text{定数}$) なる条件を満たすと、負グローが互に重なり合うようになる。このようにホロー陰極内に負グローを満たすような放電では、陰極内での γ 作用が有効に働き、(a) 陰極電流密度が増大する；(b) 放電の維持電圧が下がる；(c) 負グローの電子密度が上昇する等の効果が現われる。

代表的な特性を Fig. 4.5⁶⁾ に示す。経験的には $Pd < 1$ Torr cm 程度である。 $Pd = 0.1$, $d = 0.1$ cm とすると、 $P = 1$ Torr 程度となり、静止したガス中では低気圧の放電に適するとは言えない。しかし、イオン源、イオン・スラストのようにガスの流れがある場合はホローカソード部以外の放電室の圧力は 1 Torr 程度である必要はない。 $Pd < 1$ Torr cm の条件を満たす必要があるのはホローカソード部だけで良い。イオン・スラストに用いた場合、ホローカソード部に続く放電部（プラズマ部分）のガス圧は 1×10^{-4} Torr 程度と推定される。

ホローカソードを用いたイオン源は長時間運転、長寿命が要請される、大気圏外用イオン・スラストとして開発が進んでいる。

本設計においては、一つの提案として、長寿命、低ガス圧放電の実現という立場から、ホローカソード放電を利用したイオン源の設計を、イオンスラストの資料をもとに試みる。

4.2.2 ホローカソードイオン源の構造と特性

ホローカソードを用いたイオン源の一例を Fig. 4.6 に示す。Fig. 4.7 にはイオン源の主要部とその各部への電気結線とを概念的に示す。

Fig. 4.8 は定常状態でのホロー陰極放電部の電位分布の予想図である。Fig. 4.7 と Fig. 4.8 とを利用し、ホロー陰極放電を利用したイオン源の動作原理を説明する。

起動時、起動電極に 300~500 V 程度の電圧を印加し、放電を誘起する。一旦放電が生ずると、ホロー陰極部の電位分布は、Fig. 4.8 のようになり、放電の維持電圧 V_k は 20~50 V 程度となる。電子過剰な負グロー部以外はほぼ電氣的に中性なプラズマである。負グロー部から放出された電子は矢印の如く進み、大部分は起動電極に吸収されることなく、放電室に入射される。電子は放電室の入口にある、陰極と同電位の電子バッフルにより半径方向外周に押し出され、陽極に達する。電子バッフルは引出し電極面上のプラズマ密度の均一化の作用をする。

放電室は陽極以外の部分はすべて陰極電位により囲まれているので、陽極に吸収されずプラズマから拡散する電子すべて放電室内に再び流入し電離を高める。

以上のように、ホローカソードを用いたイオン源はホローカソードを電子の放出源としている点を除けば、酸化陰極を用いた Duo PIGatron と動作原理は基本的に類似していると思われる。

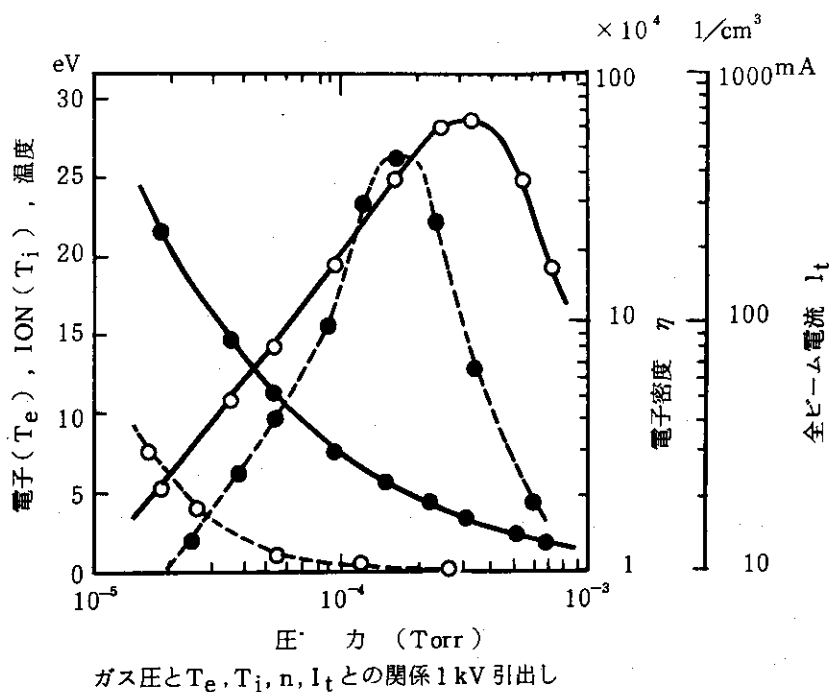


Fig. 4.2 ECRH イオン源の特性 1⁵⁾

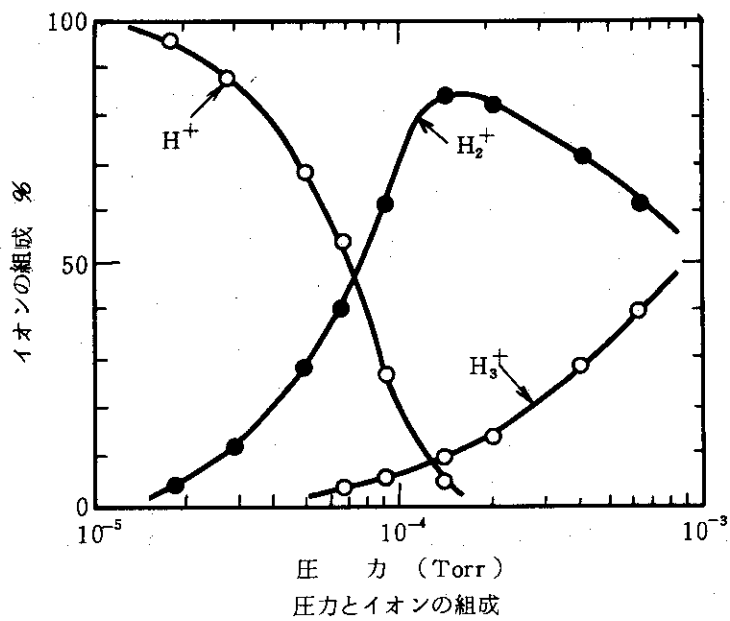


Fig. 4.3 ECRH イオン源の特性 2⁵⁾

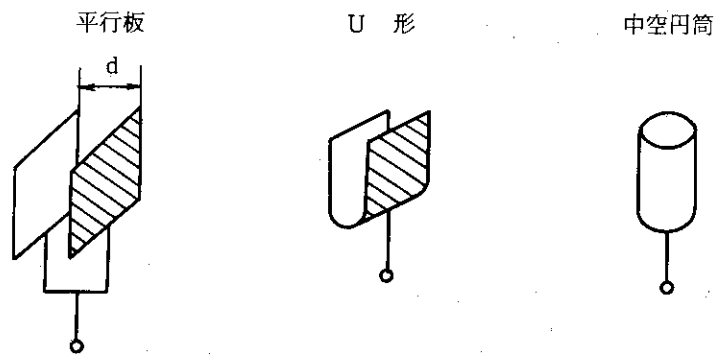


Fig. 4.4 中空陰極の形

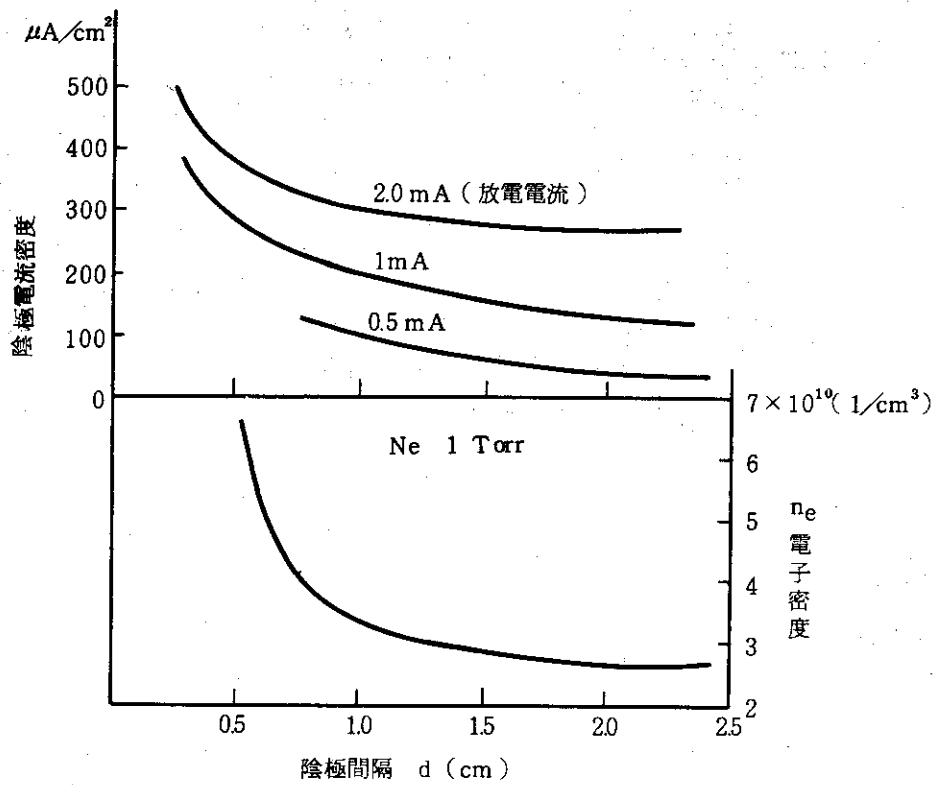


Fig. 4.5 ホローカソード放電の特性⁶⁾

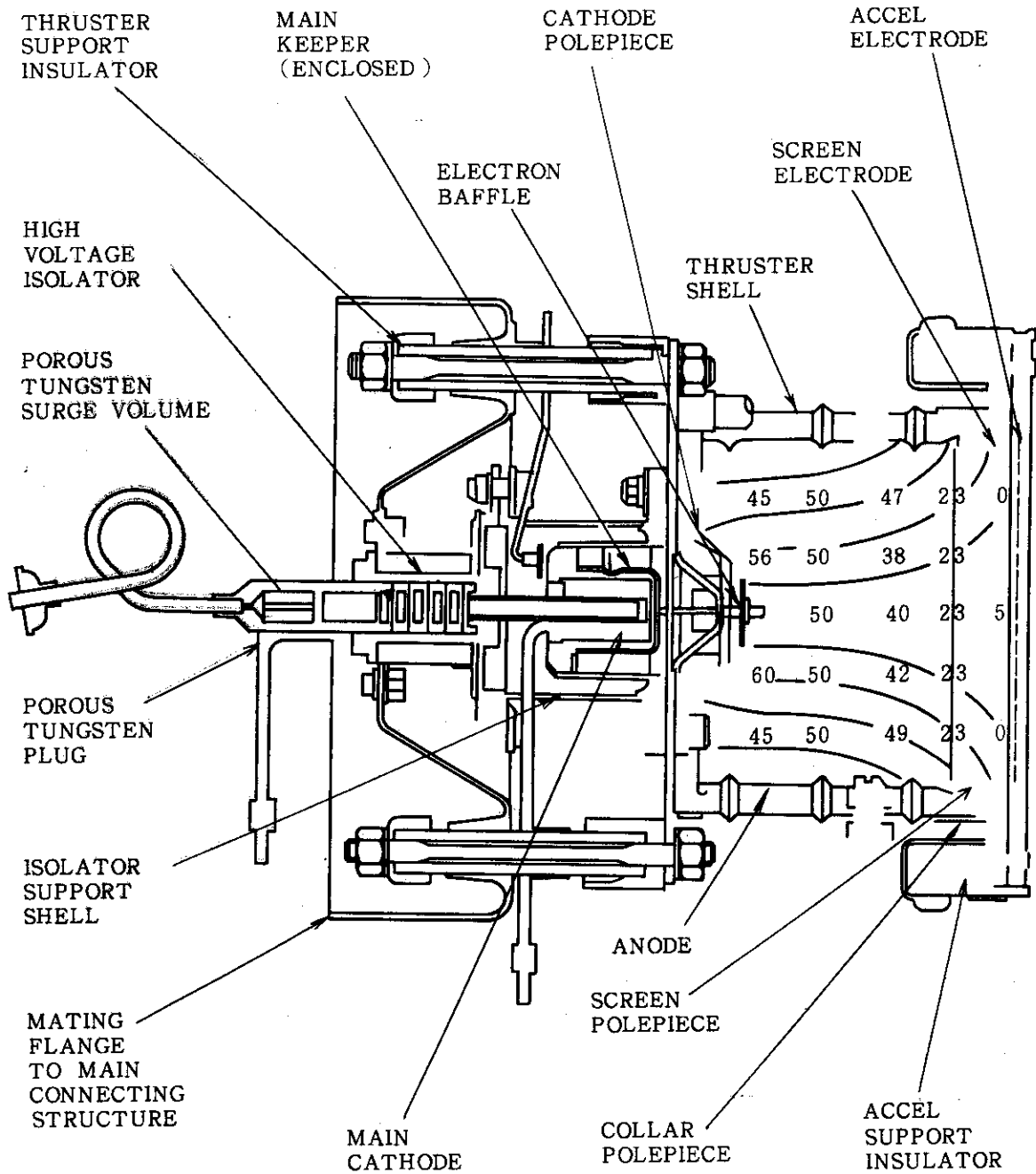


Fig. 4.6 ホローカソードを用いたイオンエンジン⁷⁾
 注：数字は放電室の磁場の分布を示す。Gauss

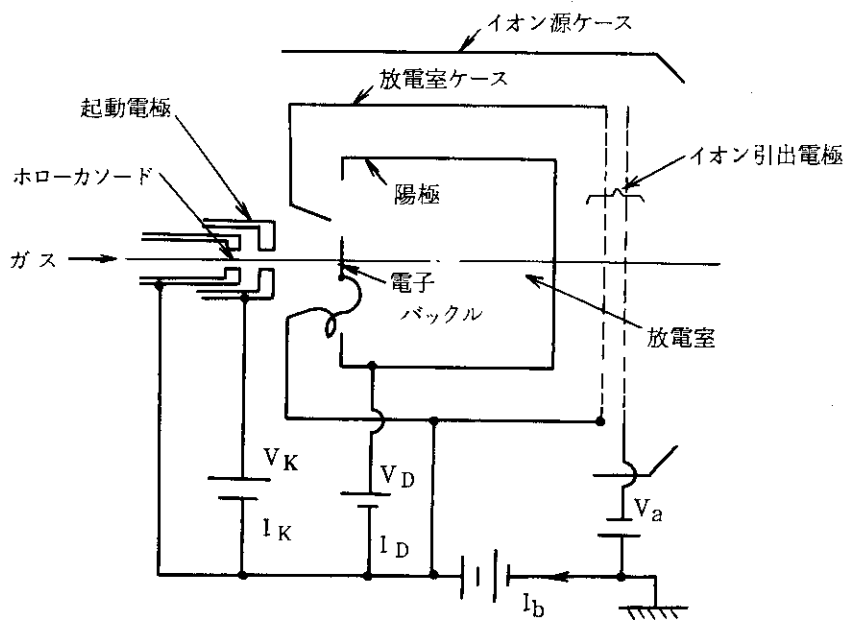


Fig. 4.7 イオン・スラスタ概念図

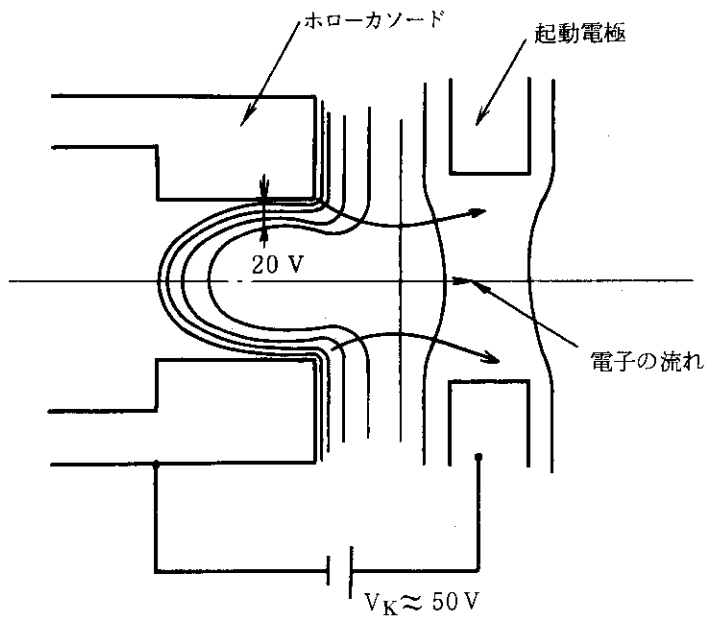


Fig. 4.8 ホローカソードの予想電位分布と電子の流れ⁸⁾

イオン源を寿命の点からみると、その寿命を決定する要素は(a)陰極消耗、(b)イオン引出し電極系のイオンによる侵蝕消耗である。

純タングステンを用いた LBL 形はフラメントの一般的な寿命 1000~2000hr が一つの目安となろう。

酸化物陰極を用いた DuoPIGatron では、使用条件、放電条件によって異なるが、純タングステンよりは寿命は短いと考えるべきであろう。

ホローカソード陰極もスパッタリングにより消耗変形する。実験としては約 10000 時間の実験⁹⁾を行っているが、陰極部の穴径が $\phi 0.25$ より $\phi 0.55$ となっている。ホローカソードとしてはまだ使用可能であるが、放電条件 Pd およびガス流を変えないように例えば、ガスの供給圧を制御することが必要であろう。

引出し電極系の侵蝕変形は、イオンスラストでの実験では、比較的早い時期(50時間)にすでに顕著にあらわれている。¹⁰⁾ この実験では引出し電極系のある部分に集中して起っていることを考えると、プラズマ密度の不均一、イオンオプティックスの不完全さにもよると思われる。

しかしイオンスラストに比して引出し電流密度の大きい、NBI 用イオン源では実験により検証する必要のある問題である。Fig. 4.9 は Fig. 4.6 とほぼ類似の構造を有するイオンスラストのビーム引出し特性である。直径 0.25 mm のホローカソード放電から作られるプラズマから、イオンビームが 40 mA 程度引出されりものと見做せる。もちろん、同じホローカソードを用いても、アノード直径のより大きな放電室を利用すれば、当然 40 mA 以上のビームが引出せるが、この値は設計のための一つの目安とする。

Fig. 4.10 はホローカソード放電イオン源のガス効率に関する特性である。この図からわかることは、放電電力の制御により 20%~80% 程度に変えうる。ガス流量が多いほど、ガス効率が低い等である。

以上、ホローカソードイオン源の特性をまとめると次の如くである。

- 1) 放電室の圧力が 10 Torr \sim 1×10^{-4} Torr まで変えられる。ただしホローカソード部では $P \cdot d < 1$ Torr cm を満たす必要がある。
- 2) ガス効率が 20%~80% 程度の間で制御出来る。
- 3) ホローカソード部が長寿命である。(5000時間~10000時間)
- 4) 外部電源によるヒータが必要な場合があるが、イオン源起動時のみである。

4.2.3 ホローカソードによるプラズマ源設計

4.2.2 に記したデータをもとに、4.1 のイオン源の仕様を満たすようなソースプラズマ部を設計する

ホローカソード断面積 $4.91 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 = \pi/4 d^2 = \pi/4 (0.025)^2$ を利用した放電から 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 32.1 A のビームが必要で、この値をまかなうためのホローカソード部は上記仮定により $3.94 \times 10^4 \text{ cm}^2$ 必要である。

Fig. 4.11 に示すような直径 $d = 2a$, 長さ l のホローカソードを n 個設けて、ソースプラズマ用電子放出源とする。

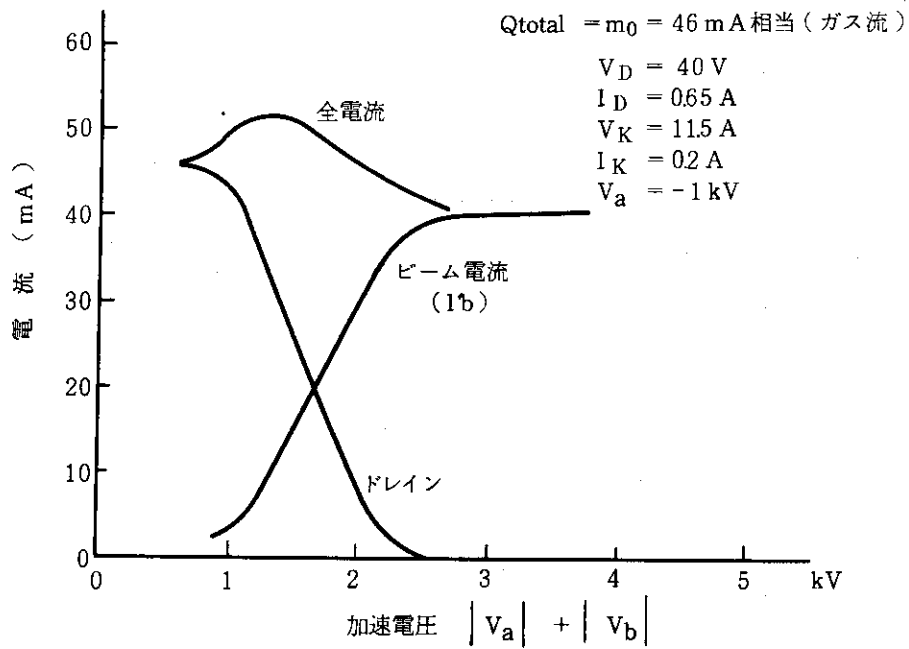


Fig. 4.9 イオン・スラスタビーム引出し特性¹¹⁾

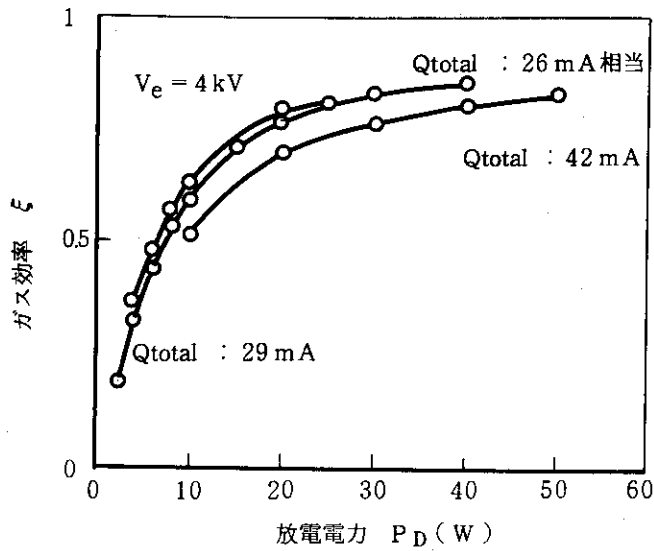


Fig. 4.10 ホロカソードイオン源のガス効率¹¹⁾

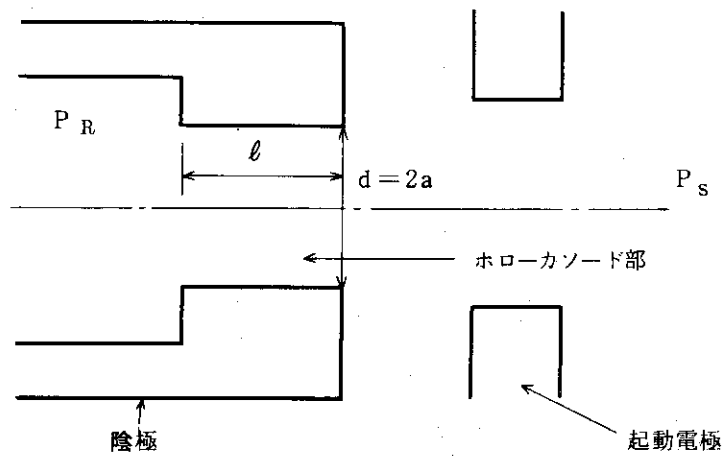


Fig. 4.11 ホローカソード拡大

設計で求めるべきものは、 $Pd < 1 \text{ Torr cm}$ ($Pd \approx 0.1 \text{ Torr cm}$) を満しかつ、全ガス流量 $Q_{\text{total}} = \frac{Q_c}{1-\xi}$ を与えられた値になるようなホローカソードの形状 $d = 2a$ 、 l および、リザーバ圧力 P_R である。

ホローカソード部（直径 d 、長さ l の短管）を流れるガスの流量は、ホローカソード部が放電状態にあるかいないかにより異なってくると思われる。しかし、本設計では、放電の有無に関係なくガス圧とコンダクタンスから流量は決まるものとする。

$$\pi a^2 n = 3.94 \times 10^{-1} \text{ cm}$$

$$P_s = 4.51 \times 10^{-3} \text{ Torr}$$

$$Q_{\text{total}} = \frac{Q_c}{1-\xi} = \frac{4.426}{1-0.407} = 7.46 \text{ Torr } l/S$$

$$Q_{\text{total}} = C(P_R - P_s)$$

$$C = 3.64 \cdot \pi a^2 \cdot n \sqrt{\frac{T}{M}} K'$$

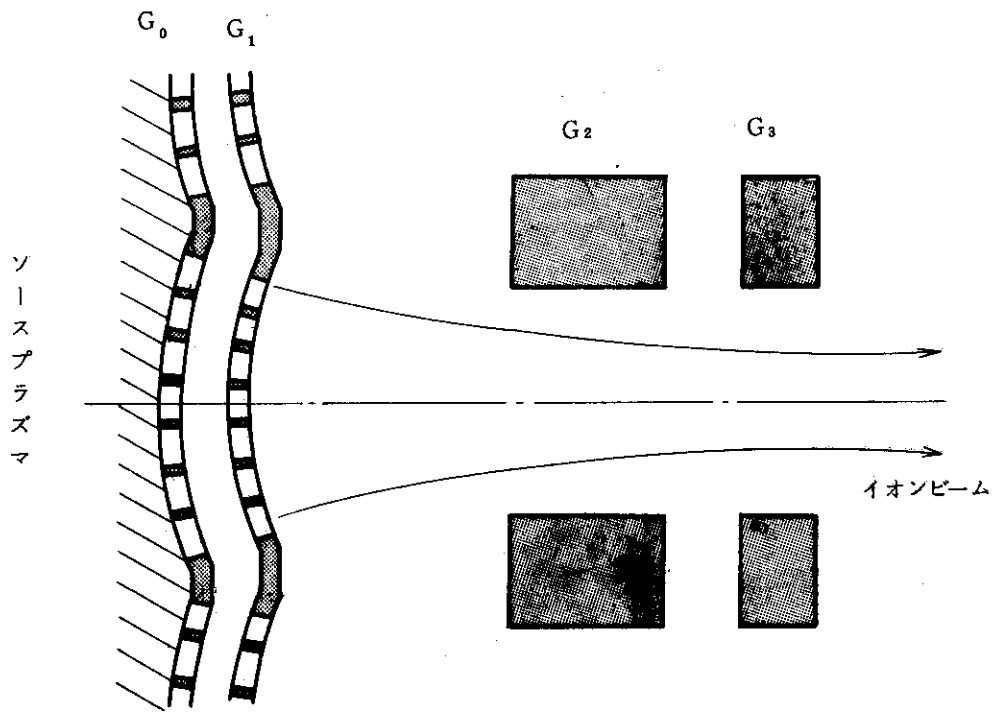
$$K' = \frac{1}{1 + \frac{3}{8} \frac{l}{a}}$$

$T = 293 \text{ }^\circ\text{K}$, $M = 4$, $n = 200$, $P_R = 2.5 \text{ Torr}$ として、 a 、 l を求める。

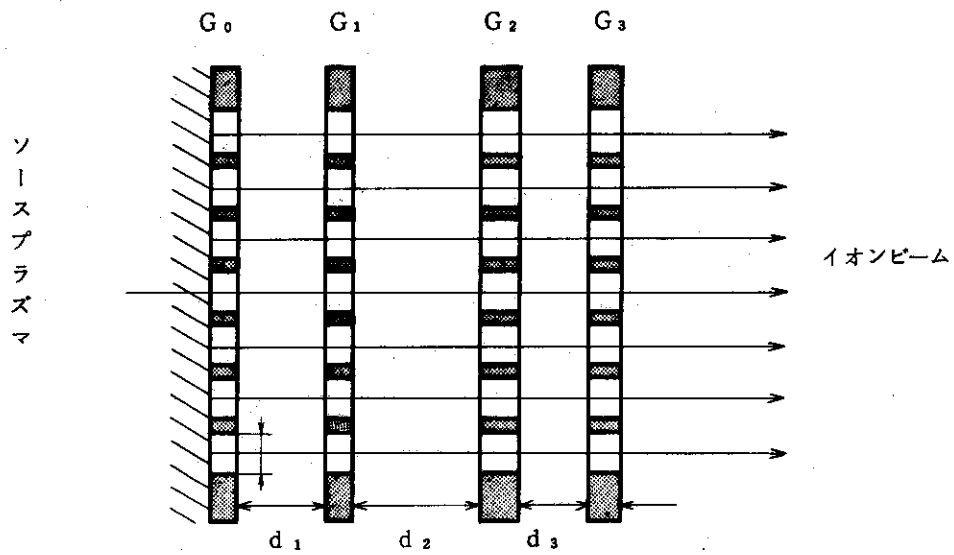
$$a = 2.5 \times 10^{-2} \text{ cm} \quad (d = 5 \times 10^{-2} \text{ cm})$$

$$l = 2.08 \times 10^{-1} \text{ cm}$$

が得られる。 $Pd = \frac{P_R}{2} d = 1.25 \times 5 \times 10^{-2} = 6.25 \times 10^{-2} \text{ Torr cm} \approx 0.1 \text{ Torr cm}$ と



(a) Model A



(b) Model B

Fig. 4.12 二段加速電極モデル

なり、ホローカソード放電が得られる。

あらかじめ、 $Pd = 0.1 \text{ Torr cm}$ とすると、 $P = \frac{P_R}{2}$, $d = 2a$ であるので $P_R \cdot a = 0.1$

Torr cmとなる。この条件では、 $Q_{\text{total}} = 7.46 = 12.27 \times \left(\frac{8a}{8a + 3\ell} \right) P_R = 9.82 \frac{1}{8a + 3\ell}$

の関係より $8a + 3\ell = 1.316 \text{ cm}$ となる。この場合の設計値および、前記設計例を Table 4.2に示す。

Table 4.2 ホローカソードの大きさ

a cm	ℓ cm	P_R Torr	n 個	$P \cdot d$ Torr · cm
0.025	0.372	4	200	0.1
0.0354	0.344	2.8	100	0.1
0.0375	0.339	2.67	89	0.1
0.05	0.305	2	50	0.1
0.025	0.208	2.5	200	0.0625
0.0354	0.295	2.5	100	0.0625

4.3 加速電極の設計

イオンオプティックスの立場から、三電極系一段加速については、実験、計算機実験ともに比較的豊富なデータがある。一方、多段加速については、いくつかの計算機実験があるが、実験結果はほとんど見当たらない。

このような背景で、JAERI-M 6670においては、一段加速での実験データをもとにして、イオンの収束に重要な、アスペクト比を一段目と二段目とを同一になるような電極構成で設計を行っている。(Fig. 4.12(a)参照)

一方、最近日本原子力研究所加熱工学研究室における、四電極系二段加速の計算機実験¹²⁾によると、Fig. 4.12(b)の型で、パラメータの選択を適当に選ぶことにより、収束の良いビームが得られることがわかった。この資料の要点を記すと、ビームの発散を小さくするためには、第1段目のアスペクト比 r_1/d_1 を小さくし、2段目の電極間距離、 d_2 を絶縁が持つ程度に小さくし、極間の電界比 f を小さくすれば良い。

本設計においても、基本的にはこの思想を受け継いでゆく。ただし計算機実験が完成していないのでビームの発散角が Table 2.1の仕様を満たしているか否かの判定は出来ない。

4.3.1 加速電極形状の設計 第1段目

引出し電流密度は空間電荷制限則(4.1)式による。

$$j = \alpha \frac{V_1^{3/2}}{d_1^2} \quad (4.1)$$

α はビーム収束を最小にするような電極配位での実験値を用いる。すなわち、計算機実験が完成しない現時点では、第1段目の設計には一段加速の実験結果を利用する。

すでに述べたように、第1段目の加速電極ではアスペクト比 r_1/d_1 (Fig. 4.12 (b) 参照) が小さい方が収束には良い。一方アスペクト比を小さくすると、同一電流密度、同一電圧では、 d_1 が大となり、熱入力大となり冷却上不利である。

本設計ではアスペクト比 0.75, 0.5, 0.375 の場合について計算する。

電流密度 j , 電圧 V を与えたときの極間距離 d は (4.1) 式より (4.1') 式となる。

$$d_1 = \left[\frac{\alpha}{j} (V_1^{3/2}) \right]^{1/2} \quad (4.1')$$

α の具体的な値は、JAERI-M 6670のデータを用い、スリット透明度60%とし、 D^+ ビームに換算すると、アスペクト比 0.75, 0.5, 0.375 の各々に対し次の如くの式が得られる。

$$\text{アスペクト比 } \frac{r_1}{d_1} = 0.75$$

$$d_1 = 0.4 \left[0.2 \frac{1}{j} \left(\frac{V_1}{2 \times 10^4} \right)^{3/2} \right]^{1/2}$$

d_1 : cm

j : A/cm²

V_1 : Volt

$$\text{アスペクト比 } \frac{r_1}{d_1} = 0.5$$

$$d_1 = 0.6 \left[0.12 \frac{1}{j} \left(\frac{V_1}{2 \times 10^4} \right)^{3/2} \right]^{1/2}$$

$$\text{アスペクト比 } \frac{r_1}{d_1} = 0.375$$

$$d_1 = 0.8 \left[0.094 \frac{1}{j} \left(\frac{V_1}{2 \times 10^4} \right)^{3/2} \right]^{1/2}$$

前記の各式に $j = 0.1 \text{ A/cm}^2$ を代入し、 d_1, r_1 を求めると下記の如くなる。なお表の最小段の P_{sc} は次節 4.4 で述べる、ビームの散乱パワー密度である。同じ欄の%表示してある数値はビームパワー $j V_1$ に対する P_{sc} の割合を示す。

Table 4.3 電圧と電極形状

V_1 [V]	20×10^3	30×10^3	40×10^3	50×10^3
d_1 [cm]	0.57	0.77	0.95	1.12
r_1 [cm]	0.424	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%

$$\text{アスペクト比 } \frac{r_1}{d_1} = 0.75$$

第1段極間ガス圧平均 4.1×10^{-3} Torr

Table 4.4 電圧と電極形状

V_1 [V]	20×10^3	30×10^3	40×10^3	50×10^3
d_1 [cm]	0.66	0.89	1.11	1.31
r_1 [cm]	0.33	0.45	0.55	0.65
P_{sc} [W/cm ²] (%)	12.8 0.63	25.8 0.86	42.7 1.07	63.3 1.27

$$\text{アスペクト比 } \frac{r_1}{d_1} = 0.5$$

第1段極間ガス圧平均 4.1×10^{-3} Torr

Table 4.5 電圧と電極形状

V_1 [V]	20×10^3	30×10^3	40×10^3	50×10^3
d_1 [cm]	0.78	1.05	1.30	1.54
r_1 [cm]	0.29	0.39	0.49	0.578
P_{sc} [W/cm ²] (%)	15.3 0.76%	30.9 1.03	50.9 1.27	75.4 1.51

$$\text{アスペクト比 } \frac{r_1}{d_1} = 0.375$$

第1段極間ガス圧平均 4.1×10^{-3} Torr

表の外欄に示した、第1段極間平均ガス圧はビームの散乱パワー密度 P_{sc} を計算する際に必要な値で、Fig. 4.13, Fig. 4.14, Fig. 4.15 から求めた値である。

4.3.2 加速電極形状の決定 (第二段目以降)

すでに述べたように、イオンビームの収束の面からみると、第二段目以降の電極間距離は、極間絶縁が耐える程度に短かくし、第一段目と第二段目との平均電界の比 E_1/E_2 を小さくすることが望ましい。

一方、後に述べる電極への熱負荷の面 (電極の冷却の面) からビーム散乱パワー密度に上限があり極間のガス圧に制限が課せられる。

電極間距離 d と極間耐電圧 V との実用的な関係式は $V = k \sqrt{d}$ である。圧力が 10^{-4} Torr 以下の純粋な真空絶縁では、比例係数 k は電極材料によっても大巾に異なる。イオンビームが存在し、残留ガス圧が 10^{-3} Torr と比較的高い圧力では、電極材料の影響と残留ガスとの影響が混り、電極材料の影響がより薄くなるものと考えられる。すなわち、イオンビームがある状態での極間距離 d と耐電圧 V との関係 $V = k \sqrt{d}$ において、係数 k は電極材料に関係ないものとして設計する。 k の具体的な数値はカラムでのデータを用いると d と V との関係は次式になる。

$$d \geq \left(\frac{V}{6 \times 10^4} \right)^2$$

d : cm

V : volt

Table 4.6 に V を与えた場合の d を示す。

Table 4.6 電圧と耐電圧距離

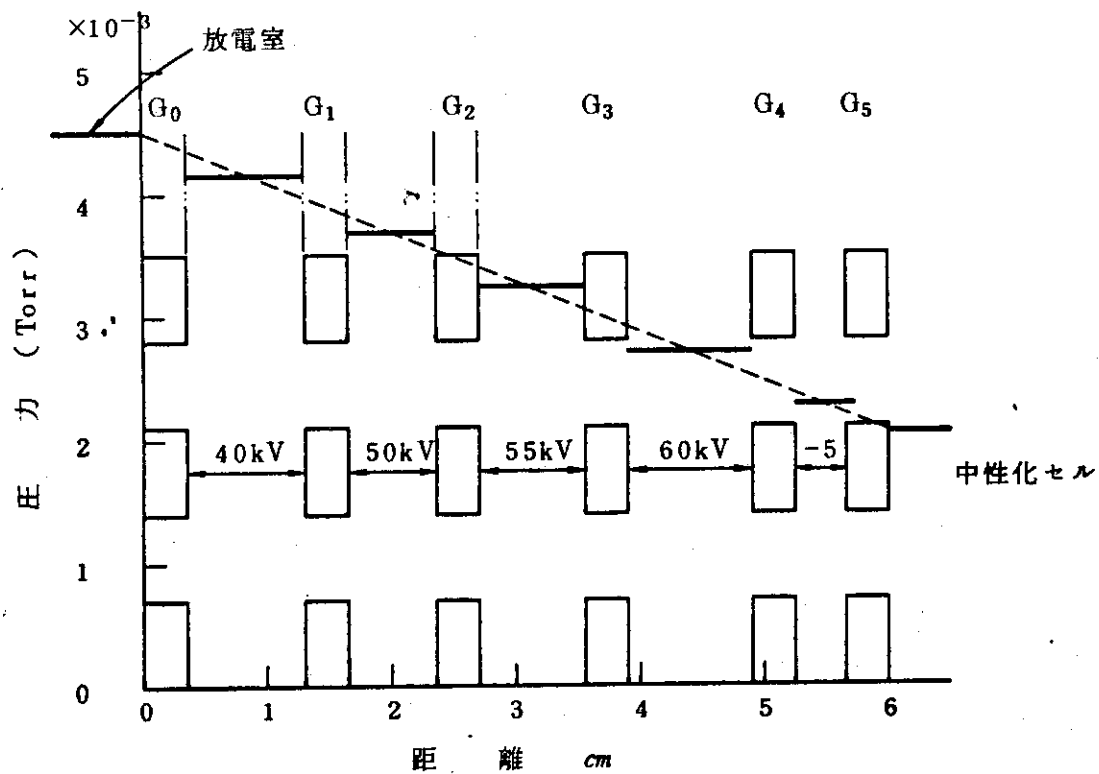
V (V)	5.0×10^3	5.5×10^3	6.0×10^3	6.5×10^3	7.0×10^3
d (cm)	0.69	0.84	1	1.17	1.36
$P_{sc} = 60 \text{ w/cm}^2$ となる 圧力 (Torr)	7.3 $\times 10^{-3}$	5.49 $\times 10^{-3}$	4.23 $\times 10^{-3}$	3.33 $\times 10^{-3}$	2.36 $\times 10^{-3}$

Table 4.6 の最下欄に示す圧力は、電極の冷却能力の限界から、ビーム散乱パワー密度を P_{sc} を 60 w/cm^2 とすることによって決める値である。この電極の熱負荷の問題は 4.4 節で論ずる。

次にビームの収束に重要な、第一段目の平均電界 E_1 と第二段目の平均電界 E_2 の比 $f = E_1/E_2$ について検討する。

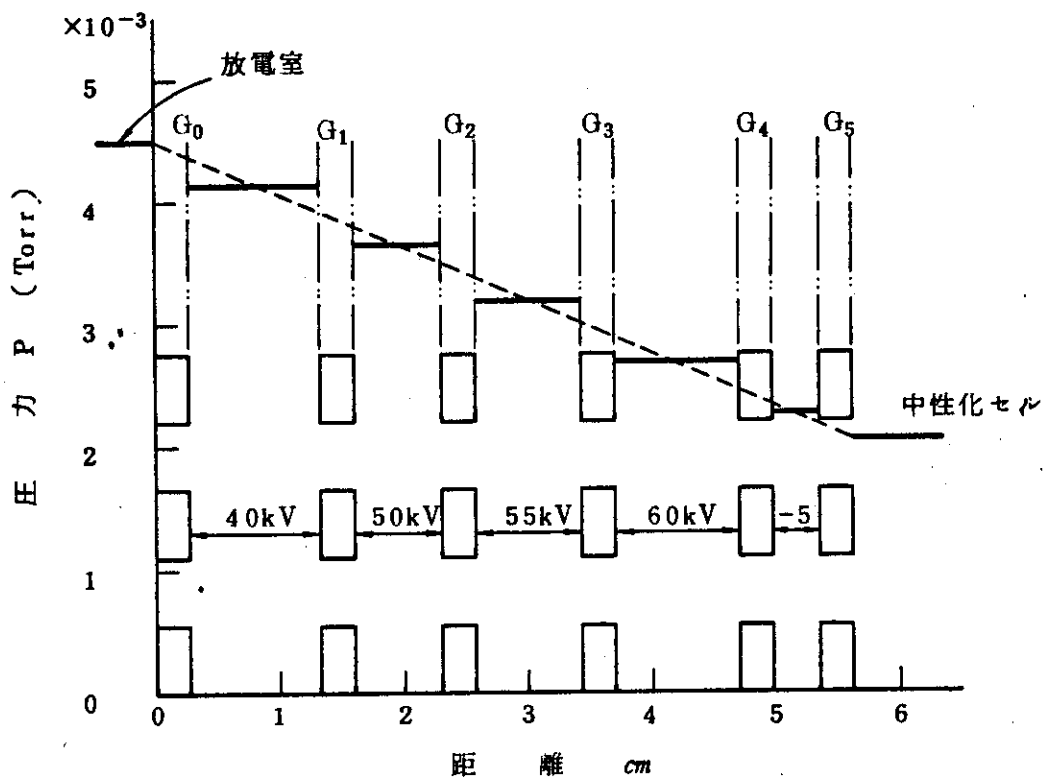
第一段は空間電荷制限電流で決めるものとすれば、電流密度一定のもとでは、 $d_1 \propto V_1^{3/4}$ となり、 $E_1 = \frac{V_1}{d_1} \propto V_1^{1/4}$ である。第二段目は絶縁耐力で決るとすれば、 $d_2 \propto V_2^2$ であり、

$$E_2 = \frac{V_2}{d_2} \propto \frac{1}{V_2} \text{ となる。}$$



第1段アスペクト比 0.75

Fig. 4.13 加速電極の配置と圧力 (その1)



第1段アスペクト比 0.5

Fig. 4.14 加速電極の配置と圧力 (その2)

したがって、 $f = E_1/E_2 \propto V_1^{1/4} V_2$ が得られる。

一例として、 $j = 0.1 \text{ A/cm}^2$ 、アスペクト比 0.75 とした場合

$$f = \frac{E_1}{E_2} = 8.26 \times 10^{-7} V_1^{1/4} V_2$$

V_1, V_2 : volt

$V_1 = 4 \times 10^4$ 、 $V_2 = 5 \times 10^4$ としたとき、 $f \approx 0.58$ が得られる。この値は加熱工学研究室の計算例¹²⁾と比較して、本設計の目標発散角 1° 以内に入りうる値と思われる。

第一段目のアスペクト比がより小さな場合は同一の V_1 に対し、Table 4.4, Table 4.5 からわかるように、 E_1 が小さくなるので f はアスペクト比 0.75 の場合より小さくなりビームの収束に良好である。

第二段目以降の加速電極間の距離は、すでに述べたように、絶縁耐力から決めるものとするれば、電界比 f は次式で与えられる

$$f = \frac{E_n}{E_{n+1}} = \frac{V_{n+1}}{V_n} \quad \begin{array}{l} V_n : n \text{ 段目の極間} \\ \text{電圧 } n \geq 2 \end{array}$$

したがって、 f を 1 以下にしようとする後段ほど、電圧を低くする必要がある。しかし、このようにすると加速段数が増加し構造上望ましくないので本設計では第 2 段目以降の f の目標値を 1 程度とする。

4.3.3 減速電圧の決定

中性化セル内に生じたプラズマから、イオン源に向かって生じる電子の逆流を防ぐためには、減速電圧がビームの空間電荷による電位より高くはならない。この条件を満たすためには次式を満足する必要がある。¹³⁾

$$|V_{\text{decel}}| > \frac{j \left(\frac{r}{2}\right)^2}{2 \epsilon_0 \sqrt{\frac{2qV}{m_D}}} \quad (4.2)$$

M・K・S 表示

r はスリットの中、 j はビームの電流密度、 ϵ_0 は真空誘電率、 q は素電荷、 V はビームエネルギー m_D は D^+ の質量である。

式に $r = 7.1 \times 10^{-3} \text{ m}$ (アスペクト比 $0.75 \times 10^8 \text{ V}$)

$V = 200 \text{ KV}$ を代入すると、

$$|V_{\text{decel}}| > 160 \text{ V}$$

が得られる。

本設計では減速電圧の十分な値として $V_{\text{decel}} = -5 \text{ KV}$ とする。

中性化セルからのイオンの逆流を大きくしないためには V_{decel} は小さい方がよい。

4.3.4 加速電極形状のまとめ

すでに述べたように、第一段目は空間電荷制限電流式および電極アスペクト比から決まる d_1 を、第二段目以降は絶縁耐力から決る極間距離を用いることを前提とした。これらの条件にさらに電極の冷却を考慮して、電極配置の概略を求めると、アスペクト比 0.75, 0.5, 0.375 に対応し Fig. 4.13, Fig. 4.14, Fig. 4.15 が得られる。これらは、いずれも第一, 二, 三, 四段減速の電圧は各々 40, 50, 55, 60, -5 KV である。

ビームの収束, 電極材のスパッタリングあるいはプリスタリングを考慮すると、さらに段数を加する必要があるかも知れない。

構造の堅牢さからは、アスペクト比 0.75 程度の場合が良い。アスペクト比 0.75 では各段間の

電界係数 $f_n = \frac{E_n}{E_{n+1}}$ は各々 $f_1 = 0.58, f_2 = 1.1, f_3 = 1.09$ となり、ビームの収束は 1°

以内に入ることを期待される。

イオン源 1 台当りのビーム電流 3.21 A を得るための引出しスリットの全体はアスペクト比 0.75 の場合、概略、Fig. 4.16 の如くである。

なお、アスペクト比、0.75, 加速電圧 40 KV とした場合、スリット長さ L (cm), 本数 n との間には次の関係がある。

$$(0.7 \text{ cm} \times L \text{ cm}) \times n \cdot 0.1 \text{ A/cm}^2 = 3.21 \text{ A}$$

$$n \cdot L = 458.6 \text{ cm}$$

n 本	35	40	45
L..... cm	13.1	11.46	10.19

中性化セル用ダクト形状 12 cm × 60 cm を考慮して $n = 40, L = 11.5 \text{ cm}$ とする。(Fig. 4.16)

4.4 加速電極系の熱入力の評価

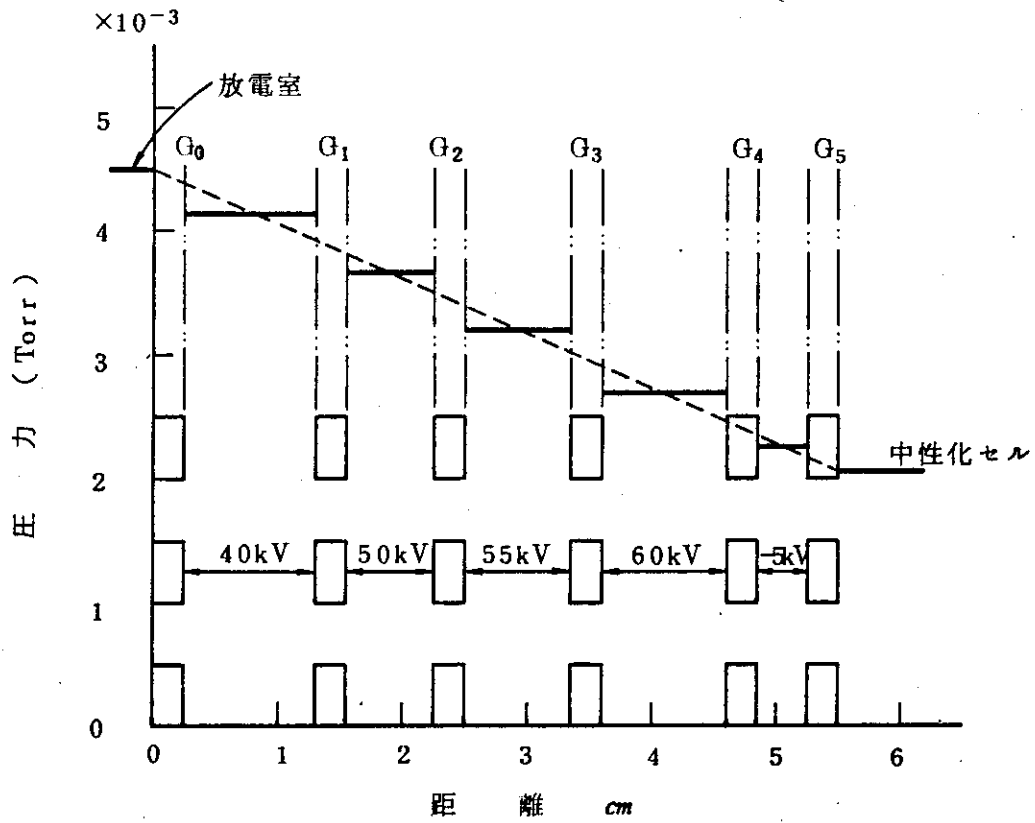
電流密度 j のイオンビームが残留ガス密度 n の中を進むと、イオンとガスとの衝突によりガスが電離又は荷電変換により速度の遅いイオンが生ずる。このスロー、イオンがビームからそれて加速され電極に衝突し熱エネルギーになると同時に二次電子を放出する可能性がある。

電極間距離 d , この間の加速電圧 V_0 , 低速イオンを作る断面積 $\sigma(V)$, とすると、この加速電極間で、ビームに垂直な単位面積, 単位時間内に低速イオンを生ずる衝突数は $j \cdot n \cdot d \cdot \sigma(V)$ である。この低速イオンがすべて電極へ散乱入射するとすれば、イオンによる二次電子放出係数 $r(V)$ として、 $jnd \sigma(V) r(V)$ 個の電子が発生する。これらの衝突による電極への熱入力密度は

$$(4.3) \text{ 式で与えられる。}^{14)} \quad P_{sc} = jnd \left[\frac{1}{V_0} \int_0^{V_0} \sigma(V) V dV + \int_0^{V_0} \sigma(V) r(V) dV \right]$$

$$\doteq jnd [0.5 + \bar{r}] \bar{\sigma} V_0 \quad (4.3)$$

(4.3) 式は生成した低速イオンがすべて電極に入射するとしているので必ずしも正確な式とは



第1段アスペクト比 0.375

Fig. 4.15 加速電極の配置と圧力 (その3)

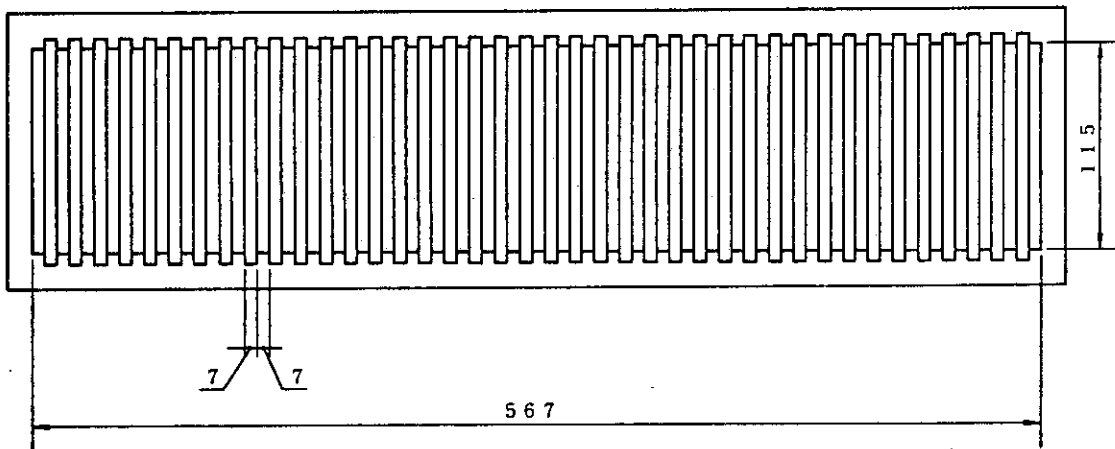


Fig. 4.16 マルチスリット加速電極

思われぬ。しかし、パラメータ j, n, d, V_0 への依存性という意味では妥当であろう。

そこで、以下のような手順で (4.3) 式を実験式として定式化する。衝突に関する係数 $(0.5 + \bar{\gamma}) \bar{\sigma}$ を係数 β とし、残留ガス密度 n をガス圧 p (Torr) で置き換え P_{sc} を (4.4) 式のように表示する。

$$P_{sc} = \beta \cdot p \cdot d \cdot j \cdot V \quad (4.4)$$

β を決めるために、カラムでの実験を利用する。 β を決めるには P_{sc}, p, d, j, V がわかる必要がある。前記、カラムの報告書では加速電極間の圧力が明記されていないので、次のように推定する。イオン源は Duo PIGatron 形であるので、放電室圧力は、 $10 \sim 15 \times 10^{-3}$ Torr とする。中性化部 (真空装置) の圧力を 5×10^{-4} Torr と仮定する。この圧力と実際の電極配置とを Fig. 4.17 に示す。

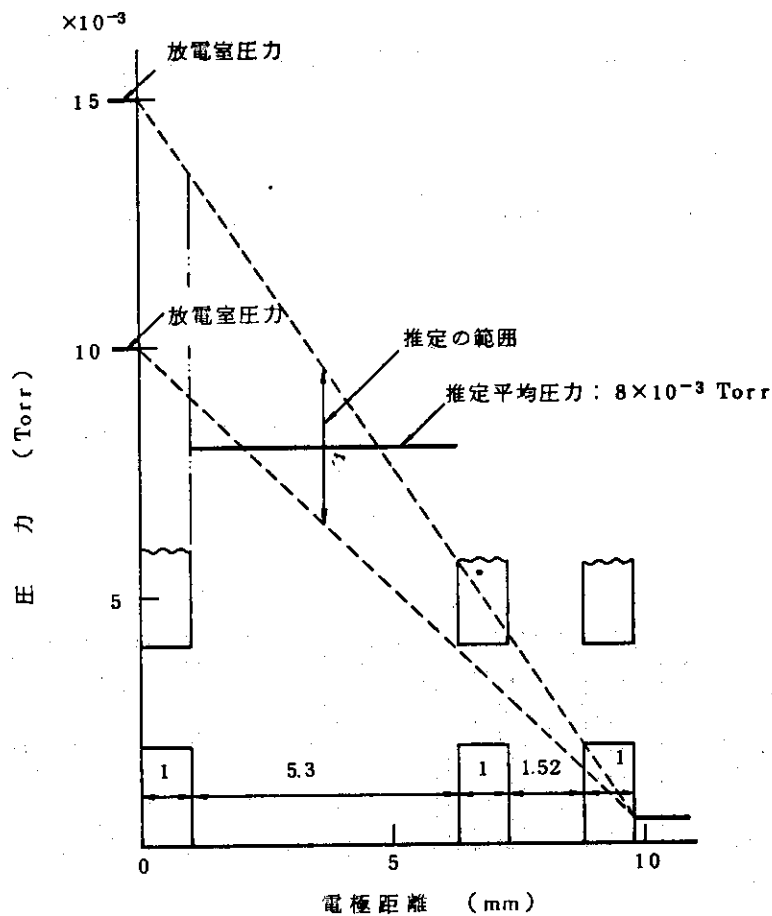


Fig. 4.17 カラム実験条件の推定

このグラフから圧力 p は加速電極間では平均 8×10^{-3} Torr と推定される。この圧力の推定値を含めて、次のようなパラメータでの実験と思われる

$$p = 8 \times 10^{-3} \text{ Torr}$$

$$d = 0.53 \text{ cm}$$

$$j = 0.1 \text{ A/cm}^2$$

$$V = 21 \text{ KV}$$

この条件で P_{sc} はビームパワー $P_b = jV$ の1%以下という実験結果が得られている。したがって $P_{sc}/P_b = 0.01$ の関係より、 β として次の値が得られる。

$$\frac{P_{sc}}{P_b} = \beta pd = \beta \times 8 \times 10^{-3} \times 0.53 = 0.01$$

$$\beta = 2.358 (\text{Torr} \cdot \text{cm})^{-1}$$

この β の値を用いて、 P_{sc} の表式として次の関係が得られる。

$$P_{sc} = 2.358 j \cdot p \cdot d \cdot V \quad (4.5)$$

本設計において、上式を電極への入力の評価式として用いるが、次の点に問題がある。 β は衝突に関係するパラメータなのでビームエネルギーとともに変化し得ること、およびカラムの実験データは He^+ での値であることである。

電極への熱入力の計算には、加速電極間の圧力を知る必要がある。第一、二、三、四段目、および減速電圧を各々、40, 50, 55, 60, -5 KV とし、第一段目の極間距離は空間電荷制限式およびアスペクト比から定まる値 (Table 4.3, Table 4.4, Table 4.5) を、二段目以降は絶縁距離から決まる値 (Table 4.6) を用い、具体的な電極配置を決め、電極間の圧力分布の推定を行う。イオン源圧力を $P_s = 4.51 \times 10^{-3}$ Torr, 中性化セル入口 2.05×10^{-3} Torr として求め、Fig. 4.13, Fig. 4.14, Fig. 4.15 に示す。

すでに示した Table 4.3, Table 4.4, Table 4.5 の最下欄の散乱ビームパワー P_{sc} は、(4.5) 式に Fig. 4.13, Fig. 4.14, Fig. 4.15 で求めた圧力 p および j, d, V を代入して求めた値である。

なお、イオンビームによって成生された低速イオンの軌跡の計算機実験⁽⁷⁾から求めた P_{sc}/P_b は $P_{sc}/P_b \cong 0.24\%$ が得られている。この計算機実験と同一条件 ($p = 6.2 \times 10^{-3}$ Torr, $d = 0.23$ cm, $j = 0.5$ A/cm², $V = 20 \times 10^3$ V) を本設計の評価式に代入すると $P_{sc}/P_b = 0.34\%$ となり、これら両者はほぼ一致すると見られる。

しかし、最も異なる点は、本設計で無視している、中性化セルからのイオンの逆流によって、減速電極への入力 (P_{back} とする) である。計算機実験によれば

$$(P_b)_{total} = 1400 \text{ KW}, (P_{sc})_{total} = 3.4 \text{ KW}, (P_{back})_{total} = 22 \text{ KW}$$

となり、減速電極への入力は大部分、中性化セルからの低速イオンの逆流 P_{back} である。

本設計における中性化セル内のプラズマの状態は計算機実験の場合の条件とかなり異なるものと思われるが、 P_{back} の評価は今後の課題である。

4.5 加速電極系の冷却

加速電極系の代表として、アスペクト比 0.75 の場合を扱う。各加速段での P_{sc} は次の如くである。

Table 4.7 加速段の入力推定

	第 1 段	第 2 段	第 3 段	第 4 段
電 圧 V	40×10^3	50×10^3	55×10^3	60×10^3
極間距離 cm	0.95	0.69	0.84	1.0
圧力 Torr	4.15×10^{-3}	3.67×10^{-3}	3.25×10^{-3}	2.7×10^{-3}
$P_{sc} \text{ W/cm}^2$	38.5	29.9	35.4	38.2

ビーム電流密度 0.1 A/cm^2

この表から P_{sc} の最も多いのは第一段目の電極系である。したがってこの $P_{sc} = 38.5 \text{ W/cm}^2$ を冷却するためのパラメータを求めれば、他の加速段についてはほぼ同様のパラメータで冷却が可能である。

冷却を水で行う場合、熱流束密度が $10^4 \text{ kcal/m}^2\text{h}$ ($\approx 1.16 \text{ W/cm}^2$) で強い沸騰に移り、 $10^6 \text{ kcal/m}^2\text{h}$ (116 W/cm^2) 程度で Burn Out する。本設計の加速電極では、熱流速密度が 40 W/cm 程度で、比較的強い沸騰の領域である。しかし水を $5 \sim 10 \text{ atm}$ 程度に加圧することにより発生する蒸気泡の径を小さく抑え、流れの大部分の断面で再び液化し、近似的に单相流の流れと見做せる状態が実現可能と思われる。

すなわち、本設計では乱流熱伝達の式を用い、冷却設計を行う。

アスペクト比、0.75での第1段目の電極断面を Fig. 4.18 に示す。熱入力の評価の基本式の原理に従えば第一段での熱入力 $P_{sc} = 38.5 \text{ W/cm}^2$ のうちソースプラズマに接する G_0 電極には二次電子による分が、二段目の加電極 G_1 にはイオンによる分が配分されるべきである。(したがって、 G_1 には第二段目の発熱量のうち二次電子による分が加わる。)

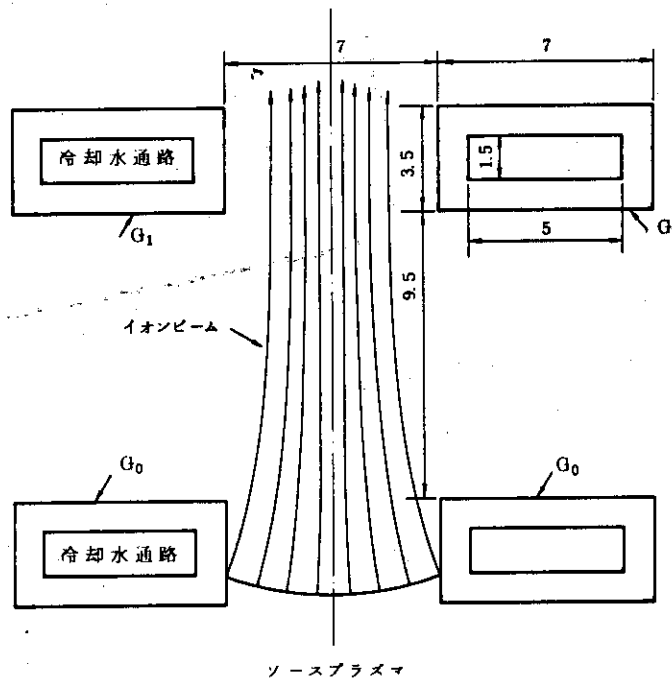


Fig. 4.18 加速電極拡大

冷却設計では単純に、第一段での P_{sc} は G_1 に入るとし、しかも G_1 の周囲に均一に分布するものとして計算する。

以下、伝熱工学便覧⁽⁸⁾の手順に従って計算する。

冷却水条件

$$\begin{aligned} \text{入口温度 } T_i &= 40 \text{ }^\circ\text{C} \\ \text{出口温度 } T_\theta &= 60 \text{ }^\circ\text{C} \\ \text{冷却管壁温度 } T_w &= 100 \text{ }^\circ\text{C} \\ \text{平均温度 } T_b &= 50 \text{ }^\circ\text{C} \end{aligned}$$

冷却パイプ等価直径

$$d_e = \frac{2(5 \times 10^{-3} \times 1.5 \times 10^{-3})}{5 \times 10^{-3} + 1.5 \times 10^{-3}} = 2.31 \times 10^{-3} \text{ m}$$

散乱パワー密度

$$P_{sc} = 385 \text{ W/cm}^2 = 3.31 \times 10^5 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}$$

冷却パイプ内面の平均熱流束密度

$$q = 3.31 \times 10^5 \times \frac{7 \times 10^{-3}}{\pi d_e} = 3.2 \times 10^5 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}$$

この熱流束密度の除熱に必要な平均熱伝達率 α は定義に従い次のようになる。

$$\alpha = \frac{q}{T_w - T_b} = 6.39 \times 10^5 \text{ kcal/m}^2 \text{ h }^\circ\text{C}$$

ヌッセル数 N_u

$$N_u = \frac{\alpha d_e}{\lambda} = 26.8$$

λ は水の熱伝導度で、 $\lambda = 0.55 \text{ kcal/m}^2 \text{ h }^\circ\text{C}$ である。このヌッセル数 N_u に対応する R_e 数は乱流熱伝達の実験公式で与えられる。

$$R_e = \left(\frac{N_u}{0.023 \times P_r^{0.4}} \right)^{1.25} = 3.62 \times 10^5$$

プラントル数 P_r は 3.6 を用いた。

この R_e になるような流束 w が、熱伝達率 α から要請される。

$$\begin{aligned} w &= \frac{R_e \cdot \nu}{d_e} = 3.13 \times 10^3 \text{ m/h} \\ &= 0.87 \text{ m/s} \end{aligned}$$

ν は動粘性係数で $2.0 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{h}$ を用いた。

一方、スリット全長 $115 \times 10^{-3} \text{ m}$ にわたっての全発熱量 (全除熱量) Q は次の値である。

$$Q = 3.31 \times 10^5 \times 7 \times 10^{-3} \times 115 \times 10^{-3} = 2.67 \times 10^2 \text{ kcal/h}$$

このQが、前記熱伝達係数から要請される流速で除熱出来るか調べる。

$$Q = \gamma C \frac{\pi}{4} d_e^2 w (T_\theta - T_i)$$

ここで、 γ 、 C は各々水の比重量と比熱である。

この関係に前記、 w と Q を代入し、 $T_\theta - T_i$ を求めると、 $T_\theta - T_i = 20.6$ ℃が得られる。この値は最初に設定した冷却水条件： $T_\theta - T_i = 60 - 40$ ℃ $= 20$ ℃とほぼ一致する。

以下、冷却水は余裕を見込み、すべての引出し電極系で、 $w = 1$ m/s とする。

第1段目、アスペクト比0.75で設計した場合の水の流量、除熱量をTable 4.8にまとめて示す。

Table 4.8 冷却水水量

構 成	水量 $\frac{\text{kg/h}}{\text{m}^2/\text{h}}$	除熱量 kcal/h
1 電 極	6.14×10^2 6.19×10^{-1}	
イオン源1台分	3.68×10^3 3.71	3.93×10^4
1 ポート分 (イオン源12台)	4.42×10^4 4.45×10^4	4.72×10^5
4 ポ ー ト	1.77×10^5 1.78×10^2	1.89×10^6

次に流速1 m/sを得るためのスリット入口、出口の圧力損失を次の公式によって求める。

$$\Delta P = \lambda \left\{ \Delta L \left(\frac{\gamma w^2}{2g} \right) \frac{1}{d_e} \right\}$$

g : 重力加速度, ΔL : パイプ長さ

λ : 管路の抵抗係数, R_e 数の函数

$\Delta L = 115 \times 10^{-3}$ m, $d_e = 231 \times 10^{-3}$ m, $w = 1$ m/s として計算する。 $R_e = wd_e / \nu = 3.87 \times 10^3$ となり、この R_e 数に対応する抵抗係数は、機械工学便覧により $\lambda = 0.045$ である。これらの値から電極の冷却パイプによる圧力損失 ΔP は次の値となる。

$$\begin{aligned} \Delta P &= 1.12 \times 10^2 \text{ kg/m}^2 \\ &= 1.12 \times 10^{-2} \text{ kg/cm}^2 \end{aligned}$$

全イオン源(12×4=48台)に冷却水を送るための所要動力は、水の体積流量を Q_v として次式で求まる。

$$\begin{aligned} W &= Q_v \cdot \Delta P \\ &= 1.99 \times 10^4 \text{ kg} \cdot \text{m/h} \\ &= 54 \text{ Watt} \end{aligned}$$

となり問題となる量ではない。

4.6 イオン源構造設計

4.6.1 ホローカソード部設計

ホローカソード部のオリフィス(放電部, ガス流出口)の寸法はすでに4.2.3で求めた。本節

ではホローカソードを製作する立場から構造および材質の点から検討を行う。4.2節の設計では、 n 個の円形のホローカソードから構成するとした。 n を十分多くとれば、放電室でのプラズマ密度を均一化するのに有利である。

本節の構造設計では、4.2での設計を参考にし、ホローカソード出口を円形とはせず $0.1\text{ cm} \times 0.325\text{ cm}$ の長方形として、これを12個で構成する。この理由は単に、ホローカソードユニット（ホローカソードアセンブリ）が、アルミナセラミックスを含めて、すべて円筒形の構成要素から出来るからである。すなわち、ホローカソードアセンブリ（このうち特にアルミナセラミックス）に関しては現用の技術でまかなえるようにした。

このような方針で設計した結果を Fig. 4.19 に示す。ホローカソード部はトリエーテッド・タングステン（俗称：トリタン、以後トリタンと称する）を用いる。トリタンは高温に加熱されると ThO が還元され、タングステンの表面に Th がにじみ出し、カソードとしての仕事函数が $2.6 \sim 2.9\text{ eV}$ 程度に低下する。仕事函数 ϕ が小さいと、熱電子放射がしやすくなるとともに、イオン衝撃による二次電子放出係数 γ も大きくなる。本設計のホローカソードは、通常の分光用光源に使用されるホローカソードよりはるかに多く（約1桁多い）の電流を流すので、陰極はイオンの衝撃により赤熱状態となる。このため熱電子の放出も促進され、また仕事函数が低いトリタンの使用が有利となる。

ホローカソードの支持部は Mo 、又は Ta を用い、この支持部にトリタンのホローカソードを電子ビーム溶接する。

起動電極はタングステンを用い、この支持にはやはり Mo 、又は Ta で構成し、電極と電子ビーム溶接を行う。ホローカソード、起動電極の両電極の支持部（ Ta 又は Mo ）はコバルト（ KOV ）の基板に Ti ローでロー付けを行う。その他の部分のロー付けは銀ローで行う。

このようにして出来あがった、ホローカソード・アセンブリを放電室にヘリアーク又は、電子ビーム溶接によって取付ける。

4.6.2 加速電極系の構造設計

JT-60あるいはTFTR程度のプラズマ実験装置に用いられるインジェクタ用イオン源と本設計の実験炉用インジェクタ用イオン源との構造上の相違点は下記の如くである。

前者の場合、イオン源の外部は大気または、絶縁性ガス（ SF_6 ）の中に置かれている。本設計ではイオン源の外周部は真空中に置かれている。

前者は絶縁物、パッキング類は有機物でも容認できる。本設計では中性子束に照射されるので原則として有機材料を使用しない。

これらの違いにより、従来のイオン源とは多少異った設計方針が要求される。

イオン源の外周部が真空中の中に置かれているので、加速電極系を支持している絶縁物が Vacuum Tight である必要はない。もちろん、イオン源から外周部に洩れる D_2 ガスが多いと、中性化セルへ供給するガス量が不足するので、絶縁物容器の内外とのコンダクタンスを十分小さくする必要はある。

Vacuum Tight の必要がないので、絶縁物と加速電極系との間にメタルパッキングを入れる必要はない。

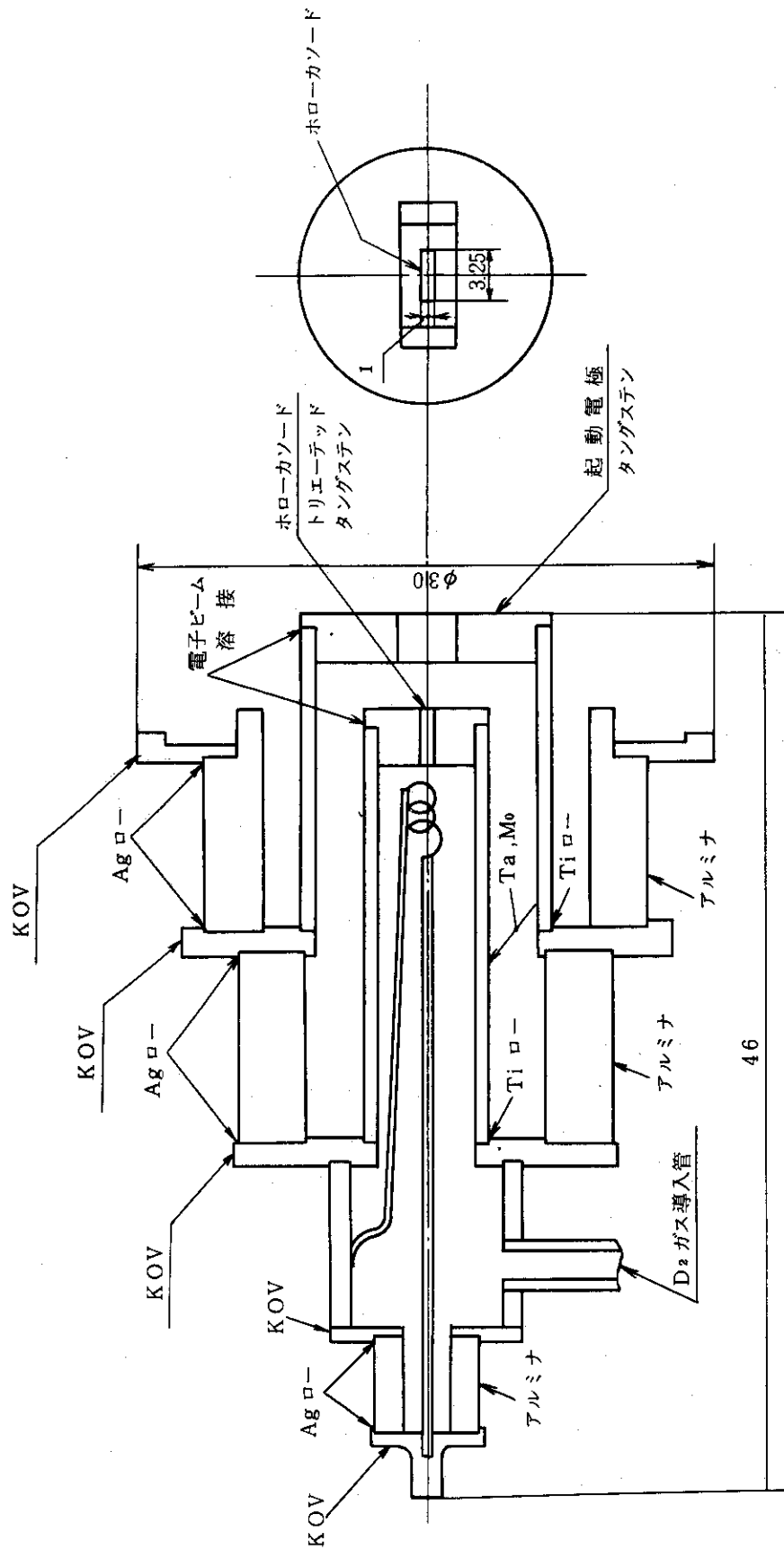


Fig. 4.19 ホローカソード アセンブリ

もちろん、コバールリングを用いてシールする必要もない。

以上のことを念頭におき、以下細部の設計を行う。

引出し電極（スリット形式）はスリット電極自身を冷却パイプを兼ねるように、中空のモリブデンパイプを素材とする。この M_0 のパイプをロール加工し、ほぼ矩形断面に成形し、規定の長さに切断する。

この多数の電極をステンレス（SUS）又はモリブデンの電極取付枠に金ロー又はTiローでロー付けする。電極取付枠は冷却水のマニホールドの役も兼ねる。取付枠は剛性を大とするためには、電極厚さ（3.5 mm）より厚くした方がよい。

しかし、加速電極系の設計の方針は、ビームオプティックスの面から、第二段目以降は、極間距離は耐圧距離と同程度であるので、取付け枠の厚さを増やすことは出来ない。この点はビームの軌道計算が進んだ時点で改良すべき問題である。

真空中での沿面絶縁のデータは少ない。条件の良い場合は ≈ 20 mmで約40 KV以上の耐圧が得られている。⁽⁹⁾ 電子ビーム、イオンビーム等荷電粒子の存在する場合、散乱荷電粒子が絶縁物上に付着し、電位分布を歪ませるので、絶縁の条件は悪い。

条件の悪さをどの程度に評価するかは、実験によらなければならない。本設計では10 mm（直線距離）10 KVの耐圧とし、沿面距離と電圧とは比例関係にあるものとする。さらに沿面距離を増やすため、通常の手段に従い、ひだをつける

各段の加速電極を上記の沿面距離を有するアルミナのスペーサで電極間距離を決める。さらにこの外周に固定用のアルミナスタッドおよび押え板ではさみこんで固定する。立体の概略をFig. 4.20に示す。

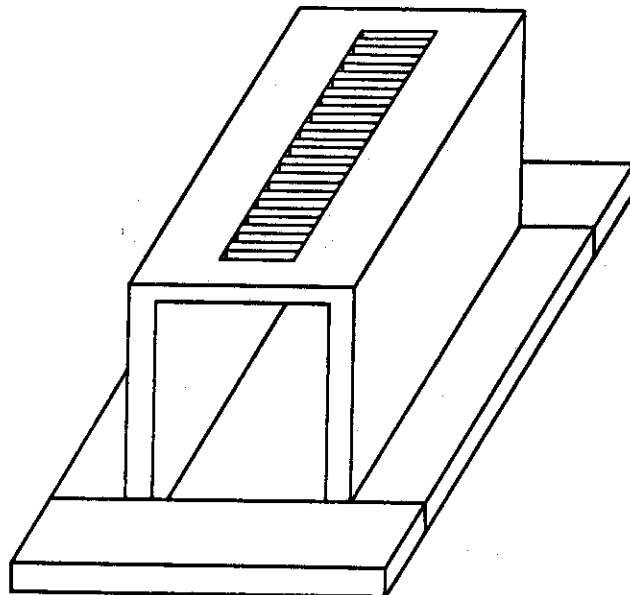


Fig. 4.20 加速電極立体図

4.6.3 放電室構造設計

放電室の断面図（加速電極と同じ断面）Fig. 4.21に示す。ホローカソードアセンブリを放電室の中心から6 cmの位置に片側6ヶ、計12ヶ取付ける。

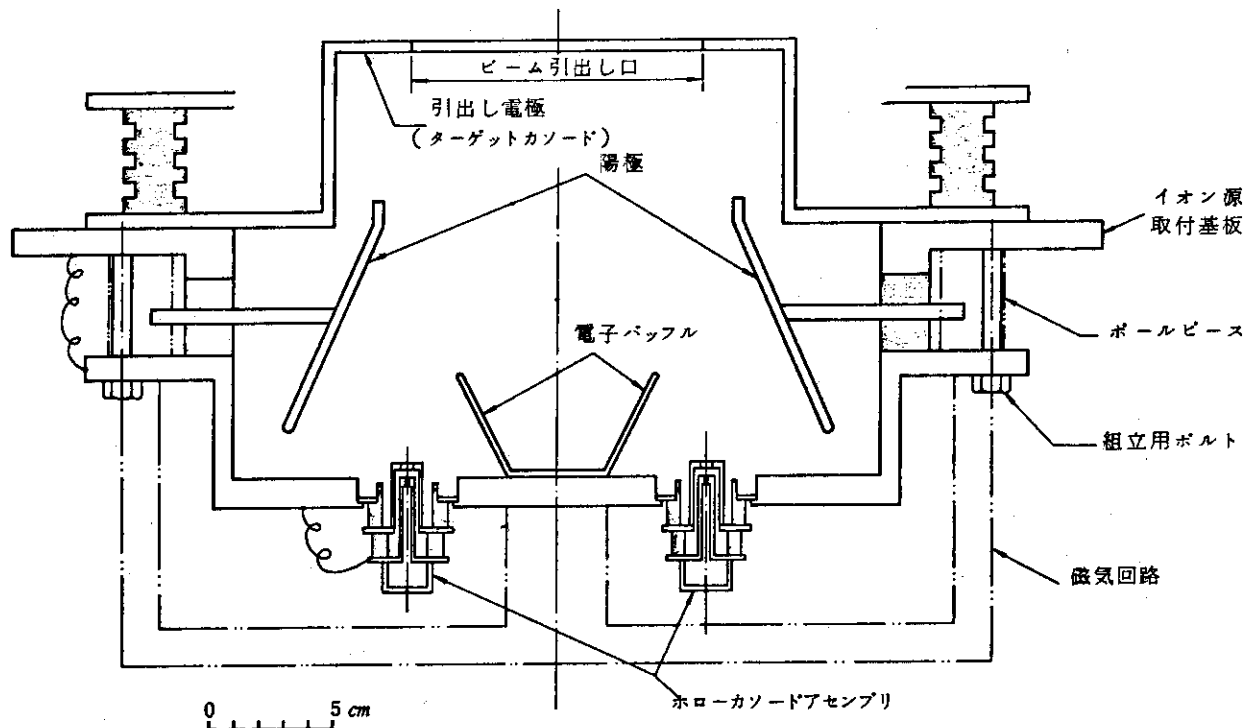


Fig. 4.21 放電部構造

放電室の陽極は、ビームの引出し巾1.5 cmとほぼ同程度で、最も狭い部分で約1.4 cmとする。

ホローカソードから射出された電子が陽極に達し易いように、電子バップルを設け、静電的に電子を陽極側に押し出す。本設計の放電室は、イオンスラストとは異って、陽極と陰極との間の放電路がほぼ直線なので、磁場による放電の安定化は必要ないものと思う。もし放電が安定しない場合は、二点鎖線で示した磁気回路、強磁性体で出来たイオン源取付基板およびこれらに挟まれたポールピース（永久磁石、アルニコ等）で適当な磁力線を発生する必要がある。

以上ホローカソード部、引出し電極系、放電室の構造設計により、イオン源の概略構造設計が完了した。またFig. 4.22には放電室、加速電極を一体にした断面図を示す。

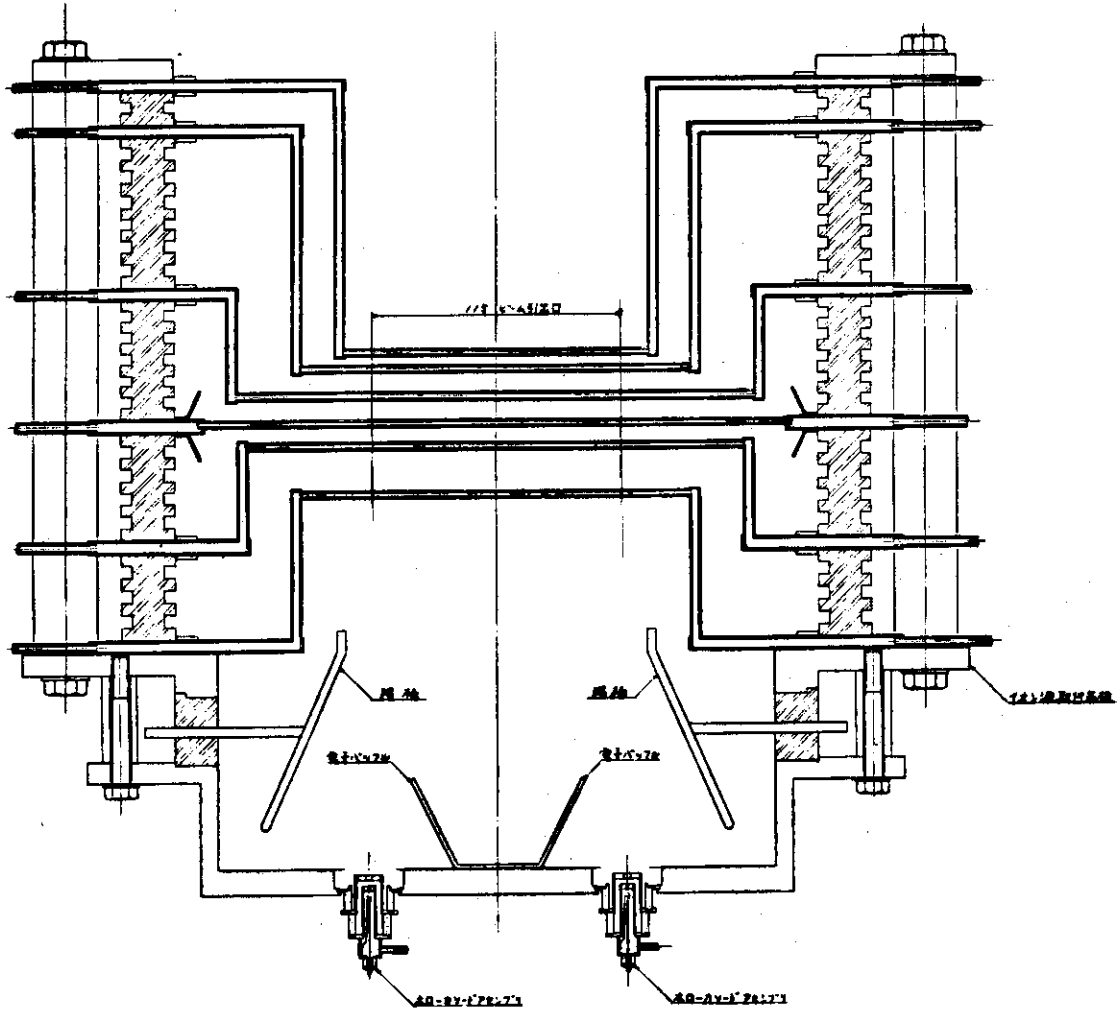


Fig. 4.22 イオン源構造

参考文献

- 1) K.W. Ehlers et. al., "Large-Area Plasma Sources" Proc. 2nd Symp on Ion Source and Formation of Ion Beam", Berkeley. Oct. 1974.
- 2) J.H. Fink et. al., "A 225 MW Neutral Injection System for Mirror Fusion-Fission Hybrid Reactor" Nuclear Fusion. Vol. 15 1975.
- 3) W.L. Stirling et. al., "Plasma Properties and Performance of the 10 CM Duo PIGdtron Ion Source" Proc. 2nd Symp. on Ion Source and Formation of Ion Beam, VI-10, Berkeley. Oct. 1974.
- 4) 迫他(炉設計研究室)"核融合実験炉1次予備設計(中間報告)"
JAERI-M 6670 1976.
- 5) Y. Okamoto et. al., "Production of Large Area High Current Ion Beams".
Rev. of Sci. Instrum. Vol. 43 No.8 1972.
- 6) 本多侃士, "気体放電現象"東京電気大学出版部 1964
- 7) J. Hyman, Jr. "Performance Optimized, Small Structurally Integrated Ion Thruster System" MASA CR-121183 1973.
- 8) A.D. White, "New Hollow Cathode Glow Discharge". Jour. Appl. Phys. Vol. 30 No.5 May 1959.
- 9) Albert J. Weigand, "An Investigation of the Operating Characteristics of Hollow Cathode Neutralizer for the 5-CM and 8-CM Diameter Electron Bombardment Hg Ion Thrusters". Proc. 2nd Symp. on Ion Source and Formation of Ion Beam Oct. 1974.
- 10) "8-CM Mercury Ion Thruster System Technology" NASA Technical Memorandum Memorandum NASA TM X-71611.
- 11) 中村嘉宏, "電子衝撃型水銀イオンエンジンの研究"航空宇宙技術研究所
NAL-TR-326 1973.
- 12) 小原 裕, "Two Stage Acceleration for JT-60 Injector"
原研加熱専門部会資料 No.8 1976.
- 13) G.W. Hamilton et. al., "A Design Study of a Neutral Injection System for the Fusion Engineering Research Facility" Proc. of 1st Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion. Vol.1 1974
CONF-740402-P1
- 14) L.D. Stewart et. al., "Tokamak Neutral Beam Heating Technology" ibid
- 15) J.R. Coupland, "A Study of the Ion Beam Intensity and Divergence Obtained from a Single Aperture Three Electrode Extraction System
CLM-P312 1972.
- 16) H.C. Cole et. al., "Electrode Heat Dissipation Limits on Multi-Aperture Ion Source Performance". CLM-P313 1972.

- 17) J.H. Fink et. al., "Ionization, Charge Exchange, and Secondary Electron Emission in the Extractor of an LBL/LLL Neutral Beam Source".
6th Symp. on Engineering Problems of Fusion Research 1975.
- 18) 日本機械学会編 "伝熱工学便覧"
- 19) 電気学会編 "放電ハンドブック"

5. エネルギー回収系設計

入射エネルギーが100 KeVを越える程度になると荷電交換の断面積は^{1), 2), 3)} $(1\sim 2) \times 10^{-17} \text{ cm}^2/\text{molec}$ と極めて小さくなる為、中性化効率は0.1~0.2と低くなる。200 KeVでは $D_f^0 \rightarrow D_f^+$, $D_f^+ \rightarrow D_f^0$ に対して断面積は夫々 $\sigma_{01} = 5.5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2/\text{molec}$ $\sigma_{10} = 1.3 \times 10^{-17} \text{ cm}^2/\text{molec}$ であるから90%平衡セルとした時の中性化効率 η_G は

$$\eta_G = \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{10} + \sigma_{01}} \times 0.9 = 0.172$$

と低く、ビームは大部分がイオンのままである。即ち、中性粒子ビームの約5倍のエネルギーが1イオンビームのままで残る事になり、これがそのままトラス内に入射されると、真空壁の熱負荷と損傷は到底耐え難いものとなる。従って、この中性化されないで残ったイオンビームのエネルギーを何等かの方法で回収又はビームラインから除去する必要がある。

5.1 エネルギー回収法の種類と特徴

現在考えられているエネルギー回収法としては、大別して次の二方法があり夫々特徴を有している。

- 磁場偏向法
- in-line direct conversion

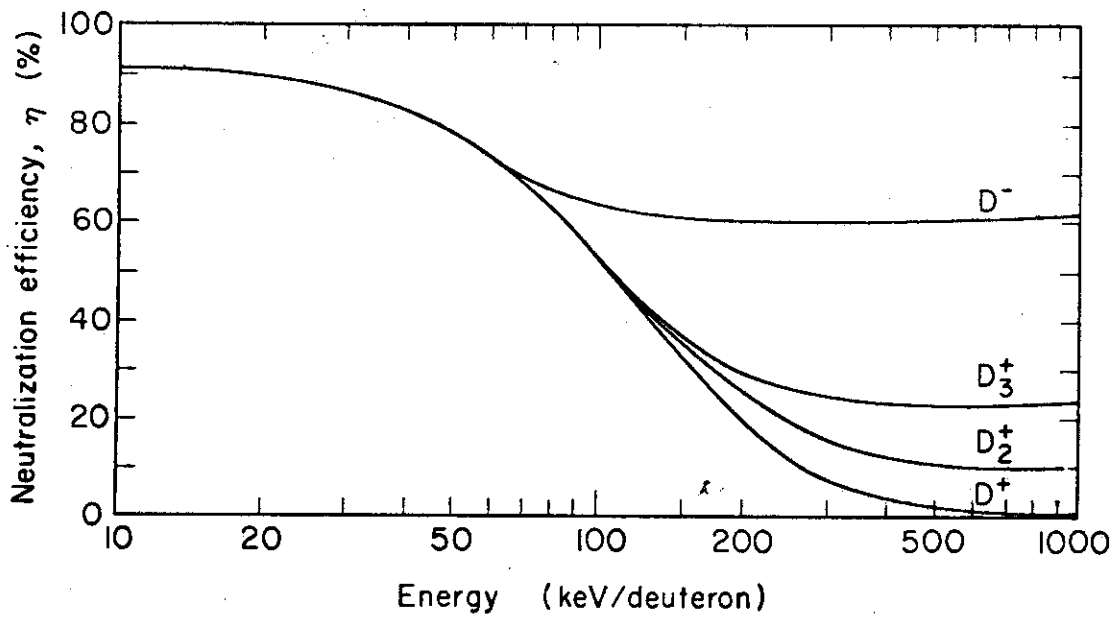
本節では双方の回収法の原理、形状等の概略を述べ本実験炉に最適と考えられる方法を選択する。

5.1.1 磁場偏向法

本方法はFig. 5.2に示す様にビームラインの中間に、ビームラインと直角方向の磁場の存在する空間を設け、ローレンツ力によってイオンのみをビームラインから偏向するもので、イオンビームのエネルギーはダンパに衝突させて熱エネルギーとして除去するか、又は静電的な回収装置を設置し、大部分のエネルギーを電気エネルギーとして回収する。この方法では荷電粒子のラーモア半径が

$$\rho_1 = \frac{\sqrt{2} m^{1/2} W^{1/2}}{e B} \quad (5.1)$$

と、イオンの質量 m とエネルギー W に依存するので、粒子の種類とエネルギーに対応した回収装置が設けられる。反面、マグネットを設置する空間の確保や偏向磁場を十分に遮蔽する必要がある。又、ビームラインに対して直角方向にかなりの空間が必要となる。多数のイオン源を束ねた場合、マグネットを置く空間が得られない可能性がある。200 KeVの D^+ , D_2^+ , D_3^+ 及び、100 KeV, $\frac{2}{3} \times 200 \text{ KeV}$, $\frac{1}{3} \times 200 \text{ KeV}$ の各エネルギーの D^+ イオンに対するラーモア



Maximum neutralization efficiency in D_2 vs beam energy, for each of the four beams, D^+ , D_2^+ , D_3^+ , and D^- .

Fig. 5.1 重水素ビームの中性化効率

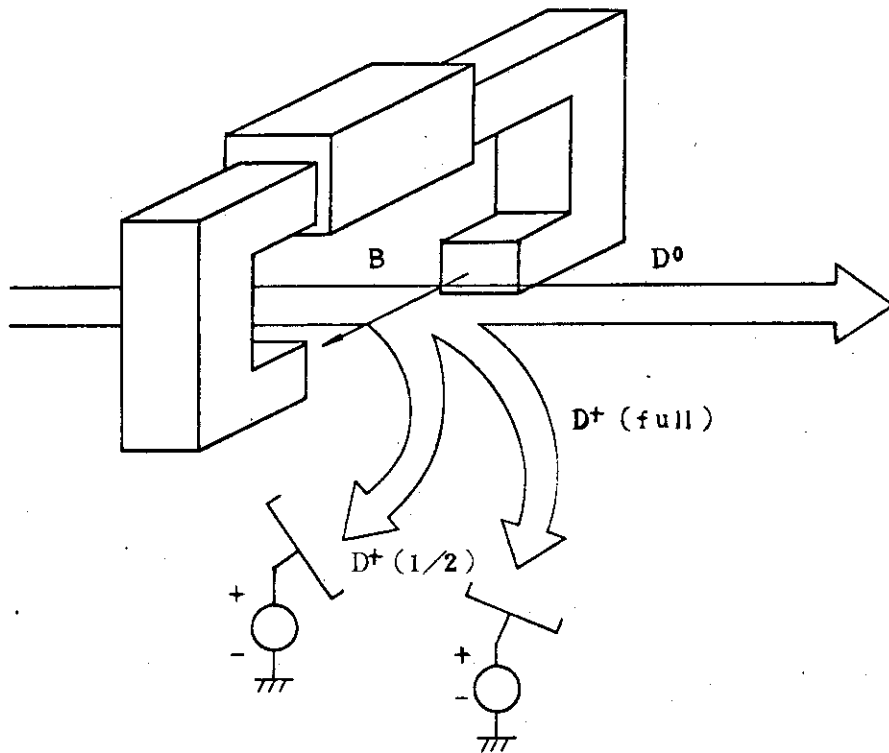


Fig. 5.2 磁場偏向法によるエネルギー回収法

半径は Table 5.1 の通りである。但し $B = 0.5 \text{ Wb/m}^2$ とした。

Table 5.1

(単位は cm)

	200 KeV	133 KeV	100 KeV	66.7 KeV
D^+	18.3 cm	14.9	12.9	10.6
D_2^+	25.9			
D_3^+	31.7			

磁場による分離の効率を高めるには、ラーモア半径の差で最小の値が、少く共ビーム厚さの 2~3 倍程度は必要である。ビーム厚さは約 14 cm であるから D^+ の 2/3 エネルギーと 1/2 エネルギーの差が、28~42 cm 程度必要である。これに対応する磁場の値は、 $B = 3.57 \times 10^{-3} \sim 2.38 \times 10^{-2} \text{ Wb/m}^2$ となり、ポロイダルコイルによる漏洩磁場の最大値 $\sim 4 \times 10^{-2} \text{ Wb/m}^2$ より小さい値となる。即ち各ビームに対しては特別にマグネットを設けずに、ポロイダルコイルの漏洩磁場のみで充分である。しかし乍ら本実験炉の如く多数のビームを束ねる場合には、磁場を逆に遮蔽しなければならず、現実には不可能と考えられる。

5.1.2 in-line direct conversion ⁵⁾

この方法ではビームラインに沿って回収電極を設置し、イオンビームを適当な値のエネルギーにまで減速して直接に電気エネルギーに変換する。形状によって更に二つの方法に分類できる。

一つはビーム中にタングステン等の熱耐力の大きい材料でできた非常に薄い金属箔を挿入し、これに適当な値の電圧を印加してビームエネルギーを回収する方法で、In-line Venetian Blind Direct Converter ⁶⁾ と呼ばれている。

この方法の利点は、電極がビームに浸されている為にビーム中へのポテンシャルの浸み込みが容易であり、従ってビームライン方向の回収系全長を短かくできる事である。半面、電極の冷却は輻射冷却に頼らざるを得ず、ビームエネルギーとしては 50 W/cm^2 程度が限度と考えられている。200 KeV とすると電流密度は 0.25 mA/cm^2 となり、本実験炉の回収方法としては採用できない。

もう一つの方法は電極はビーム外側に置き、減速されたビームの自分自身の静電ポテンシャルによって、イオンの軌道を拡がらせ回収するものである。

この方法では外側の電極のポテンシャルがビーム中心付近にまで浸み込むには、ある程度の電極長が必要で前述の Venetian Blind 型程には小形化できない。しかし乍ら印加電圧、残留ガス圧、電極長を適当な値に選べば、相当のビームパワーに対してまで使用できるという利点を有する。Fig. 5.4 にその概略を示す。

5.2 全体の電位分布の決定

本節では回収系の設計に先立ち、ビームライン全体の電位分布を議論する。基本となる考え方は、ビームラインのいかなる部分を接地電位にするかという事である。現実的には次の三方式に

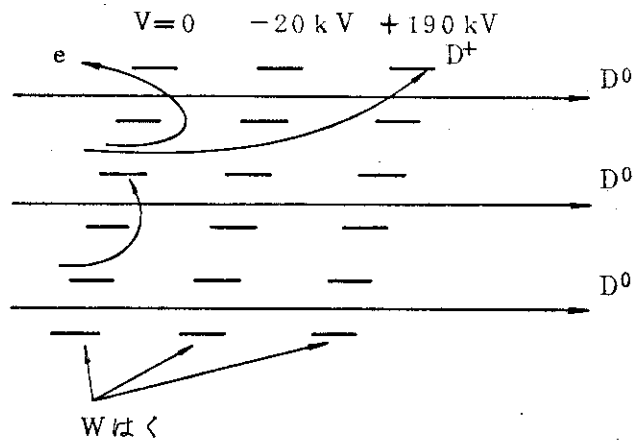
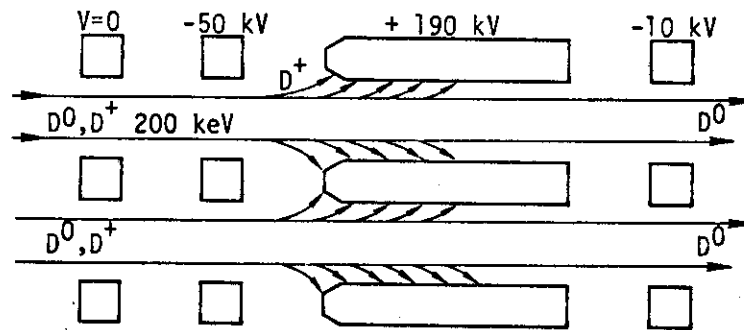
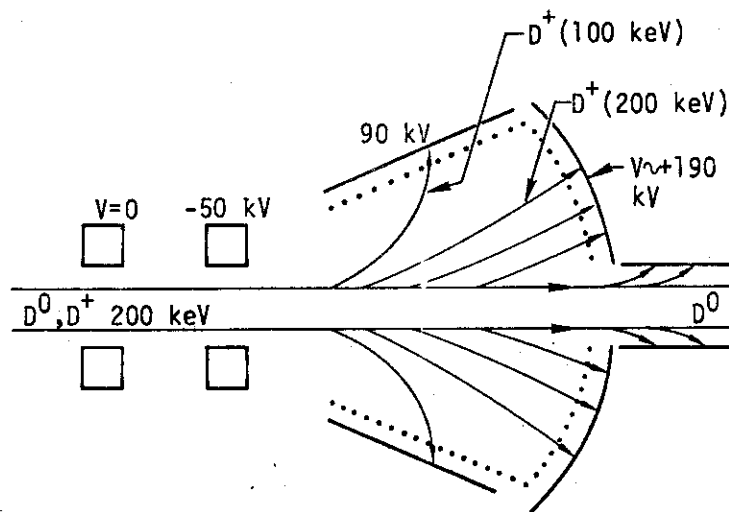


Fig. 5.3 In-line Venetian Blind Direct Converter



In-line, one-stage beam direct converter



In-line reverse pierce geometry beam direct converter. Notice the collectors for half-energy

Fig. 5.4 In-line Direct Converter

限定される。

- (i) イオン源を接地する
- (ii) 中性化セルを接地する
- (iii) 回収電極を接地する。夫々に対して電位分布は Fig.5.5 に示す如くなる。

入射加熱装置を真空装置として見た場合は、(ii)の方式が最も簡単で、中性子遮蔽材料を中性化セルの間の空間に充填できる利点があり、一番採用される頻度が大きい。(i)の方式はイオン源のアーク電源、フィラメント電源を接地状態で使用でき、又ガス導入系にも特別に絶縁を施す必要はない。従って電源コストは一番安価になると考えられる。(iii)の方式は Fig. 5.5 から分る様に、ドリフト管側の電子抑制電極を省略できかつ回収電極の電位がドリフト管や容器と同電位の為、イオンはどの面で回収されていても良く、(i)、(ii)に比較して回収系の長さを短かくする事ができると同時に、回収率を100%近くにまで増大できる事が最大の利点となる。又、イオン源の電位も加速電圧の $1/10 \sim 1/20$ 程度でありアーク電源、フィラメント電源の絶縁は(ii)に比較して遥かに容易である。更に(i)、(ii)の方式では回収電極を通り過ぎた正イオンはドリフト管に向かって再加速されるのに対し、(iii)ではその様な危険性は全く無い。

以上の考察より、本実験炉としては、イオン源中性化セルでの真空シール、絶縁方法に多少の困難さはあるが、(iii)の回収電極を接地する方式を採用する。

5.3 回収電極長と熱入力の推定

エネルギー回収系の形状や熱入力の正確な決定は、計算機によるシミュレーションの結果を得てからでなくては不可能である。本報告書ではテスト粒子の軌道を計算して、回収電極と熱入力を推定するに止め、正確な設計は今後の研究課題としたい。

Fig. 5.6 に示す様に電子抑制電極の負電位によって、中性化セルからイオンビームと同時に流出したプラズマ中の電子が追い返され、ある面からはイオンシースが成立する。プラズマは電界を遮蔽する性質を有する為、イオンビームの厚さがデバイ距離より大きいと、電界がビーム中心にまで浸透するにはかなりのビーム方向の距離を必要とする。従ってプラズマ面はビーム中心で下流に張り出した形になる。

本節では、このプラズマ面を平面とし幅 $2h_B$ 、厚さ $2a_B$ のシートビーム($a_B \ll h_B$)についてイオンの軌道を計算する。

5.3.1 一様ビームの電極長と熱入力の推定

シートビームの厚さ方向、幅方向に夫々 x 軸、 y 軸を、ビームの進行方向に z 軸をとり、テスト粒子の放出面(プラズマ境界)を $z=0$ とする。ビームの拡がり等を考慮した実効電流密度を j_{eff} 、減速して回収する際の電圧 δV とする。即ち回収されるイオンは $V_A - \delta V$ にまで減速されている。速度 v_{BC} を有するイオンビームによるイオン密度は次式で表わされる。

$$n_{BC}(x, Z) = \frac{(1-\eta_G) j_{eff}}{e v_{BC}} \quad (5.2)$$

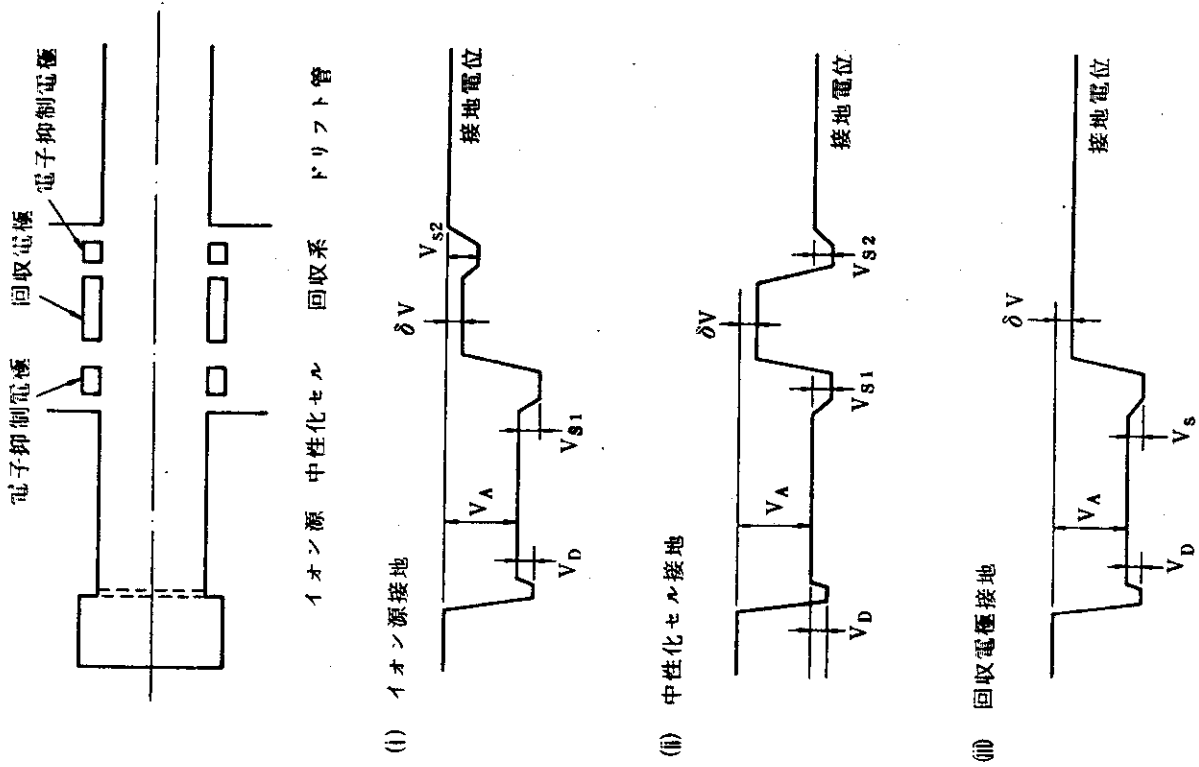
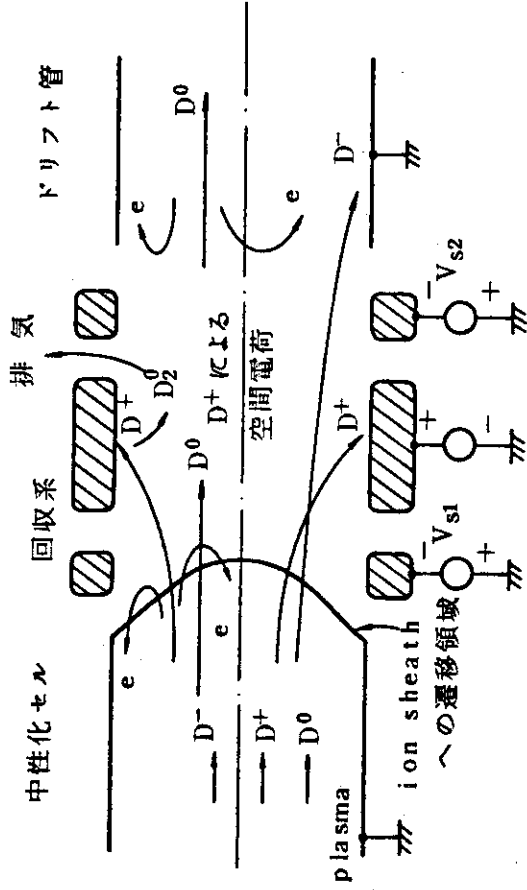
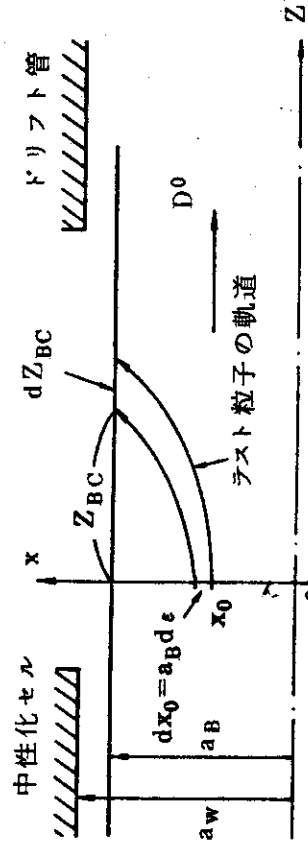


Fig. 5.5 各種接地形式



静電的エネルギー回収法の原理図



仮想放出面
電極長・熱入力力の計算図

Fig. 5.6 In-Line Direct Converter

但し、 $j_{\text{eff}} = J_e / 4 a_B h_B M_i$ 、 $v_{BC} = \sqrt{2eV(x, z) / M_i}$ である。ここで v_{BC} は電圧 V_A から $V_A - \delta V$ に対応した値にまで減速されるので、テスト粒子の軌道を正確に求めるには、運動方程式とポアソン方程式を連立して解かなければならないが、本報告書では v_{BC} に適当な平均値 \bar{v}_{BC} を用いてポアソン方程式を省略する。 $a_B \ll h_B$ であるから y 方向には一様として x, z 方向のテスト粒子の運動方程式は

$$M_i \frac{d^2 x}{dt^2} = e E_x = \frac{e^2}{\epsilon_0} \int_0^{x_0} n_{BC} dx' = \frac{e^2}{\epsilon_0} n_{BC} x_0 \quad (5.3)$$

$$M_i \frac{d^2 z}{dt^2} \simeq 0 \quad (5.4)$$

x_0 はテスト粒子の放出点の x 座標である。以後テスト粒子の軌道は交錯しないものと考えられるので、一つのテスト粒子の軌道内の全電荷数は変化せず、又充分ゆるやかに広がるものとして、 Z 方向の電界は無視し得るものとした。

前述の運動方程式の解は簡単に求められて

$$x(t) = x_0 \left[\frac{e^2}{M_i \epsilon_0} \frac{n_{BC}}{2} t^2 + 1 \right] \quad (5.5)$$

$$z(t) = \bar{v}_{BC} t \quad (5.6)$$

となる。これより t を消去すればテスト粒子の軌道（二次曲線）が得られる。テスト粒子がビーム表面に達するまでに進行する距離 Z_{BC} は $x = a_B$ 、 $x_0 = a_B \epsilon$ 、 $z = Z_{BC}$ と置いて求められる。即ち

$$\begin{aligned} Z_{BC} &= \bar{v}_{BC} \left(\frac{e^2}{2 M_i \epsilon_0} \frac{n_{BC}}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\epsilon} - 1 \right)^{1/2} \\ &= \sqrt{2} \frac{\bar{v}_{BC}}{\omega_i} \left(\frac{1}{\epsilon} - 1 \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (5.7)$$

ω_i はイオンプラズマ振動数で、 $2 \bar{v}_{BC} / \omega_i$ は長さの次元を有し、今後の議論で良く用いられるので Z_0 で表わすものとする。 Z_0 は熱速度が \bar{v}_{BC} となった時のデバイ距離と考えても良い。

$$\begin{aligned} Z_{BC} &= Z_0 \left(\frac{1}{\epsilon} - 1 \right)^{1/2} \\ Z_0 &= (4\epsilon)^{1/2} (2e/M_i)^{1/4} (1 - \eta_G)^{-1/2} j_{\text{eff}}^{-1/2} \bar{V}^{3/4} \end{aligned}$$

$\bar{V} = 20, 50, 100, 200 \text{ KV}$ 及び $j_{\text{eff}} = 0.025, 0.5, 1.0, 2.0 \text{ A/cm}^2$ の種々の組合せについて、 Z_0 の計算値を Table 5.2 に示す。

回収電極長は Z_0 を規準にして決定する方法が最適である。

次に回収電極への単位面積当りの熱入力を推定する。回収されるイオンが回収電極に到達した際に有しているエネルギーは δV である。又、 $z = 0$ のテスト粒子の放出面から出発した粒子は、回収電極に達した際、回収面積と放出面積が異なるので、この分を補正しなければならない。

Table 5.2 特性距離(Z_0)の値

単位はcm

$j_{\text{eff}} \text{ (A/cm}^2\text{)}$ \ $\bar{V} \text{ (KV)}$	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

($x_0, x_0 + dx_0$)の部分から出発した粒子が($Z_{BC}, Z_{BC} + dZ_{BC}$)に達するものとする

$$\frac{dZ_{BC}}{dx_0} = \frac{1}{a_B} \frac{dZ_{BC}}{d\varepsilon} = \frac{Z_0}{a_B} \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)^{1/2} \left(-\frac{1}{\varepsilon^2} \right) \frac{1}{2} < 0$$

となり、先にテスト粒子の軌道が交鎖しないとした仮定は正しいと言える。 dZ_{BX}/dx_0 が放出面積と回収面積の変換要素となるから、単位面積当りの熱入力 P_B は

$$\begin{aligned} P_B &= (1 - \eta_G) j_{\text{eff}} \delta V \left| \frac{dx_0}{dZ_{BC}} \right| \\ &= (1 - \eta_G) j_{\text{eff}} \delta V \frac{a_B}{Z_0} 2\varepsilon^2 \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (5.8)$$

又、 Z_{BX} とから ε を消去すると

$$P_B = P_i \frac{a_B}{Z_0} \frac{2\alpha}{(\alpha^2 + 1)^2} \quad (5.9)$$

但し、 $\alpha = Z_{BX}/Z_0$ 、 $P_i = (1 - \eta_G) j_{\text{eff}} \delta V$ である。熱入力の最大値は

$$P_{B\text{MAX}} = \frac{3\sqrt{3}}{8} \frac{a_B}{Z_0} P_i \quad \left(\alpha = \frac{1}{\sqrt{3}} \right) \quad (5.10)$$

Fig. 5.7に α と ε との関係及び $P_B / \frac{a_B}{Z_0} P_i$ の α への依存性を示す。図より回収電極長としては Z_0 の2~3倍程度は最低必要と考えられる。

5.3.2 ガウス分布ビームの電極長と熱入力の推定

個々のビームレットの電流分布は、イオン源から充分離れた位置ではガウス型である。ビーム全体としては、焦点位置以外はビームレットが少しずつずれて重なり合い、一様分布とガウス分布との中間的な分布になっていると考えられる。⁽⁷⁾一様ビームについては前節で求められたので、本節では他方の極端であるガウス分布について、電極長と熱入力を推定する。ビームの厚さ a_B として全電流の95%が入る点をとると、電流分布 $i(x)$ は次式となる。

$$i(x) = 1.96 \sqrt{\frac{2}{\pi}} j_{\text{eff}} e^{-\frac{1.92 x^2}{a_B^2}} \quad (5.11)$$

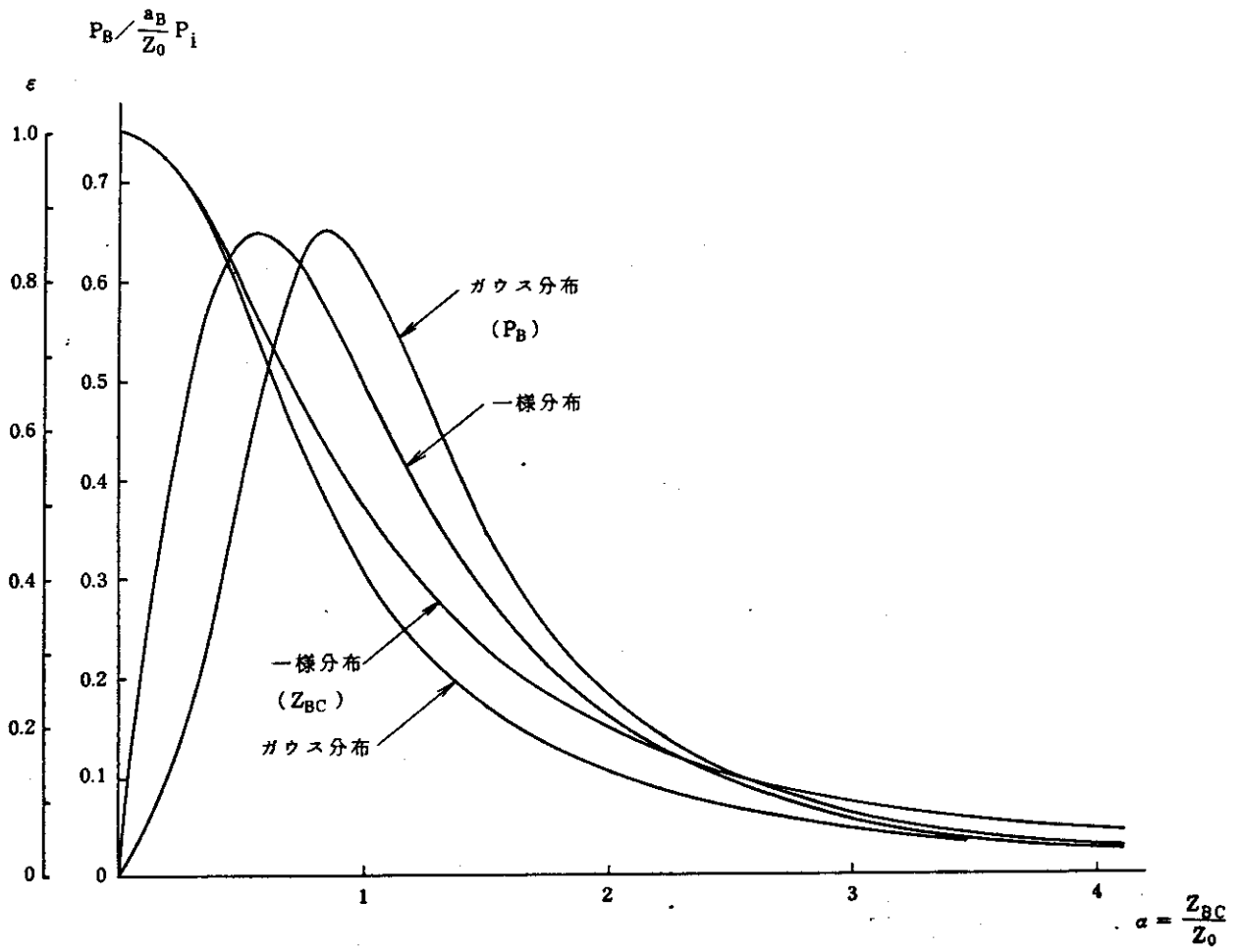


Fig. 5.7 テスト粒子の進行距離と単位面積当りの熱入力

もし90%が入る点をとれば

$$i(x) = 1.64 \sqrt{\frac{2}{\pi}} j_{\text{eff}} e^{-\frac{1.34x^2}{a_B^2}} \quad (5.11')$$

とすれば良い。但し $a_B j_{\text{eff}} = \int_0^\infty i(x) dx$ である。一様ビームの場合と同様にして、テスト粒子の x 方向の運動方程式は、 $x = x_0$ を放出点として

$$\begin{aligned} M_i \frac{d^2 x}{dt^2} &= \frac{e^2}{\epsilon_0} \int_0^{x_0} n_{BC}(x') dx' \\ &= 1.96 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e}{\epsilon_0 \bar{v}_{BC}} (1-\eta_G) j_{\text{eff}} \int_0^{x_0} e^{-\frac{1.92x'^2}{a_B^2}} dx' \end{aligned} \quad (5.12)$$

この方程式の解は

$$\begin{aligned} x(t) &= 1.96 \sqrt{\frac{2}{\pi}} (4\epsilon_0)^{-1} \left(\frac{2e}{M_i}\right) \frac{1}{\bar{v}_{BC}} (1-\eta_G) j_{\text{eff}} t^2 \int_0^{x_0} e^{-\frac{1.92x'^2}{a_B^2}} dx' \\ &\quad + x_0 \end{aligned} \quad (5.13)$$

z 方向の解 $z(t) = \bar{v}_{BC} t$ を用いて t を消去すると

$$\begin{aligned} z(t) &= \left(1.96 \sqrt{\frac{2}{\pi}}\right)^{\frac{1}{2}} (4\epsilon_0)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2e^{-\frac{1}{2}}}{M_i}\right) \bar{v}_{BC}^{\frac{3}{2}} (1-\eta_G)^{-\frac{1}{2}} j_{\text{eff}}^{-\frac{1}{2}} \\ &\quad \times \left[(x-x_0) \int_0^{x_0} e^{-\frac{1.92x'^2}{a_B^2}} dx' \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= \left(1.96 \sqrt{\frac{2}{\pi}}\right)^{\frac{1}{2}} Z_0 \left[(x-x_0) \int_0^{x_0} e^{-\frac{1.92x'^2}{a_B^2}} dx' \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (5.14)$$

ビーム表面に到達するまでの進行距離は $z = Z_{BC}$, $x = a_B$, $x_0 = a_B \epsilon$, $x' = a_B \epsilon'$ と置いて

$$Z_{BC} = \left(1.96 \sqrt{\frac{2}{\pi}}\right)^{\frac{1}{2}} Z_0 \left[(1-\epsilon) \int_0^\epsilon e^{-1.92\epsilon'^2} d\epsilon' \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.15)$$

と得られる。 Z_{BX} の様子を Fig. 5.7 に示した。回収電極への単位面積当りの熱入力は、一様ビームの場合と同様にして

$$P_B = (1-\eta_G) j_{\text{eff}} \delta V \left| \frac{dx_0}{dZ_{BC}} \right| 1.96 \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-\frac{1.34x^2}{a_B^2}}$$

面積の変換要素 $\left| dZ_{BC}/dx_0 \right|$ は $I(\epsilon) = \frac{1.96}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\epsilon e^{-1.92\epsilon'^2} d\epsilon'$ と置いて

$$\left| \frac{dZ_{BC}}{dx_0} \right| = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{Z_0}{a_B} \left(\frac{I(\epsilon)}{1-\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{I(\epsilon) + \frac{1.96}{\sqrt{2\pi}} (1-\epsilon) e^{-1.92\epsilon^2}}{I^2(\epsilon)}$$

で表わされるから

$$P_B = \frac{a_B}{Z_0} P_i \times \frac{7.84}{\pi} \left(\frac{1-\epsilon}{I(\epsilon)} \right)^{1/2} \frac{I^2(\epsilon)}{I(\epsilon) + \frac{1.96}{\sqrt{2\pi}} (1-\epsilon) e^{-1.92\epsilon^2}} e^{-1.92\epsilon^2} \quad (5.16)$$

$P_B / \frac{a_B}{Z_0} P_i$ の様子を Fig. 5.7 に示す。

一様分布とガウス分布の双方の単位面積当りの熱入力を比較してみると、

(i) ガウス分布の方がピーク値は僅かに大きい。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はピーク値の位置が約 $0.3 Z_0$ 。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。

5.3.3 電極長と熱入力の評価

5.3.1 及び 5.3.2 で記述した様に、一様ビームとガウスビームのいずれの場合も、電極長、熱入力の双方共に Z_0 の値に密接に依存する。 Z_0 は \bar{V}_{BC} 即ちテスト粒子の平均電圧 \bar{V} によって大きく変化する。従って、 \bar{V} の決定が最重要である。今、 \bar{V} として単純平均値の 105 kV ($\partial V = 10 \text{ kV}$ として) をとると、 $j_{\text{eff}} = 410 \text{ A/cm}^2$ の時 $Z_0 = 18.64 \text{ cm}$ である。即ち、回収電極長は $35 \sim 50 \text{ cm}$ が必要で、単位面積当りの熱入力の最大値は、双方共 $P_{B \text{ MAX}} \approx 80 \text{ W/cm}^2$ で充分冷却可能な値である。仮に \bar{V} を回収直前の電圧 $\partial V = 10 \text{ kV}$ とすると $Z_0 \approx 3.20 \text{ cm}$ となり、 $P_{B \text{ MAX}} \approx 465 \text{ W/cm}^2$ と冷却は極めて困難な値となる。

5.4 テスト粒子による概算の検討

5.3 でテスト粒子の軌動を求める事によって、電極長と熱入力を概算した結果、熱入力は $0.5 Z_0 \sim 1.5 Z_0$ 付近に集中し、その最大値は平均電圧の選び方によって異なるが $80 \text{ W/cm}^2 \sim 465 \text{ W/cm}^2$ 程度である。回収電圧 ∂V の選び方によっては更に変化する。電極の冷却の面からは、熱入力が一部に集中する事は好ましくない。熱入力の集中を避けるには、ビームを一様に拡がらせれば良く、回収電極の入口付近に集中する、即ちビーム端付近のイオンによる熱入力が原因である事を考慮すると、ビーム端付近の電界 (E_x) を緩和すれば良いと言う事になる。これはプラズマ放出面をビーム下流側に張り出させる事に対応し、実際の回収系で起っていると想定される現象である。Table 5.2 に 5.3 の概算による熱入力の最大値の種々の場合の例を示した。

但し $a_B = 6.75 \text{ cm}$ で、 $j_{\text{eff}} = 0.041 \text{ A/cm}^2$ が引出し電流密度 $j = 0.1 \text{ A/cm}^2$ に相当する。

Table 5.2 より判断すると、 $\bar{V} = 95 \text{ kV}$ の場合 $\partial V = 10 \text{ kV}$ 、 $\bar{V} = 20 \text{ kV}$ の場合は $\partial V = 2 \text{ kV}$ (いずれも $j_{\text{eff}} = 0.05 \text{ A/cm}^2$ として) が回収電圧の上限となる。以下に記述するビームの一様化の効果を考慮しても $\bar{V} = 20 \text{ kV}$ で $\partial V = 10 \text{ kV}$ が上限と考えられる。

Table 5.3 最大熱入力

(1) $\bar{V} = 95 \text{ kV}$ 単位は W/cm^2

$j_{\text{eff}} (\text{A}/\text{cm}^2) \backslash \delta V (\text{kV})$	2	5	10	20
0.025	8.19	20.49	40.97	81.95
0.05	23.18	57.95	115.9	231.8
0.10	65.56	163.9	327.8	655.6
0.20	185.4	463.6	927.2	1854

(2) $\bar{V} = 20 \text{ kV}$

$j_{\text{eff}} (\text{A}/\text{cm}^2) \backslash \delta V (\text{kV})$	2	5	10	20
0.025	26.37	65.92	131.8	263.7
0.05	93.22	233.1	466.1	932.2
0.10	210.9	527.3	1055	2109
0.20	745.7	1865	3729	7458

5.4.1 熱入力一様化の物理的根拠

ビームの拡がりを一様化する物理的要因を考察すると、次の二点が最重要である。

- (i) 中性化セルから流出するプラズマの存在
- (ii) 回収系内での残留気体の電離

上記のいずれの場合も、物理現象としてはプラズマによる電界の遮蔽現象であり、従ってデバイ距離の議論を避けて通る訳にはいかない。

デバイ距離 λ_D は、プラズマ中に電界が浸み込み得る距離で、プラズマの密度と温度に依存する。

$$\lambda_D = \left[\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right]^{1/2} \quad (5.17)$$

ビーム厚さの $1/2$ が上述のデバイ距離より短い場合には、電子抑制電極のポテンシャルがプラズマ中に中性化セルの出口直後から浸透する。即ち、電子は直ちに跳ね返され、イオンビームは拡がり始まる。逆に $a_B \gg \lambda_D$ の場合は、負電圧が殆んどプラズマ中に浸み込まず、ビーム中心付近のプラズマは下流に長い距離に渡って張り出す事になる。即ち、回収電極長は長くなり、反面、単位面積当りの熱入力は減少し、冷却は容易となる。

$a_B = \lambda_D$ となる時の T_e と n_e との関係は

$$\left[\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right]^{1/2} = a_B \quad (5.18)$$

即ち, T_e を eV で測ると

$$\frac{T_e}{n_e a_B^2} = 1.809 \times 10^{-8} \quad [eV \cdot m] \quad (5.19)$$

又は

$$\frac{n_e a_B^2}{T_e} = 5.527 \times 10^7 \quad [1/eV \cdot m] \quad (5.19')$$

となる。 a_B をパラメータとして, n_e と T_e との関係を Fig. 5.8 に示す。一方, プラズマの発生が高エネルギービームの電離によって行われ, 損失は両極性拡散によるとすると, 中性気体の密度 n_D とプラズマ密度の関係は 7 で求められている。ビーム中心では, シートビームの場合

$$\begin{aligned} n_i(0) &= \phi a_B \left(a_w - \frac{1}{2} a_B \right) \\ &= 7.032 \times 10^{-24} \sigma_i \frac{1}{e} (1 - \eta_G) j_{\text{eff}} a_B \left(a_w - \frac{1}{2} a_B \right) \times n_D^2 \end{aligned}$$

である。この $n_i(0)$ を n_e として用いると, 結局, T_e と n_D との関係式が得られる。

$$\begin{aligned} a_B^3 \left(a_w - \frac{1}{2} a_B \right) \frac{n_D^2}{T_e} &= \frac{5.527 \times 10^7}{7.032 \times 10^{-24}} \frac{e}{\sigma_i (1 - \eta_G) j_{\text{eff}}} \\ &= 2.473 \times 10^{29} \quad (5.20) \end{aligned}$$

但し, $j_{\text{eff}} = 410 \text{ A/m}^2$ とした。 $a_w/a_B = 7/6.5 = 1.08$ とした場合の n_D と T_e との関係を, a_B をパラメータとして Fig. 5.9 に示す。中性化セルから流れ出たプラズマ, 回収系の残留気体の電離により発生したプラズマの双方共に, 電子温度は高々 10 eV の領域で, 回収系圧力 $P_1 = 8.0 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ に対応する値は 0.03~0.04 m と読みとれるから, 負電極によるポテンシャルは, ビームの中心と表面の間付近までしか浸透し得ず中心付近のプラズマは下流に張り出す事になる。

5.4.2 Fontenay - Aux - Roses の結果

プラズマの張り出しの検証例として, Fontenay - Aux - Roses で M, Fumelli と Ph, Raimbault によって行われた計算機シュミレーション及び実験結果について記述する。⁸⁾

実験は Periplasmatron と呼ばれる Duo PIGatron を改造したイオン源を用いて, イオン源地形式で行われた。従って, 中性化セルは高い負電位に浮いている。 Fig. 5.10 は, 中性化セル - 80 kV, 電子抑制電極 - 96 kV, 回収電極 - 8 kV での, 計算機シュミレーションによる, プラズマ境界, ビームイオンの軌道を計算した結果で, プラズマ面はビーム中心で, ビーム半径の 2.5 倍程度下流側に張り出している様子が良く理解できる。又, ビームの拡がり方はかなり一様である。 Fig. 5.11 はビームの密度分布の違いによる張り出しの長さの変化を示したもので, 全電流値は一定である。均一ビームから離れる事によって約 2 倍, 張り出しが長くなっている。圧力が高くなると張り出しが長くなるのは, 5.4.1 で述べたプラズマの電界遮蔽の効果が強くな

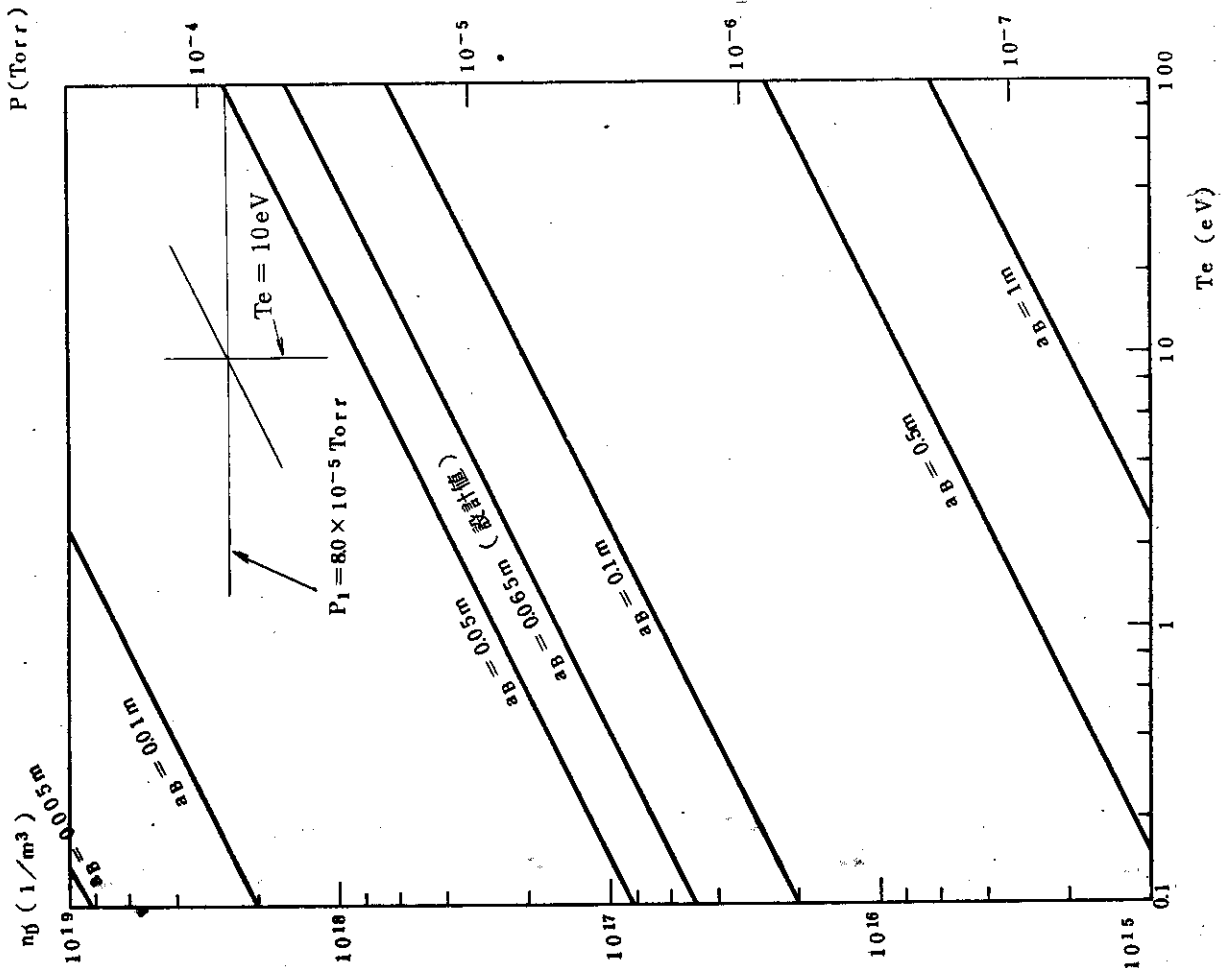


Fig. 5.9 ビーム幅とデバイ距離が等しくなる n_D と T_e の関係

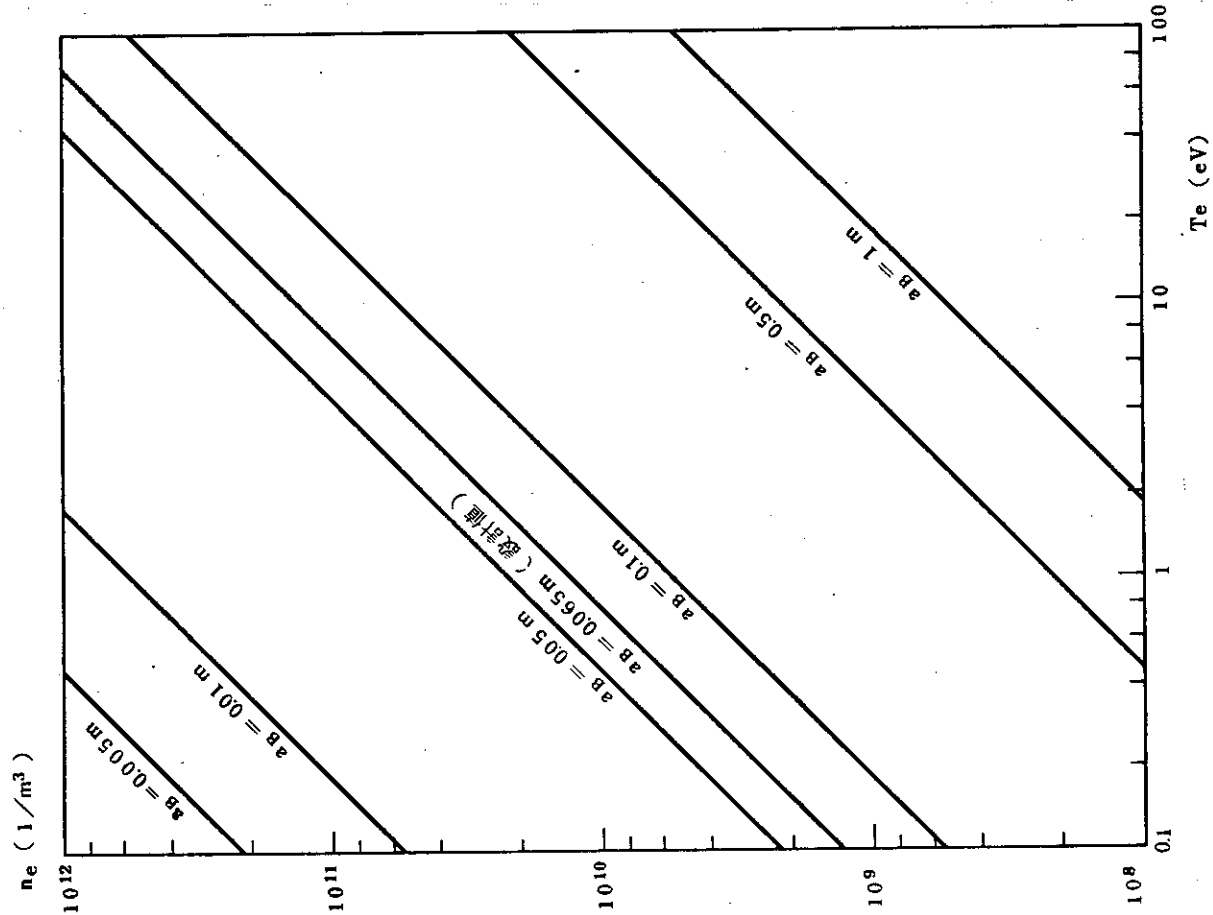


Fig. 5.8 ビーム幅とデバイ距離が等しくなる n_e と T_e の関係

る為である。Fig. 5.12 はビームの電流値と張り出しの関係を示すもので、ビーム電流に対して閾値が存在し、この時点では、シース厚さとビーム半径が等しくなっている。即ち $a_B = \lambda_D$ の状態と考えられる。

以上の結果はいずれもプラズマ密度の重要性を示しているものであり、かつ a_B / λ_D の比が回収系の運転状態を決定する一つの重要なパラメータである事を示している。

本設計に於ては、回収系の圧力 $P_1 = 8.0 \times 10^{-6}$ Torr, ダクト幅 $2a_w \approx 16$ cm であるから $P a_w = 6.4 \times 10^{-4}$ Torr cm となり、Fig. 5.11 より両ビームの中間の値をとると、 $\lambda/a_w \approx 5.5$ となる。即ち回収電極長としては、少く共 $5.5 a_w = 44$ cm 程度必要であり、この時の電極への熱入力に回収イオンが電極面に均一に入射するとして、($\delta V = 10$ KV で回収)

$$P_{BDC} \approx \frac{4.5 \times 10^7}{4 \times 12} \times \frac{10}{100} \times \frac{1}{2 \times 44 \times 60} \times \frac{1}{0.146} \approx 60.8 \text{ W/cm}^2$$

となり、冷却可能な値である。

5.5 電極長、印加電圧及び熱入力の決定

前節まで吟味した如く、簡単なテスト粒子を用いた計算では、 $\bar{V} = 95$ KV とすれば $\delta V = 10$ KV 程度までは十分に冷却が可能であり、プラズマの存在によるイオンの放出面の張り出しを考慮すれば、更に冷却可能な領域は拡大する。又、回収電圧 δV を大きくする事には何等の利点も存在しない為、本設計では $\delta V = 10$ KV とする。回収電極長はテスト粒子による概算の結果 Z_0 の 2~3 倍の値が必要で $j_{\text{eff}} = 0.041 \text{ A/cm}^2$, $\bar{V} = 95$ KV の場合は $Z_0 = 17.31$ cm であるから 35~50 cm となる。一方、プラズマ面の張り出しを考慮した Foutenay - Aux - Roses の結果では $5.5 a_w \approx 44$ cm 程度が必要である。双方の結果より回収電極長は 40 cm に選ぶ。即ち

回収電極長	ℓ_{BDC}	40 cm
回収電圧	δV	10 KV

電子抑制電極の電極長と印加電圧は後述する議論に基き決定されるべきであるが、一応次の値としておく。

電子抑制電極長	$\ell_s \approx 6 a_w = 45$ cm
電子抑制電圧	$V_s = -20$ KV (中性化セルより 20 KV 低い)

熱流束はビームの幅方向の面を考慮して、平均値で

$$P_{BDC} = \frac{1}{0.146} \times \frac{4.5 \times 10^7}{4 \times 12} \times \frac{10}{200} \times \frac{1}{2 \times (60 + 16) \times 40} \\ = 52.8 \text{ W/cm}^2$$

となる。

電子抑制電極の電圧の決定の仕方について概略を述べる。回収系内のポテンシャル分布は

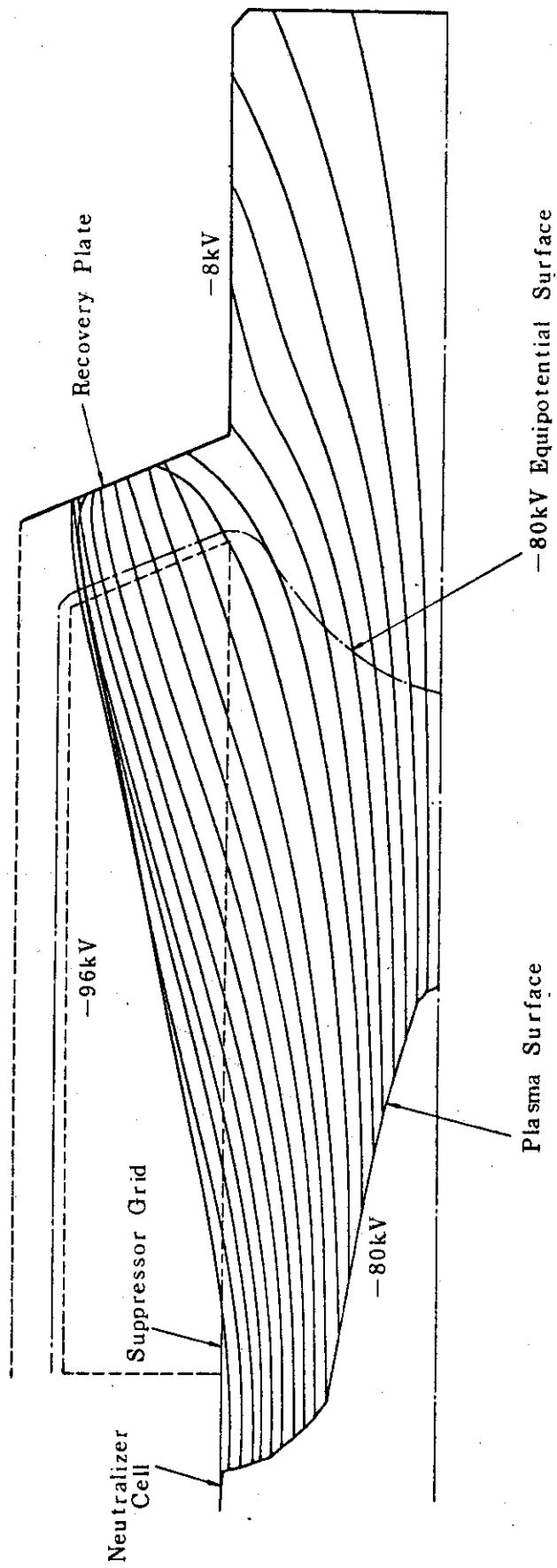


Fig. 5.10 プラズマの張り出しの様子とビームの軌道

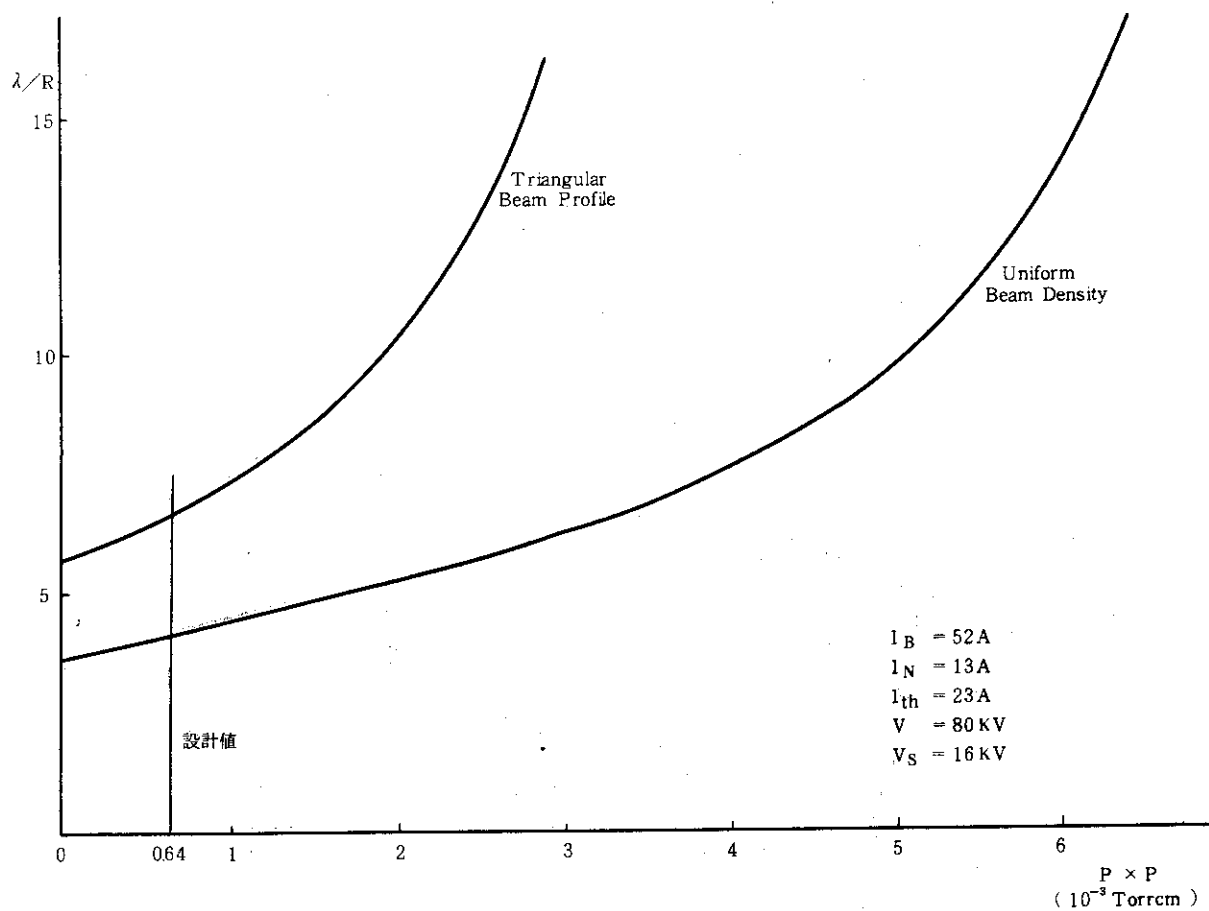


Fig. 5.11 ビームの密度分布と張り出しの長さ

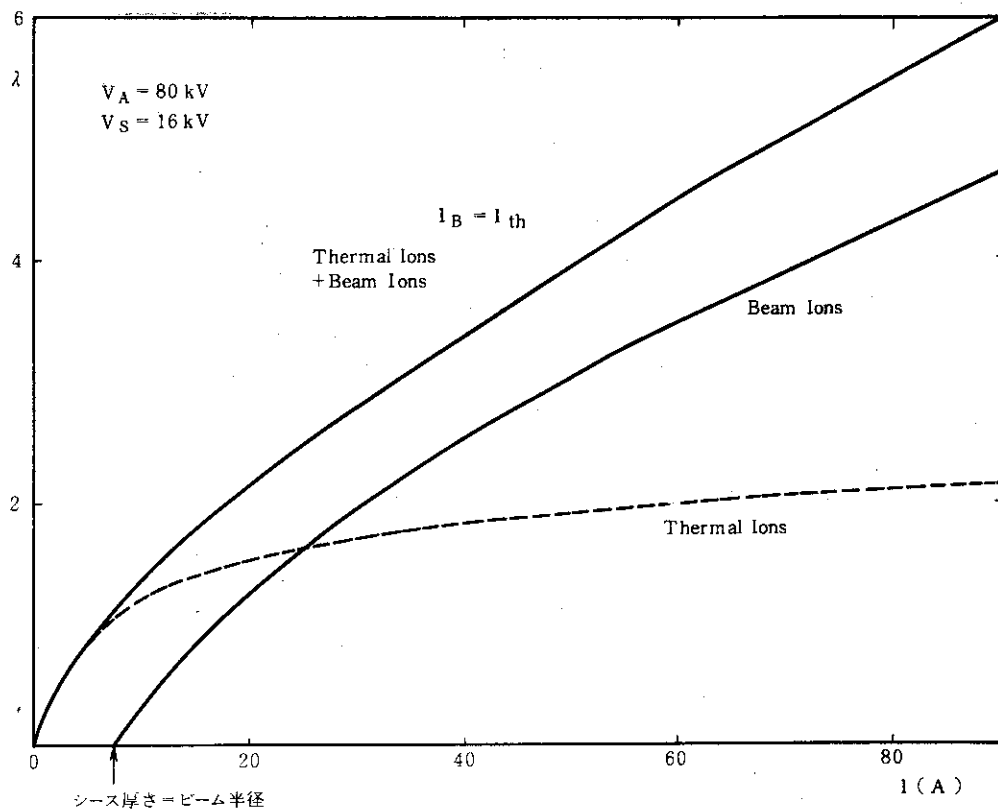


Fig. 5.12 ビーム電流と張り出しの長さ

Fig. 5.13の如くなると考えられる。

電極長 l_s が充分長く、又電圧 V_s も充分大きい場合には、中心軸上では双方の V_{cell} のポテンシャル面は軸上にまで達し、互いに離れているが、 l_s が短くなるか又は V_s が小さくなると、双方が軸上に達する前に接続する事になる。従って、中性化セルから流出したプラズマは、電子抑制電極を通り過ぎ回収電極にまで達する事になる。この時には電子はむしろ回収電極に向かって加速される為、極端に熱入力を増大すると共に、回収効率を減少させる結果となる。即ち、一定の電極長に対しては、電子抑制電圧に最小値が存在する。

5.6 回収系構造設計

エネルギー回収系の構造を Fig. 5.14 に示す。電子抑制電極は $\phi 8$ の冷却パイプを橢圓にしたもので、50 mm 間隔で配置する。従って、垂直方向は12個、水平方向には3個のスリットが形成され、空間電荷による電界で拡がったイオンビームは自由に電子抑制電極を追加する事ができる。尚、この電極の透明度は $1 - 30 \times 8 / (600 + 140) \times 2 = 0.838$ 即ち約84%である。透明度を高める為に、ビームが拡がる以前のビーム流上流側に、冷却水の注入及び排水のヘッダーを設け、下流端で折り返すヘアピン型にしてある。

回収電極はテーパを有したルーババツフル形状とする。これは、エネルギーを回収されて中性重水素となったものと、イオン源から電離されないで流出した冷たい重水素気体に対する真空コンダクタンスを高くする為である。テーパを有するのは、ビームが衝突する面積を大きくして回収電極への単位面積当りの熱入力を低減し、冷却を容易にする為である。

ビーム回収電極に衝突する時の軌道がビーム中心軸と為す角は、概略次式となる。

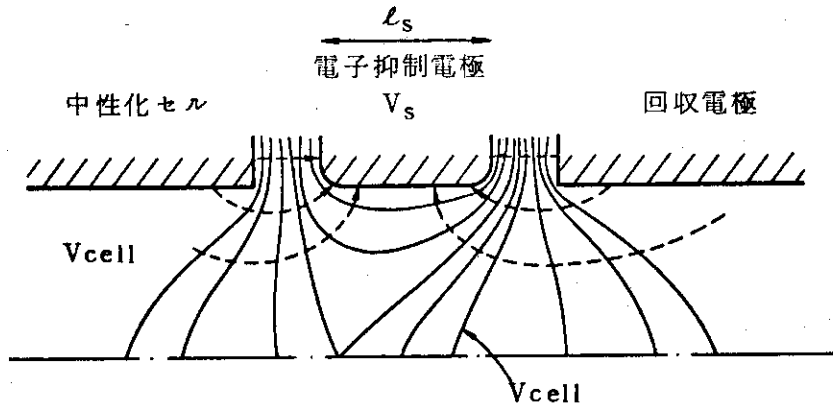
$$\theta_b = \text{Tan}^{-1} \sqrt{\frac{V_s}{V_A}} \quad (5.21)$$

$V_s = 20 \text{KV}$, $V_A = 200 \text{KV}$ とすると、 $\theta_b = 1.75^\circ$ である。スパッタリングを最小にするには、ビーム軌道に対して回収電極表面を直角にすれば良い。即ち、回収電極の法線とビーム中心軸との間の角度を 1.75° にする事になるが、この時、単位面積当りの熱入力は最も大きい。全体のビーム軸に対して横方向への寸法も大きくなる。逆にビーム軸と法線との為す角度を大きくすると、回収電極のスパッタリングが大きくなり望ましくない。

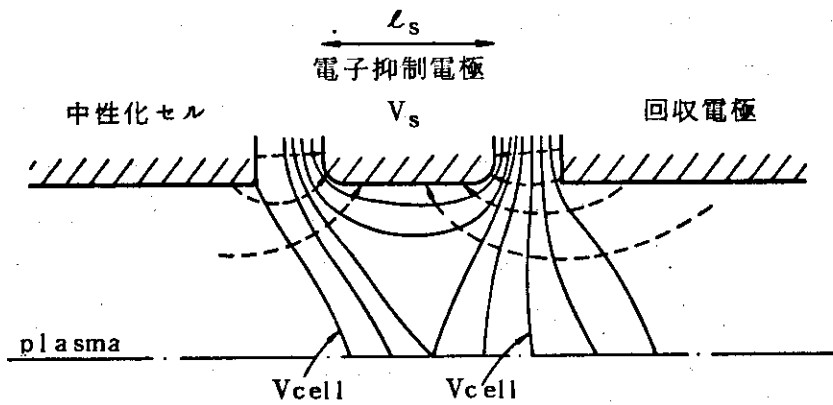
以上の点を考慮して、傾きを 45° とした。

電子抑制電極によって、荷電中和を行っている電子を失ったビームは、徐々にビーム幅を拡げ、最終的には軌道は上記の θ_b の角度を有するのであるが、全体としての拡がり $\theta_b / 2 \approx 9^\circ$ 程度と考えて良い。この時、回収電極の入口では、ビーム幅は垂直方向、水平方向に夫々最大73 cm, 28 cmの拡がりを有している。従って、回収電極の断面はそれ以上の大きさが必要で、テーパ形状としたのはこれも一つの理由である。本設計では夫々79 cm, 35 cmとした。

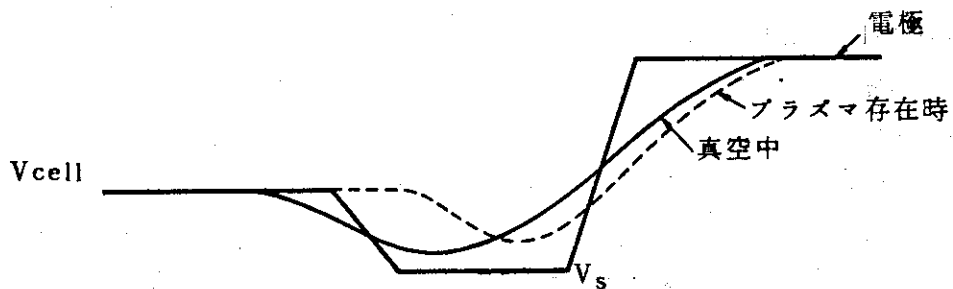
5.5において、回収電極と電子抑制電極との長さを夫々40 cm, 45 cmとしたが、これは、双方共が同一壁面にある場合の議論から得られたもので、本設計の様に、回収電極が電子抑制電極に対して外側にある場合は、負電位が回収電極の奥深く浸透し易い。従って、電子抑制電極の長



真空時のポテンシャル分布



プラズマ存在時のポテンシャル分布



中心でのポテンシャル分布

Fig. 5.13 回収系のポテンシャル分布 (予想図)

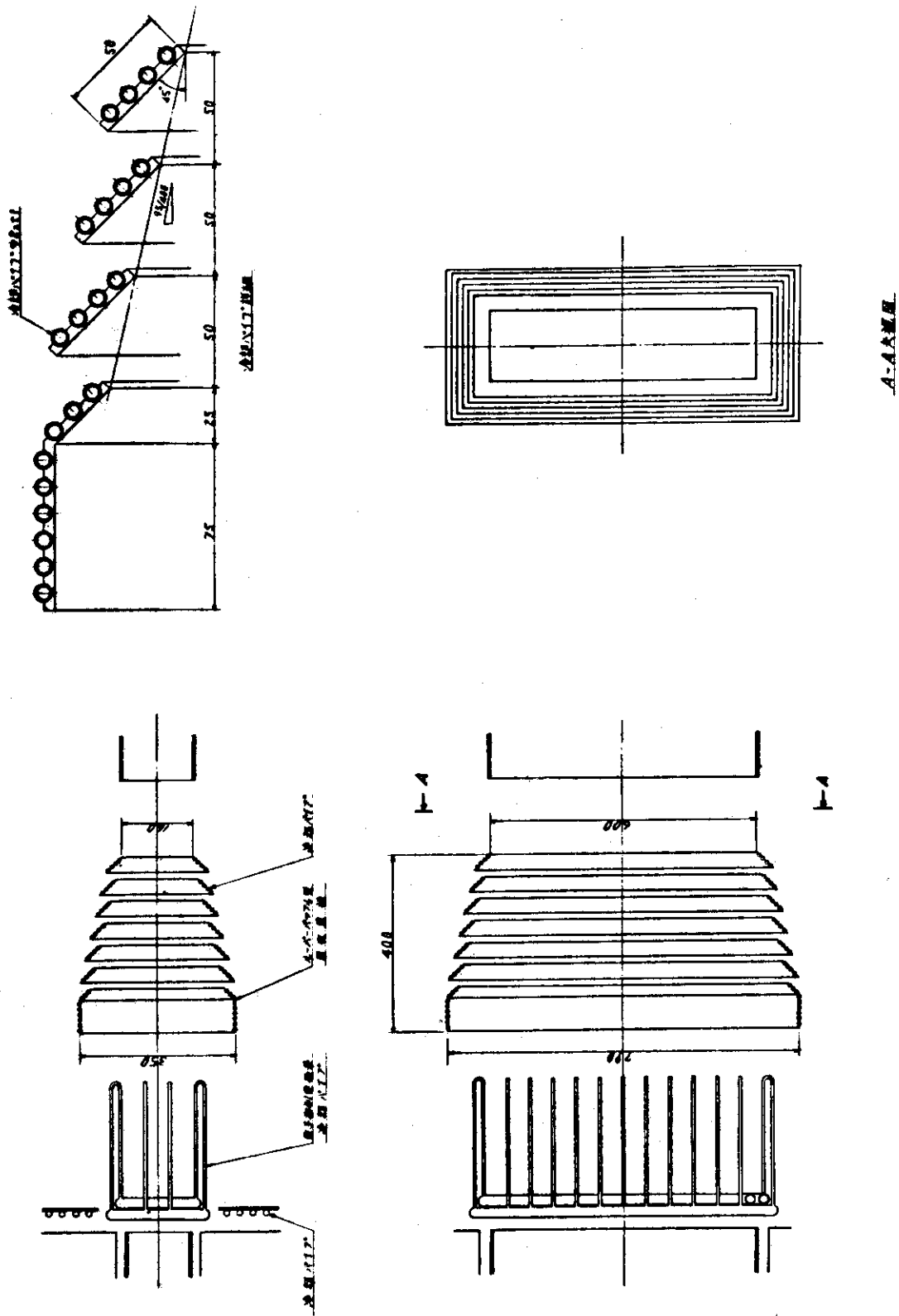


Fig. 5.14 エネルギー回収系構造

さをより短かくできると考えられる。両電極間の絶縁を Culham 研究所で見出された式

$$V = 6 \times 10^4 d \quad (d : \text{cm})$$

に従うものとする、 $V = (V_A - \delta V) + V_s = 210 \text{KV}$ に対しては $d \approx 13 \text{cm}$ の絶縁距離が必要である。この事により $\delta_s = 30 \text{cm}$ とした。200KV の D^+ イオンは前述した回収電極で $\delta V = 10 \text{KV}$ のエネルギーに減速されて回収されるが、 $1/2$, $1/3$ のエネルギーの D^+ イオン及び $2/3$ のエネルギー D_2^+ イオンは、回収電極のポテンシャルにより跳ね返されて、中性化セル及び磁気シールドに向かって逆行する。これ等の成分比は200KV の D^+ に比較して小さいが、エネルギーが大きい為に、熱入力としては無視できず、又、回収効率の減少を引き起す。本設計では D^+ (200KV) に続いて成分比の大きいと考えられる D^+ (100KV) の回収電極を磁気遮蔽前面に設けて、エネルギー回収と同時に、磁気遮蔽の高エネルギー粒子からの保護を兼用する。この電極の印加電圧は $\delta V = 10 \text{KV}$ にまで減速させるものとして -100KV とする。

電子抑制電極及び回収電極の材質には次の諸性質が要求される。⁹⁾

- (i) 熱伝導率及び電気伝導率が大きい事
- (ii) 重水素イオンによるスパッタリング及び後方散乱が小さい事
- (iii) 中性子線による二次放射能が小さい事
- (iv) 重水素イオンによるブリスタリングが小さい事

現実には上記の条件を全て満足する材料は存在せず、いずれかの条件を犠牲にせざるを得ない。各項目に適合した材料を列举すると、

- (i) 熱伝導率, 電気伝導率

Ag, Cu, Al, W, Mo 等は良好

SUS 等の合金は低い

- (ii) スパッタリング, 後方散乱

スパッタリングは Al が小さい

後方散乱は原子番号の小さい材料程小さく, Al, Ti, V 等は小さいと考えられる。

- (iii) 二次放射能

Al, V, Fe 等が良好である。Cu は二次放射能が大きい。

Nb は半減期数百年程度のかかりの量の二次放射能を発生する。Mo については非常に半減期の長い二次放射能を有するが、その強度は Nb に比較して一桁程度小さい。

- (iv) ブリスタリング

一般的に水素を透過し易い材料、即ち Pd, V, Nb, Ta 等はブリスタリングが小さい。Mo は水素透過性が小さい為大きい。一方、水素透過性が大きいと、冷却水中にトリチウムが浸入し易くなり、これはブリスタリングとは相反する性質となる。従って双方の妥協点を求める必要がある。

冷却媒体に水を使用する場合、耐腐食性に留意する必要がある。V, Al はこの面からは望ましくない。又製作に当っては、熔接、ロー付等の必要性が生じる。Al は双方共に困難である。

以上の条件中で、(i)及び(ii)の後方散乱は性能に関する問題であり、(iii)のスパッタリングと(iv)は寿命に関するものである。又、(iii)は保守の難易に関する。本設計では、回収電極への熱流束が大きい ($\sim 50 \text{W/cm}^2$) 事を考慮して、(i)の性能面を重視する。

即ち、イオン源の電極と同様にモリブデンを採用する。

5.7 回収系の真空コンダクタンスの評価

エネルギー回収系は、中性化されないイオンビームのエネルギーを回収すると同時に、電荷を失った高エネルギーの重水素（後方散乱の存在の為、平均エネルギーはかなり高い）、及びイオン源から流出した冷たい重水素気体を排気しなければならない。本節では、双方の重水素気体に対して真空コンダクタンスを評価する。

5.7.1 冷たい重水素気体に対するコンダクタンス

回収系の構造は単純な導管や穴とは程遠い形状である為、正確なコンダクタンスの計算は不可能である。ここでは以下に示す様なコンダクタンスの直並列接続であるとして概略計算する。

(i) 電子抑制電極のコンダクタンス (C_s)

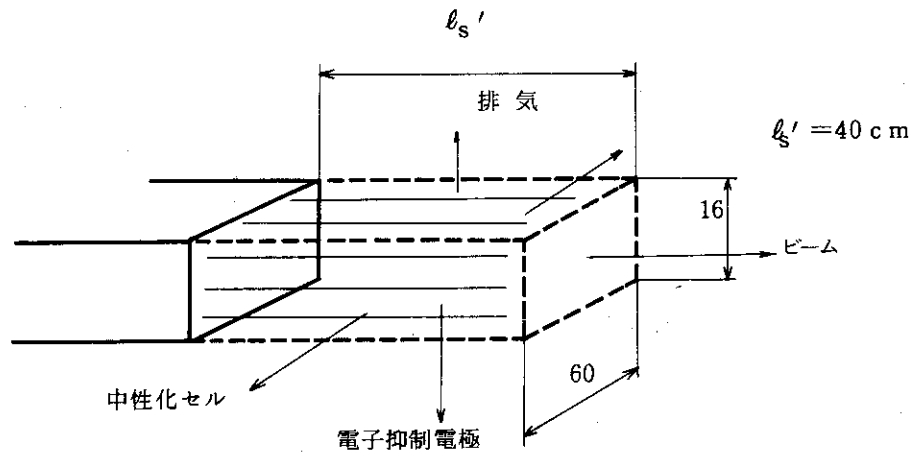


Fig. 5.15 電子抑制電極のコンダクタンス

一個のコンダクタンスは、断面 $60 \times 16 \text{ cm}^2$ 、長さ $l_s' = 40 \text{ cm}$ の角形導管の側面積 $A_s = (60 + 16) \times 2 \times 40 \times 0.84 = 5.107 \times 10^3 \text{ cm}^2$ に等しい面積を有した薄くて小さい穴のコンダクタンスで近似する。ここで0.84倍したのは、電極による実効面積の減少の効果を入れる為である。M個を束ねた場合は単にM倍になるのではなく、M倍とするのが妥当であろう。即ち

$$C_s = \sqrt{M} \frac{6.25}{\sqrt{M_i}} A_s = 5.529 \times 10^5 \quad \ell/\text{sec}$$

(ii) 回収電極のコンダクタンス (C_{BDC})

これは更にビーム方向の流れに対するもの C_{BDC}' と、バッフルを通して側面から流れ出すもの C_{BDC}'' とに分ける事ができる。 C_{BDC}' は平均断面 $(\frac{35+16}{2} \times \frac{79+60}{2}) \text{ cm}^2$ 長さ 40 cm^2 の角形導管として近似する。

$$C_{BDC}' = \alpha \frac{166.7}{\sqrt{M_i}} \frac{a^2 \times b^2}{(a+b) \times \ell_{BDC}} \times M (\alpha = 1.18)$$

$$= 9.424 \times 10^5 \text{ } \ell/\text{sec}$$

C_{BDC}'' は羽根の傾き 30° , 投影面積 $A_{LB} \left(\frac{35+16}{2} + \frac{79+60}{2} \right) \times 2 \times 35 = 6.65 \times 10^8 \text{ cm}^2$

のルーバーバッフルとして近似する。

$$C_{BDC}'' = M \times K \frac{62.5}{\sqrt{M_i}} A_{LB} \quad (K = 0.33)$$

$$= 2.376 \times 10^5 \text{ } \ell/\text{sec}$$

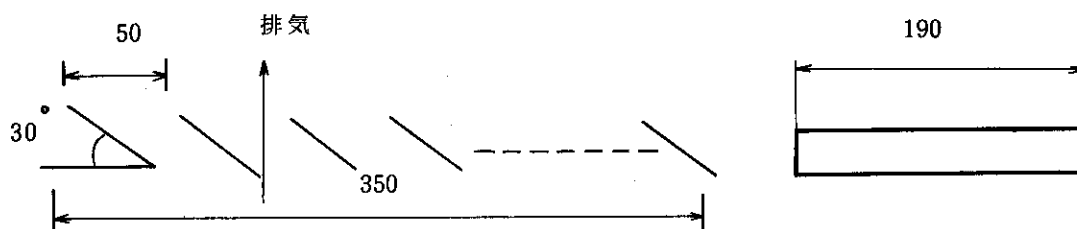


Fig 5.16 回収電極のコンダクタンス (単位は mm)

(ii) 回収後の空間のコンダクタンス (C_{PDC})

これは12本の回収系を一活した導管とし, (i)と同様に側面積に等しい面積を有した薄くて小さい穴のコンダクタンスとして近似する。即ち $A_{PDC} = (250+150) \times 15 \times 2 = 1.2 \times 10^4 \text{ cm}^2$ として

$$C_{PDC} = \frac{62.5}{\sqrt{M_i}} A_{PDC} = 3.75 \times 10^5 \text{ } \ell/\text{sec}$$

以上の結果を基礎として, 全体のコンダクタンス C_C は, Fig. 5.17を参照して

$$C_C = C_s + C_{BDC}'' + \frac{C_{BDC}' \cdot C_{PDC}}{C_{BDC}' + C_{PDC}} = 1.059 \times 10^6 \text{ } \ell/\text{sec}$$

となる。一方, 必要コンダクタンスは

$$M = \frac{Q_C - Q_i}{P_1} = 12 \times \frac{4.426 - 0.353}{8.0 \times 10^{-5}}$$

$$= 6.110 \times 10^5 \text{ } \ell/\text{sec}$$

であり, これに対し回収系のコンダクタンスは約1.73倍となる。

電子抑制電極

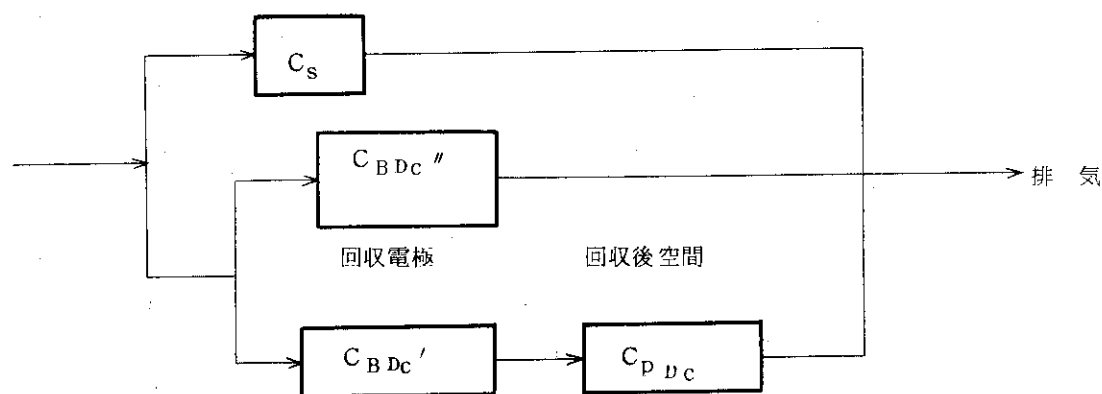


Fig. 5.17 エネルギー回収系のコンダクタンス

5.7.2 回収ビームに対するコンダクタンス

イオンビームは回収電極に衝突して電荷を失い、比較的高エネルギーの重い重水素気体として排気される。平均エネルギーは、第6章の後方散乱粒子の影響の項で記述されているが、ここでは ~ 100 eVとして概略計算する。分子流の場合のコンダクタンスは粒子の平均速度に比例するが、明白に平均エネルギーの異なる二つの部分より、分布関数が成立している場合には、コンダクタンスは低エネルギー部分に支配される。従って、後方散乱粒子の影響を簡単に「平均100 eVの気体とする」とするのは問題があるが、本節ではそれ程大きい影響はないものと考えられる。尚、発生源が回収電極表面なので、ルーババップルを通過する場合のコンダクタンスを求めた。

$$C_{\text{hot}} = K \frac{1}{2} \bar{v} A_{\text{CB}} \sqrt{M} = 1.696 \times 10^7 \quad (K = 0.33)$$

$$(\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi m_{D_2}}} = 7.808 \times 10^6 \text{ cm/sec})$$

これは十分に大きく、高エネルギーの気体に対しては回収系のコンダクタンスは事実上無限大と言える。多数回の衝突によって、平均エネルギーが $100 \text{ eV} \rightarrow 1 \text{ eV}$ に低下したとしても、コンダクタンスは約 $1.7 \times 10^6 \text{ l/sec}$ で充分大きい。

5.8 回収電極冷却設計

回収電極への熱入力、正確な値は計算機によるシュミレーションの結果に拠らざるを得ないが、物理的根拠に基づいて推定した結果、約 5.28 W/cm^2 となった。この値に対応する熱流束では、核沸騰域に入り、流れは水と気泡の二層流となる。イオン源の引出し電極への熱入量が $30 \sim 40 \text{ W/cm}^2$ である事と比較すると、充分冷却可能な値である。但し、次の諸点に注意する必要がある。

- (i) 気泡体積と水体積の比は0.1程度以下となる様に、加圧し流量を増加する事
- (ii) 1気圧での気泡直径は3 mm程度であり、水冷管径は加圧の程度にも拠るが、上記の値

程度は用意する事（装置上の管径の上限に対する制限は弱い）

(ii) Burn Out 熱流束は圧力の上昇に伴って増大し、ある圧力値から逆に減少し始めるが、この値以上の圧力で冷却する事は避ける方が得策である。

エネルギー回収電極形状を Fig. 5.14 のような形状とすると、回収電極の全表面積は約 $7.63 \times 10^3 \text{ cm}^2$ となり、平均熱流束は 4.21 W/cm^2 となる。この電極構造では、ルーバー形電極の一部は前段の電極の陰になり、イオンが直接当たらない部分が生じる。このことと前記 5.5 で求めた平均熱流束 5.28 W/cm^2 とを考慮して、本節では平均熱流束 5.0 W/cm^2 で冷却設計を行う。回収電極のうち、電子抑制電極に近い電極が、冷却パイプが長くなり、冷却上不利となるので、この部の冷却設計を行い、他の回収電極はこれと同じ流束で冷却する。

冷却パイプの配置を Fig. 5.18 の如くにする。すなわち、外径 $\phi 8$ 、内径 $\phi 6$ のパイプをピッチ 12 (mm) で回収電極にロー付けをし冷却を行う。

冷却パイプの半分の面から熱が入るものとするこの面の熱流束密度 q は $5.0 \text{ W/cm}^2 \times$

$$\frac{2 \times 12 \times 10^{-3}}{\pi \times 6 \times 10^{-3}} = 63.7 \text{ W/cm}^2 \text{ である。}$$

冷却水条件として下記の値を用いる。

入口温度	$T_i = 40 \text{ }^\circ\text{C}$
出口温度	$T_\theta = 70 \text{ }^\circ\text{C}$
平均温度	$T_b = 55 \text{ }^\circ\text{C}$
壁温度	$T_w = 100 \text{ }^\circ\text{C}$

必要熱伝達率

$$\alpha = \frac{q}{T_w - T_b} = 1.22 \times 10^4 \text{ kcal/hm}^2 \text{ }^\circ\text{C}$$

この α に対応する Nu 数は

$$\text{Nu} = \frac{\alpha d}{\lambda} = 131$$

熱伝導率 $\lambda = 0.557 \text{ kcal/mh }^\circ\text{C}$ を用いた。

乱流熱伝達の式より Re, Pr, Nu 数の間に次の関係式があり、Pr 数, Nu 数を代入し、Re 数を求める。

$$\text{Re} = \left(\frac{\text{Nu}}{0.023 \times \text{Pr}^{0.4}} \right)^{1.25} = 2.72 \times 10^4$$

ただし、Pr = 3.33 とした。

この Re になるような流速 w が、熱伝達率 α から要請される。

$$w = \frac{\text{Re } \nu}{d} = 8.50 \times 10^3 \text{ m/s}$$

ν は動粘性係数で $1.88 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{h}$ を用いた。

次にこの流速 w で、パイプ長 $1140 \times 10^{-3} \text{ m}$ にそった全発熱 Q が、前記冷却水条件内で除熱出来るかどうかと検討する。

$$Q = 4300 \times 10^5 \text{ kcal/m}^2\text{h} \times (12 \times 10^{-3} \text{ m}) \times (1140 \times 10^{-3} \text{ m})$$

$$= 5.88 \times 10^3 \text{ kcal/h}$$

$$Q = \gamma C \left(\frac{\pi}{4} d^2 \right) w (T_\theta - T_i)$$

ここで、 γ , C は各々冷却水の比重量と比熱とである。 γ , C , d , w の値を代入し、 $T_\theta - T_i$ を求める。

$$T_\theta - T_i = 24.8 \text{ }^\circ\text{C}$$

となり冷却水条件内におさまる。

安全をみて、冷却水流速を $3.5 \text{ m/s} = (2.36 \text{ m/s} \times 1.5)$ として水量、圧力等を求める。

ヘッド（主配管）からの冷却用パイプの長さを $\Delta L = 2 \text{ m}$ とすると圧力損失 ΔP は次式から求まる。

$$\Delta P = \lambda \left\{ \Delta L \left(\frac{\gamma w^2}{2g} \right) \frac{1}{d} \right\}$$

抵抗係数 は次式によって求めた。

$$\lambda = 0.016 + 1.13 / \text{Re}^{0.44}$$

$w = 3.5 \text{ m/s}$ で $\text{Re} = 4.02 \times 10^4$ となるので、 $\lambda = 0.027$ が得られるので、

$$\Delta P = 0.55 \text{ kg/cm}^2$$

である。

次に1台（イオン源1台に対応）のエネルギー回収電極の冷却水量および全冷却水量を求める。

1台の回収系では66本の冷却パイプで構成されている。Table 5.5に流量を示す。

Table 5.5 回収電極冷却水

構成	体積流量	質量流量
1台	2.35×10^1 m^3/h	2.32×10^4 kg/h
1ポート (12台)	2.82×10^2 m^3/h	2.78×10^5 kg/h
4ポート (48台)	1.13×10^3 m^3/h	1.11×10^6 kg/h

$$\text{冷却パイプでの全摩擦損失は } Q_v \times \Delta P = 1.72 \times 10^3 \text{ kg m/s}$$

$$= 16.9 \text{ KW}$$

である。

5.9 回収効率の評価¹⁰⁾

イオンビームパワーを P_+ 、回収系での発生熱量を P_{th} 、回収電源からの回収イオン電流を流す為の電力を P_{el} とすると、パワーの平衡式は次の様になる。

$$P_{el} + P_+ \frac{\delta V}{V_A} = P_{th} \quad (5.22)$$

エネルギー回収効率は次式で定義される。

$$\eta_{BDC} = 1 - \frac{P_{th}}{P_+}$$

上二式より、結局エネルギー回収効率は次式となる。

$$\eta_{BDC} = 1 - \frac{\delta V}{V_A} - \frac{P_{el}}{P_+} \quad (5.23)$$

ここで P_{el} は回路上の検討により決定されるべきもので、本設計の範囲からは決定できない。

$P_{el} = 0$ の理想的な電源と回路を使用すると、本設計の場合は

$$\eta_{BDC} = 1 - \frac{\delta V}{V_A} = \frac{190}{200} = 0.95$$

と9.5%のビームパワーが回収される。勿論 $\delta V = 0$ の場合は100%のビームパワーが理想的に回収される事になる。

実際のイオン源では D^+ に混って D_2^+ , D_3^+ がある成分比で引出される。更に中性化セル通過後には D^- も存在し、これ等はエネルギー回収効率を低下させる方向に働く。従って、実際のエネルギー回収効率はこれ等イオンの成分比で補正しなければならない。 D^+ (200KV) と同時に D^+ (100KV) も Fig. 5.14 に示す回収電極でエネルギー回収を行っている。この D^+ (100KV) に対する回収効率は D^+ (200KV) と同様にして

$$\eta_{BDC}' = 1 - \frac{\delta V'}{V_A/2} - \frac{P'_{el}}{P'_+} \quad (5.24)$$

となる。中性化セル通過後の全イオンビームに対する、 D^+ (200KV) と D^+ (100KV) パワー比を夫々 q_f , $q_{1/2}$ とすると、エネルギー回収効率は次の様に補正される。

$$\eta_{BDC} = 1 - q_f \left(\frac{P_{el}}{P_+} + \frac{\delta V}{V_A} \right) - q_{1/2} \left(\frac{P'_{el}}{P'_+} + \frac{\delta V'}{V_A/2} \right) \quad (5.25)$$

$P_{el} = P'_{el} = 0$ の理想的な回収電源の場合は、

$$\eta_{BDC} = 1 - q_f \frac{\delta V}{V_A} - q_{1/2} \frac{\delta V'}{V_A/2}$$

である。 q_f , $q_{1/2}$ については正確には分っていないが、現在のイオン源の場合、引出し直後で D^+ , D_2^+ , D_3^+ の比が約75%, 20%, 5%である事、及び、 D^+ (200KV) は D^+ (100KV) や D^- , D_3^+ 等に比較して中性化効率が低い事を考慮すると、中性化セル通過後では、全イオンビームの中で D^+ (200KV) の占める割合が増大していると考えられる。仮に D^+ (200KV) 85%, D^+ (100KV) 10%, その他5%とすると、

パワー比 q_f , $q_{1/2}$ は概略

$$q_f \approx \frac{0.85 \times V_A}{0.85 \times V_A + 0.1 \times V_A / 2} = 0.944$$

$$q_{1/2} \approx \frac{0.1 \times V_A / 2}{0.85 \times V_A + 0.1 \times V_A / 2} = 0.056$$

である。

従って理想的な回収電源の場合、 $\delta V = \delta V' = 10 \text{KV}$ として

$$\begin{aligned} \eta_{\text{BDC}} &\approx 1 - 0.944 \times \frac{10}{200} - 0.056 \times \frac{10}{100} \\ &= 0.947 \end{aligned}$$

と約94.7%が回収される。これは先に D^+ (200KV)のみとした場合の回収効率95%と比較すると、僅かに0.3%の減少である。 D^+ (200KV)以外は全て回収しない場合でも

$$\eta_{\text{BDC}} \approx 1 - 0.944 \times \frac{10}{200} - 0.056 = 0.897$$

となり、約=90%が回収できる。即ち、エネルギーが小さく、かつ成分比の小さい D^+ (100KV)等は、回収効率にそれ程影響を与えない。

本設計の場合、 D^+ (200KV)の回収電極の電位は接地電位である為、電極以外の壁面等で回収されるが、 D^+ (100KV)に対しては、回収電極への捕促確率が問題となる。これを C_p とすると

$$\begin{aligned} \eta_{\text{BDC}} &= 1 - q_f \left(\frac{P_{\text{el}}}{P_+} + \frac{\delta V}{V_A} \right) - q_{1/2} \left(\frac{P'_{\text{el}}}{P'_+} + C_p \frac{\delta V'}{V_A / 2} \right) - q_{1/2} \\ &\quad \times (1 - C_p) \quad (5.26) \end{aligned}$$

となる。 $q_f = 0.94$, $q_{1/2} = 0.05$, $C_p = 0.7$, $\delta V = \delta V' = 10 \text{KV}$, $V_A = 200 \text{KV}$ とし、

P_{el} , P'_{el} は10%の電圧降下を見込むと、 D^+ (200KV)に対しては $\frac{1}{0.9} \delta V$, D^+ (100

KV)に対しては $\frac{1}{0.9} (V_A / 2 + \delta V')$ の電源電圧が必要である。従って、

$$P_{\text{el}} = \left(\frac{1}{0.9} \delta V - \delta V \right) \frac{P_+}{V_A} = \frac{1}{9} \frac{\delta V}{V_A} P_+$$

$$\begin{aligned} P'_{\text{el}} &= \left\{ \frac{1}{0.9} (V_A / 2 + \delta V') - (V_A / 2 + \delta V') \right\} \frac{P'_+}{V_A / 2} \\ &= \frac{1}{9} \frac{V_A + 2 \delta V'}{V_A} P'_+ \end{aligned}$$

となり、

$$\frac{P_{el}}{P_+} = \frac{1}{9} \frac{\delta V}{V_A} = 5.56 \times 10^{-3}$$

$$\frac{P_{el}'}{P_+'} = \frac{1}{9} \frac{V_A + 2\delta V'}{V_A} = 0.122$$

即ち、回収効率は

$$\begin{aligned} \eta_{BDC} &= 1 - q_f \frac{10\delta V}{9V_A} - q_{1/2} \left[\frac{V_A + 2(1+9C_p)\delta V'}{9V_A} \right] - q_{1/2} \\ &\quad \times (1 - C_p) \\ &\approx 0.871 \end{aligned}$$

と、約87%となる。尚総合効率の評価の際には $\eta_{BDC} = 0.80$ とする。

参考文献

- 1) H. Tawara & A. Russek; Charge Changing Processes in Hydrogen Beams. Rev. Mod. Phys., 45 178(1973)
- 2) J.F. Williams & D.N.F. Dunbar; Charge Exchange and Dissociation Cross Sections for H_1^+ , H_2^+ , and H_3^+ Ions of 2- to 50 keV Energy Incident Upon Hydrogen and the Inert Gases Phys Rev. 149 62 (1966)
- 3) G.W. McClure; Charge Exchange and Dissociation of H_1^+ , H_2^+ , and H_3^+ Ions Incident on H_2 Gas Phys. Rev. 130 1852 (1963)
- 4) K.H. Berkner et. al.; Mixed Specis in Intense Neutral Beams Proc. 1st Topical Meeting Tech. Controlled Nucl. Fusion CONF-740402-P1 392 (1974)
- 5) R.W. Moir; A Review of Direct Energy Conversion of Ion Beams; Experimental Results and Reactor Applications. *ibid* 432
- 6) R.W. Moir & W.L. Barr; "Venetian-Blind" Direct Energy Converter for Fusion Reactors Nucl. Fusion 13 35 (1973)
- 7) Jinchoon Kim & J.H. Whealton; Beam Intensity Distributions in Neutral Beam Injection Systems Nucl. Instrum. Methods 141 187 (1977)
- 8) M. Fumelli & Ph. Raimbault; A Scheme for the Energy Recovery of the Charge Beam Fraction in Neutral Injectors
- 9) R.W. Moir, W.L. Barr and G.H. Miley; Surface Requirements for Electrostatic Energy Converters. J. Nucl. Materials 53 86 (1974)
- 10) D.J. Bender, W.L. Barr and R.W. Moir; Performance Analysis of In-Line Direct Converters for Neutral Beam Sources. UCRL-77239 (1975)

6. 真空排気系設計

本実験炉の中性粒子入射加熱装置のエネルギー回収系での総排気速度は、3.全体設計での検討の結果、 1.03×10^6 ℓ/sec と求められた。この様な膨大な排気速度に適した排気方法としては、真空の質、寿命等を考慮するとクライオポンプが最適である。又、補助ポンプとしてはメカニカルブースターポンプが適する。

6.1 排気系の構成

クライオポンプの排気能力の寿命は、パネルへの排気気体分子の蓄積量によって決まり、長時間の排気を行なうには、排気-再生の繰返し形式とならざるを得ない。従って、クライオポンプとしては少なくとも2系列以上を用意する必要がある。系列数の選択には、以下に述べる理由で最適な値が存在すると考えられるが、定量化できない部分も多く、選択にはかなりの幅が生ずる。

(i) 系列数が極めて少ない場合、極端には二系列で運転する場合、必要となるクライオ面積は、排気速度から要求される値の2倍となる。従って、クライオポンプの構造が非常に大型化する可能性がある。又、排気ダクト装置の一方向に偏り、最悪の場合には回収系内でかなりの圧力勾配を生ずる事になる。

(ii) 系列数が極めて多数の場合には、クライオ面積は排気速度から要求される値とそれ程違わないが、バルブその他の付属品の占める割合が増大し、結局排気系全体としては大型化せざるを得ない。反面、ビームライン軸に対称に排気ダクトを配置すれば、回収系内の圧力が均一化される利点がある。

クライオパネルの必要面積は、後述する如く回収系圧力 8.0×10^{-5} Torr, 総排気速度 1.03×10^6 ℓ/sec に対して 43m^2 である。一方、9.1で記した様に、回収系部での真空容器の断面は、角型の場合 $3.5\text{m} \times 4.5\text{m}$ 、円形の場合直形 5m 程度が必要である。従って、仮に容器の全面をクライオ面として使用する場合、 43m^2 を確保するには夫々

$$\text{角型断面} \quad 4.5\text{m} \times 3.5\text{m} \rightarrow 2.69\text{m}$$

$$\text{円形断面} \quad \text{直径 } 5\text{m} \rightarrow 2.74\text{m}$$

の軸方向距離が必要であり、二系列運転の場合はこの2倍の値となり、ビームライン全長に近い値となる。即ち、二系列運転では、相当大きな体積のクライオポンプ室を設けない限り、設計値に見合った排気速度を確保できない。

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かなりの違いがあるが、JAERI-M 6670に示された値を採用すると、 $6\text{Torr} \cdot \ell/\text{cm}^2$ である。従って、実験炉の一回当りの運転時間を320秒とすると、一回の再生によって排気できる運転ショット数は

$$\frac{q \cdot A_{\text{cryo}}}{M \cdot Q_p \cdot T} = \frac{6 \times 43 \times 10^4}{1.03 \times 10^6 \times 80 \times 10^{-5} \times 320} = 97.8$$

で、余裕を見ると約90ショットの運転が可能である。又、再生モード間の時間は、

$$90 \times 410 \text{ sec} = 3.78 \times 10^4 \text{ sec} = 10.5 \text{ 時間}$$

である。L系列の排気系で運転する場合、この時間内でL-1個の再生を行わなくてはならない。即ち、一系列の再生時間は、

$$L = 6 \quad 2.1 \text{ 時間}$$

$$L = 8 \quad 1.5 \text{ 時間}$$

で、系列数を余りに多くする事はクライオパネルの昇温、冷却を極めて短時間でこなす必要性が生じ、液化器の能力が著しく大きくなる。

本設計に於ては、6系列分割を採用し、別途設計例として8系列の場合を付録に記す。

6系列運転の場合、1系列に要求される排気速度とクライオ面積は夫々

$$\frac{1.03 \times 10^6}{5} = 2.06 \times 10^5 \text{ l/sec}$$

$$\frac{43}{5} = 8.6 \text{ m}^2 \quad (2 \times 2.06 \times 10^5 \text{ l/sec に対して})$$

である。

クライオポンプまでのコンダクタンスとしては、上記の2倍 $5.12 \times 10^5 \text{ l/sec}$ が必要で、回収室とクライオ室との接続部のみでは約3倍をとるのが安全であろう。即ち、

$$3 \times 2.06 \times 10^5 = 6.18 \times 10^5 \text{ l/sec}$$

の真空コンダクタンスが最低必要である。

6.2 クライオポンプの設計

エネルギー回収室を排気する大排気容量真空ポンプとしてクライオポンプが第一候補に考えられている¹⁾。そこで本節では、必要な排気速度と排気量を満たすクライオコンデンセーションポンプの設計と、中性粒子入射プラズマ加熱装置のような高エネルギー粒子を取扱う装置にクライオポンプを使用する場合に想定される問題点の抽出を行ない、今後の設計研究の一助としたい。

6.2.1 クライオパネルの温度

Chubbら²⁾によると、クライオパネルの温度と水素同位体 H_2 、HD および D_2 の到達圧力との関係は Fig. 6.1 に示す通りである。分子密度が 10^{10} cm^{-3} より大きいときには到達圧力がほぼ水素同位体の飽和蒸気圧曲線に乗るが、 10^{10} cm^{-3} 以下ではこの曲線より逸れ、パネル温度を $2.5 \text{ }^\circ\text{K}$ 以下にして H_2 の密度が漸く 10^8 cm^{-3} 、 D_2 の密度が 10^7 cm^{-3} に達する程度である。この原因は、周囲からの微弱な熱輻射が影響しているとも考えられるが、まだ確実には理解されていないようである。

ところでエネルギー回収室の所要圧力は $8 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ であるから被排気ガス H_2 の場合には

クライオパネルの温度を 3.5 °K 程度にする必要がある。しかしこの装置（実験炉）では D₂ と T₂ が用いられるから、パネル温度は 4.2 °K でよいと考えられる。

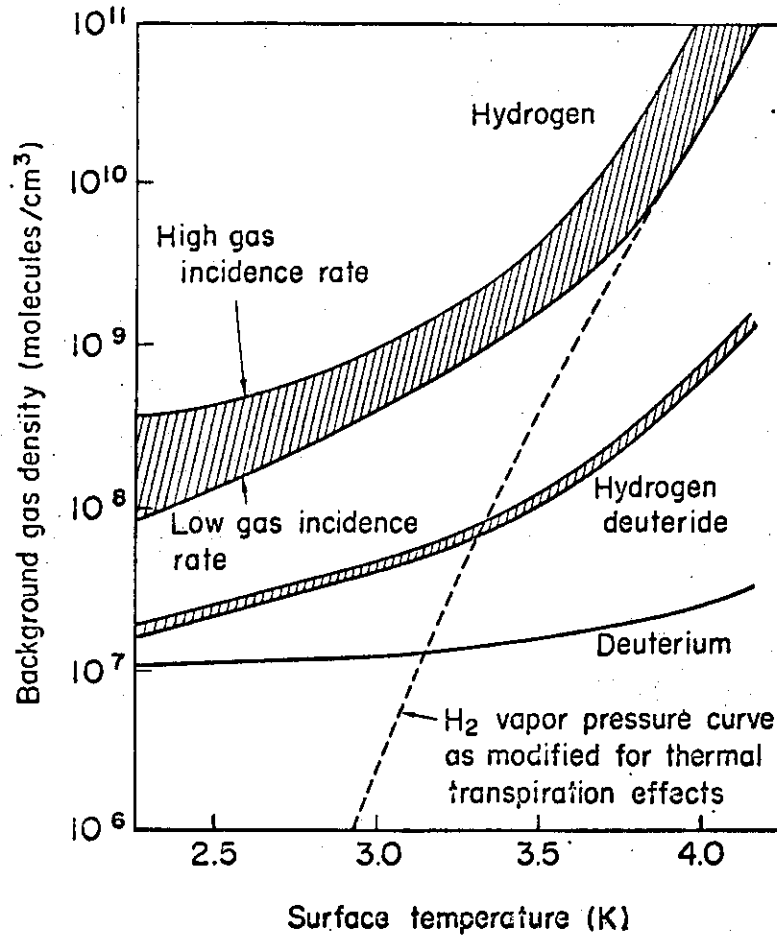


Fig. 6.1 クライオパネルの温度と到達圧力

6.2.2. クライオコンデンセーションパネルにおける熱負荷の評価

6.1節で述べたようにエネルギー回収室1ユニット当りに要求される重水素に対する実効排気速度は、圧力 8×10^{-5} Torr においておよそ 1.03×10^6 l/sec である。クライオポンプの設計では、クライオ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主眼となる。次に、エネルギー回収室内のガス温度を 293 °K として、必要なクライオパネル面積を求め、クライオパネルにおける熱負荷の評価を行なう。

いま Fig. 6.2(a) のようにバッフルの投影面積（この場合にはクライオパネルの面積に等しい）を A cm² とすると、重水素に対する実効排気速度 S は次式で与えられる。

$$S = 1.81 AGT^{\frac{1}{2}} \quad (\text{l/sec}) \quad (6.1)$$

ここでは T はガス温度 (°K), G は t をもつバッフルの透過率 (クラウジング係数), c をクライオ面におけるガスの凝縮係数として

$$G = \frac{1}{\frac{1}{t} + \frac{1}{c} - 1} \quad (6.2)$$

から求められる。

バッフル形態として後述する理由から Fig. 6.2(b)に示すように水冷 (293°K) のルーバー型と液体窒素 (77°K) 冷却のシェブロン型の組合せを採用する。モンテカルロ法により計算されたルーバーバッフルおよびシェブロンバッフルの透過率の値は開き角 θ が 45° のときそれぞれ 0.42 と 0.25 である³⁾。したがって (6.2) 式の t はこれらの直列結合として 0.157 となる。

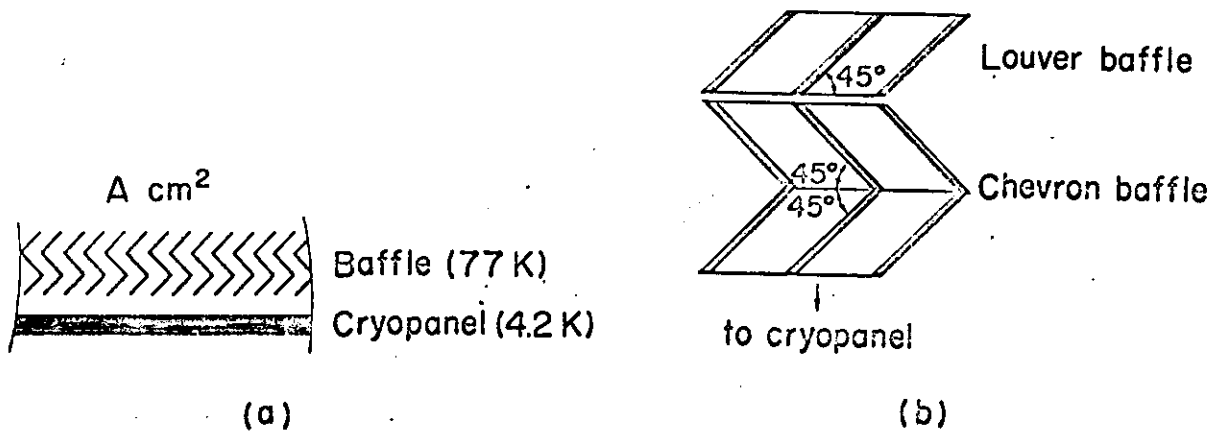


Fig. 6.2 バッフルの様子

一方クライオ面における H₂, D₂ の凝縮係数 c を Table 6.1^{4)~6)} に示す。

Table 6.1 H₂, D₂ の凝縮係数

ガス, ガス温度 (°K)	クライオ面の温度 (°K)	凝縮係数	報告書
H ₂ 100	3.5, 3.7	0.98~0.99	Chubb & Pollard
H ₂ 300	3.5, 3.7	0.91~0.93	同上
H ₂ D ₂ 300	2.2 ~ 3.9	0.9	Chubb
H ₂ 77	4.2	0.94~0.96	Dawbarn et al.

4.2°K のクライオパネルに入射する重水素分子は少なくとも一度はシェブロンバッフルに衝突し、ここで熱交換を行っておりほぼ 77°K とみられるので、(6.2) 式の c は 1.0 としてよい。結局 $G = t = 0.157$ である。

上のGの値を(6.1)式に入れ、 $T = 293^\circ\text{K}$ とすると

$$S = 4.86 \text{ A } (\ell/\text{sec}) \quad (6.3)$$

となり、 $S = 1.03 \times 10^6 \ell/\text{sec}$ を得るに必要なバッフルの投影面積(クライオパネル面積)はおよそ $2.12 \times 10^5 \text{ cm}^2$ となる。実際にはエネルギー回収室からクライオポンプに至る配管やゲートバルブのコンダクタンスも考慮しなければならず、これらの総合コンダクタンスを上述のSの2倍に設計すると、クライオパネル面積も上述の面積の2倍である約 $4.3 \times 10^5 \text{ cm}^2$ を用意する必要があることになる。

次にこの面積のクライオパネルにおける熱負荷について検討する。一般にクライオパネルへの入熱量 q は次式で与えられる。

$$q = q_c + q_r + q_\ell + q_s \quad (6.4)$$

ここで q_c は支持具の熱伝導によるもの、 q_r は輻射損失、 q_ℓ は 77°K の重水素分子が冷却され凝縮するときのエンタルピー変化、 q_s は高エネルギー粒子のうち後方散乱したものが迷走して持込む熱量である。 $q_c \sim q_s$ のそれぞれについて評価を試みる。

(i) q_c — 構造、材料によるが、一般に

$$q_c = \frac{F}{\ell} \int_{T_1}^{T_2} \lambda(T) dT \quad (6.5)$$

で与えられる。 F 、 ℓ 、 $\lambda(T)$ はそれぞれ支持具の断面積、長さおよび熱伝導率である。 q_c はクライオパネル面積 1 cm^2 当り $1 \times 10^{-4} \text{ watt}$ 以下が実現できると考えられる。クライオパネル面積 $4.3 \times 10^5 \text{ cm}^2$ を掛けると、 $q_c \leq 43 \text{ W}$ 。

(ii) q_r — これも構造、材料、表面処理(表面の輻射率)による。本装置の場合 Fig. 6.3 のような構成にすると、 42°K のクライオパネルへの輻射による熱入量 q_r は次式から求められる。

$$q_r = \sigma A (T_1^4 - T_2^4) \left[\left\{ \epsilon_{11}^{-1} + \epsilon_2^{-1} - 1 \right\}^{-1} + \left\{ \epsilon_{12}^{-1} + \epsilon_2^{-1} - 1 \right\}^{-1} \right] \quad (6.6)$$

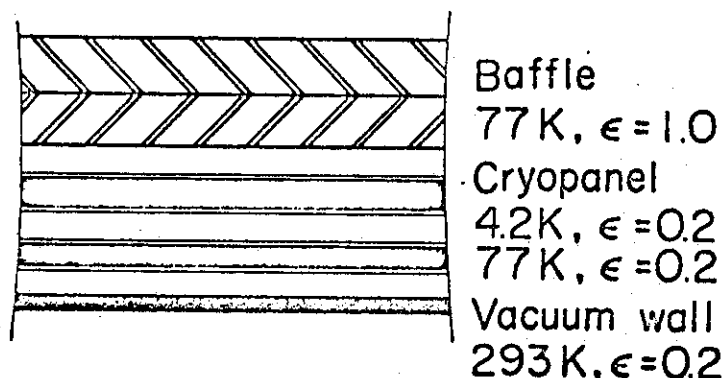


Fig. 6.3 クライオパネルと各部の輻射率

ここで σ は Stefan-Boltzman 定数, A はクライオパネルの表面積(片面), $T_1=77^\circ\text{K}$, $T_2=4.2^\circ\text{K}$, ϵ_{11} はシェブロンパツフルの輻射率で1.0, ϵ_2 はクライオパネルの輻射率で0.2, ϵ_{12} は真空壁側の熱遮蔽板の輻射率で同じく0.2とする⁷⁾。これらを(6.6)式に代入すると $q_r=26.7\text{ W}$ 。

一般にシェブロンパツフルは外部からの輻射熱をクライオパネル側に伝達させないために黒体に近い方がよく, クライオパネルは逆に表面の輻射率が小さいほどよい。 $\epsilon_{11}=1.0$, $\epsilon_2=0.2$ は実用的な材料で実現できる値である。

輻射率の小さいクライオパネルに H_2O , CO_2 , N_2 などの凝縮層が形成されると, 表面の輻射率が増大する(Fig. 6.4⁸⁾参照)。 H_2O の場合に特に著しい。水素の場合については不明であるが N_2 の場合と同程度であるとすれば, クライオパネルの再生を行なう直前の6 Torr ℓ/cm^2 程度の堆積までは輻射率の増大がそれほど問題にならないと考えられる。なお, クライオパネル温度や凝縮速度により緻密な氷状の凝縮層が形成されたり, がさがさした霜状の層ができたりすると考えられ, いずれかによって実効的な輻射率が異なることも考えられるので, 今後検討を要すると思われる。

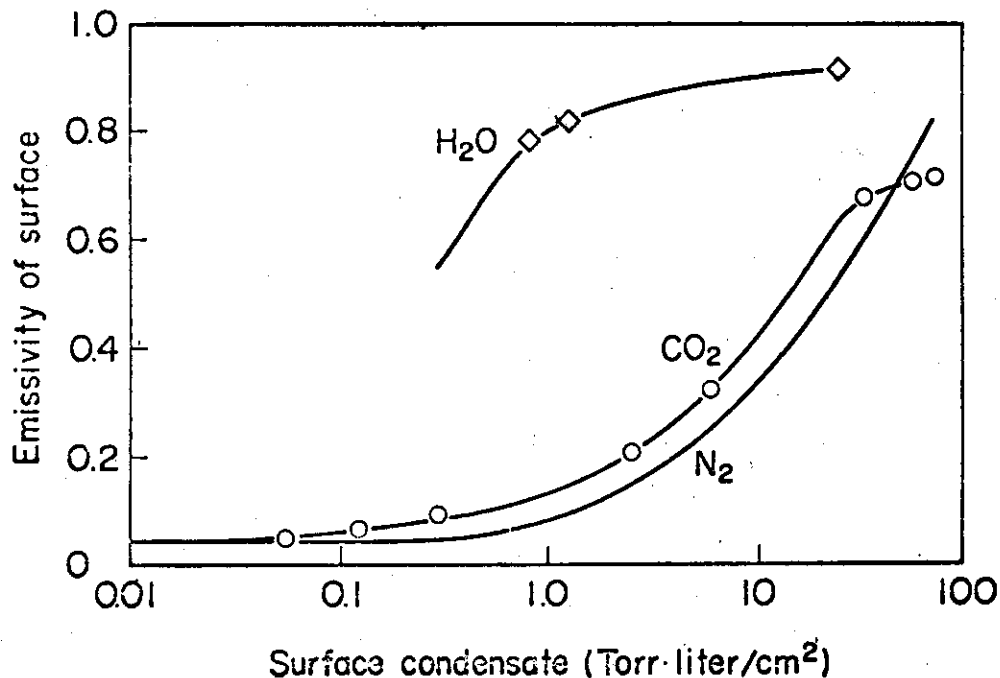


Fig. 6.4 表面凝縮量と表面の輻射率の関係

- (iii) q_ℓ ΔJ を被排気ガスのエンタルピー変化, Q を単位時間当りの排気量とすると, q_ℓ は次式で与えられる。

$$q_\ell = \Delta J \cdot Q \quad (6.7)$$

D_2 77°K (気体) \rightarrow 4.2°K (固体)の ΔJ は0.15 Joule/Torr ℓ , Q は8.24 Torr ℓ /secであるから, $q_\ell = 1.24\text{ W}$ 。

- (iv) q_s エネルギー回収電極や真空壁で後方散乱した高エネルギー重水素粒子が迷走して持ち込む熱量で, 本装置のような粒子加速器に特有な項である。 q_s は $q_c \sim q_\ell$ と同程度か

それ以下に抑える必要がある。

一般に高エネルギー水素粒子と個体表面との相互作用の結果、後方散乱する粒子は、(イ)反射係数(後方散乱係数) R_s 、(ロ)後方散乱粒子のエネルギー分布 $f(E_s)$ と角度分布、(ハ)荷電状態などにより評価できる。村上⁹⁾によれば、プロトンの場合、 R_s は入射粒子のエネルギー ϵ_0 (reduced energy¹⁰⁾; 実用的なエネルギーとの関係は後述) の関数として概ね Fig. 6.5 で表わされるとしている。また後方散乱粒子エネルギーの分布関数 $f(\epsilon_s)$ を

$$f(\epsilon_s) \propto \epsilon_s^{-\frac{3}{4}} \quad (6.8)$$

と仮定すると、後方散乱粒子の持つ平均エネルギー $\bar{\epsilon}_s$ は近似的に次式で与えられる。

$$\bar{\epsilon}_s = \frac{\int_0^{\epsilon_0} \epsilon_s \cdot \epsilon_s^{-\frac{3}{4}} d\epsilon_s}{\int_0^{\epsilon_0} \epsilon_s^{-\frac{3}{4}} d\epsilon_s} = \frac{1}{5} \epsilon_0 \quad (6.9)$$

結局固体ターゲット表面への1回の衝突による後方散乱総エネルギーと入射総エネルギーの比(reflection efficiency) r は、近似的に次式で与えることができる。

$$r = \frac{R_s \bar{\epsilon}_s}{\epsilon_0} = \frac{1}{5} R_s \quad (6.10)$$

以上はエネルギーを reduced energy ϵ で表わしてきたが、実用的な立場から E (keV) で表わすため代表的な材料 Be, C, Al, Fe, Cu, Mo, Au について ϵ と E の関係を求めると Table 6.2 のようになる。

Table 6.2 $\epsilon = 1$ に相当する E (keV) の値

ターゲット材	Be	C	Al	Fe	Cu	Mo	Au
原子番号	4	6	13	26	29	42	79
原子量	9.0	12.0	27.0	55.8	63.5	95.9	197
E (keV)	0.26	0.41	1.06	2.54	2.92	4.7	10.8

Table 6.2 の値を用いて種々の材料について E_0 (keV) と r の関係を描くと Fig. 6.6 のようになる。

いま重水素イオンについてもプロトンと同じ値が適用できると仮定すると、第1回目の衝突における D^+ イオンの入射エネルギーを 10 keV として (イオンビームエネルギー 200 keV, イオン回収電極電圧 190 kV), 各材料における繰り返し衝突回数 n と $r(n) = \prod_{i=0}^{n-1} r_i$ の関係は Table 6.3 および Fig. 6.7 のようになる。また、イオン回収電極や真空容器壁、クライオポンプのバップルなどがすべて同一材料で作られているとすると、後方散乱粒子によるクライオパネルへの熱入力 q_s は一般に次式で与えられる。

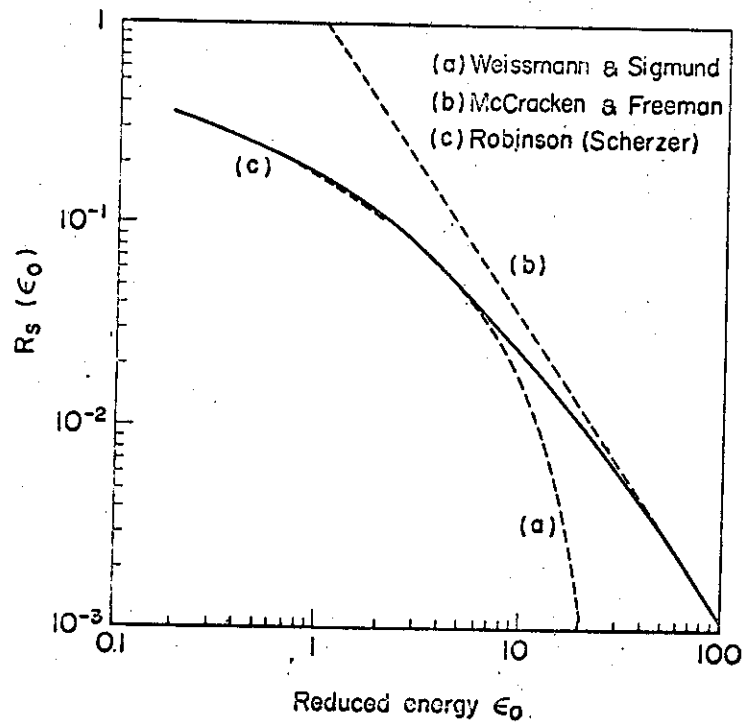


Fig. 6.5 後方散乱係数

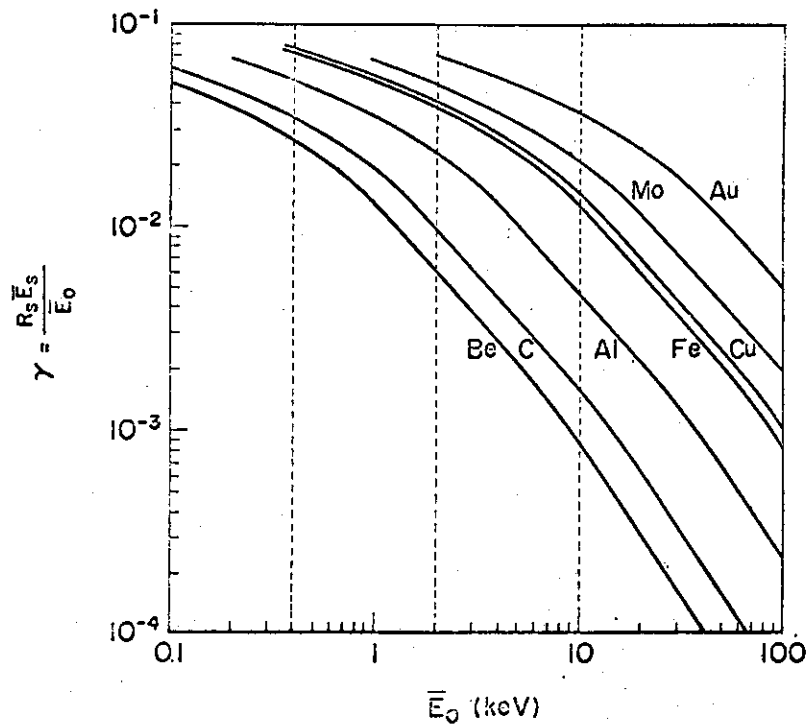


Fig. 6.6

$$\begin{aligned}
 q_s &= 1.6 \times 10^{-15} N_0 (x_0 + r(1)x_1 + r(2)x_2 + r(3)x_3 \\
 &\quad + r(4)x_4 + \dots\dots\dots) \\
 &= 1.6 \times 10^{-15} N_0 \sum_{i=0}^{\infty} r(i)x_i \quad (W) \quad (6.11)
 \end{aligned}$$

Table 6.3 繰り返し衝突回数 n と r(n) の関係

i	Eo	Be	C	Al	Fe	Cu	Mo	Au
1	10 keV	8.8×10^{-4}	1.6×10^{-8}	4.7×10^{-3}	1.3×10^{-2}	1.5×10^{-2}	2.2×10^{-2}	3.6×10^{-2}
2	2	5.2×10^{-6}	1.5×10^{-5}	1.1×10^{-4}	5.1×10^{-4}	6.1×10^{-4}	1.1×10^{-3}	2.5×10^{-3}
3	0.4	1.4×10^{-7}	5.3×10^{-7}	5.8×10^{-6}	3.6×10^{-5}	4.6×10^{-5}		
4	0.08	7.7×10^{-9}	3.4×10^{-8}					

ここで x_i はエネルギー回収電極、真空容器壁、バッフルなどと i 回の衝突を行なった粒子のうちその次にクライオパネルに到達する粒子の割合である。第1回目の衝突をすべてエネルギー回収電極または真空容器壁で行なわせることが可能であれば、Fig. 6.2(b) のバッフルでさらに2回以上衝突するから、 $x_0 = x_1 = x_2 = 0$ となる。

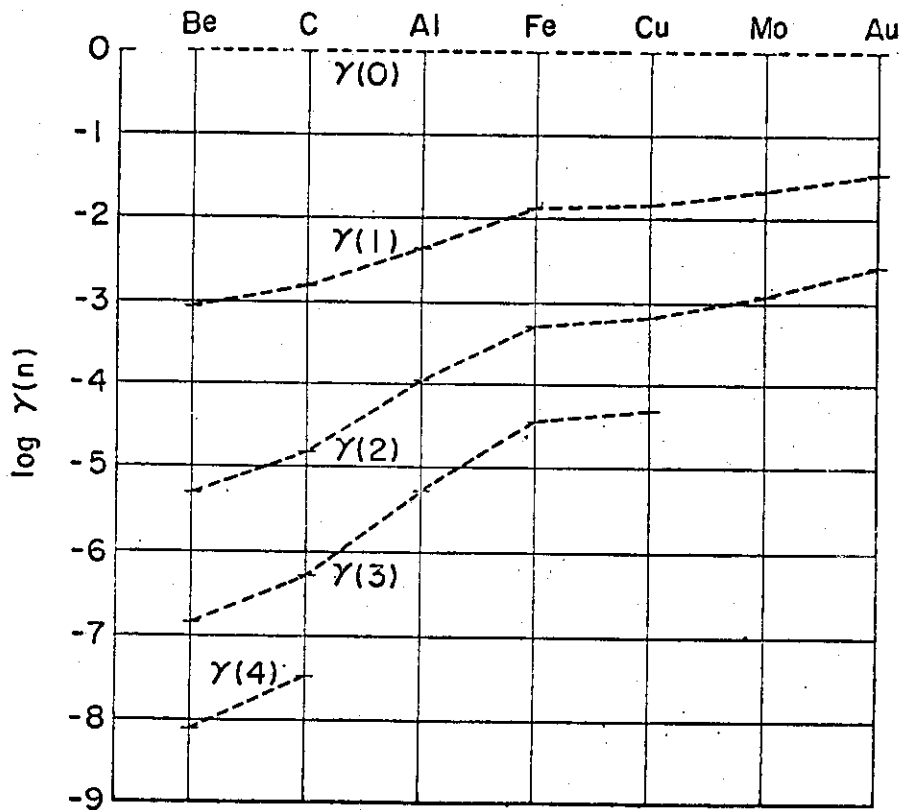


Fig. 6.7

実験炉の中性粒子入射装置では、トラスプラズマへ打込む中性ビーム出力は1ユニット当たりおよそ11.3MWである。粒子の入射エネルギーは200 keVであるから、これは565Aに相当する。このような中性ビームを得るために必要なイオンビーム出力は、中性化セルにおける中性化効率を17.2%として、約83 MW, 415 Aとなる。中性化されなかったおよそ358 Aのイオンビームはエネルギー回収系で10 keVにまで減速され、電極に導かれる。前述のクライオポンプ側からの熱負荷に対する要求を満足させるためには、したがって、10 keV \times 358 A = 3.58 MW ($N_0 = 2.23 \times 10^{21} \text{sec}^{-1}$)にも及ぶイオンエネルギーを10 W程度にまで減衰させなければならない。次にTable 6.3およびFig. 6.7を使っていくつかのケースについて後方散乱粒子がクライオパネルに持込む熱量 q_s を試算してみる (Table 6.4参照)。

Table 6.4 $q_s \leq 10 \text{ W}$ となるときの x_3 の値

	ケース I	ケース II	ケース III	ケース IV
エネルギー回収電極材料	Mo	Cu	Cu	Cu
ルーバー、シェブロンバップル材料	Cu	Cu	Al	C被覆Cu
$q_s \leq 10 \text{ W}$ となる時の x_3	≤ 0.041	≤ 0.060	≤ 0.15	≤ 0.56

Table 6.4から、 $q_s \leq 10 \text{ W}$ とすることはそれほど容易でないことがわかる。水冷のルーバーバップルを設けないときには q_s は1~2桁増大するので、コンダクタンスを多少犠牲にしてもこのバップルを取付ける必要がある。 x_3, x_4, \dots の計算は実際のエネルギー回収電極、クライオポンプ等の配置においてモンテカルロ法などを適用して行なうとよいと考えられる。この場合後方散乱粒子の角度分布に関するデータが必要である。なお、上述の議論で後方散乱粒子の荷電状態には触れなかったが、一般に10 keV以下の低エネルギー領域では中性粒子が大半を占めることが知られている。

以上の検討結果を総合すると、クライオコンデンセーションパネルにおける熱負荷は中性粒子入射装置1ユニット当たり次のように最大100 W程度と推定される。

q_c	—	43	W
q_r	—	27	"
q_l	—	13	"
q_s	—	10	"
q	—	93	W

液体ヘリウムのトランスファーチューブにおける損失がないとした場合、液化機の所要電力 Q は

$$Q = q \frac{1}{\eta} \frac{T_0 - T_2}{T_2} \quad (6.12)$$

で与えられる。液化機の効率 η を0.15, $T_0 = 293 \text{ K}$, $T_2 = 4.2 \text{ K}$ とおくと、 $Q \approx 43 \text{ kW}$ となる。

6.2.3 シェブロンバッフルと77°K熱シールド板における熱負荷の評価

77°Kシェブロンバッフルおよび熱シールド板における熱負荷 q_r' ，と後方散乱粒子が持込む熱量 q_s' とである。すなわち，

$$q' \equiv q_r' + q_s' \quad (6.13)$$

(i) q_r' — 次式から求められる。

$$q_r' = \sigma A (T_0^4 - T_1^4) [\{ \epsilon_3^{-1} + \epsilon_{11}^{-1} - 1 \}^{-1} + \{ \epsilon_3^{-1} + \epsilon_{12}^{-1} - 1 \}^{-1}] \quad (6.14)$$

$T_0 = 293^\circ\text{K}$ ， ϵ_3 （真空壁の輻射率）= 0.2とすると，

$$q_r' = 5.6 \text{ kW}$$

(ii) q_s' — 6.2.2(iv)と同様の議論から，後方散乱粒子がシェブロンバッフルに持込む熱量を試算してみると Table 6.5 のようになる。ここでは $q_s' \leq 2.0 \text{ kW}$ となるときの条件を求めた。

Table 6.5 $q_s' \leq 2 \text{ kW}$ となるときの条件

	ケース I	ケース II
エネルギー回収電極材料	Mo	Cu
真空容器壁材料	SUS (Fe)	SUS (Fe)
$q_s' \leq 2 \text{ kW}$ となる時の $x_1 + \gamma_2 x_2$	≤ 0.025	≤ 0.037
エネルギー回収電極を見透せないようにしたときの x_2^*	≤ 0.64	≤ 0.94

*第2回目には真空容器壁に衝突する。

以上の結果から，シェブロンバッフルおよび熱シールド板における熱負荷は中性粒子入射装置1ユニット当たり次のように最大8kW程度と推定される。

$$\begin{array}{r} q_r' \text{ ——— } 5.6 \text{ kW} \\ q_s' \text{ ——— } 2.0 \text{ kW} \\ \hline q' \text{ ——— } 7.6 \text{ kW} \end{array}$$

なお，バッフルの配置は，77°Kのシェブロンバッフルから直接高温のエネルギー回収電極を見透せないよう配慮する必要がある。

液体窒素のトランスファーチューブにおける損失がないとした場合，液化機の所要電力 Q' は次式で与えられる。

$$Q' = q' \frac{1}{\eta'} \frac{T_0 - T_1}{T_1} \quad (6.15)$$

$\eta' = 0.4$ ， $T_0 = 293^\circ\text{K}$ ， $T_1 = 77^\circ\text{K}$ とおくと，

$$Q' = 53 \text{ kW} \text{ となる。}$$

6.2.4 クライオポンプの構造設計

(1) 基本構成

クライオパネルの所要面積は前述の検討でゲートバルブ等のコンダクタンスも考慮して約 4.3 m^2 で、パネルの温度およびシェブロンバッフル等の温度もそれぞれ $4.2 \text{ }^\circ\text{K}$ 、 $77 \text{ }^\circ\text{K}$ としている。

したがって、本節ではパネルの構造、配置を決定することが主眼となる。

クライオパネルの配置方法は色々考えられるが、大きなパネル1~2枚で構成すれば冷却回路は単純になり、熱侵入量等が少なくなって好都合であるが、再生時にはポンプを一時停止するか、半分の排気能力で運転しなければならない。そこで、多数の独立排気系の組合せれば順次再生することにより連続運転が可能である。しかし、冷却系が複数になり冷却負荷も増大する。したがって排気系の分割数が問題であるが、本設計では6分割としてみる。すなわち、6個の独立真空排気系からなり、それぞれは真空弁とヘリウム系のバルブにより他の真空排気系から切り離されて再生できる構造を考える。

次にパネルの形であるが、液体ヘリウムの容器の壁面を用いる方法と、パイプに液体ヘリウムを流しパイプに熱伝導のよい銅板を溶接してパネル面を構成する方法が考えられる。前者は容器であるので耐圧構造としなければならないし、構造が複雑であるが一定温度のクライオ面が得られる。後者は構造が簡単で冷媒はパイプの中だけ流れるから液量も少ないし、構成材料も少なく、冷却再生時間も短くなる等の利点がある。本設計では後者のパイプ式を採用することにする。一方、パネル面積の 4.3 m^2 はかなり大きなもので、この限られた空間に配置することはそう容易なことではない。そこで両面凝縮形としたいが、全体の配置とコンダクタンスの関係から片面凝縮とし、しかも簡単な平板に近い円弧形パネルとする。円弧パネルの凝縮側には前節に述べたようにシェブロンバッフルを反対側にはふく射シールド板を、凝縮パネルにそうように、しかも非接触で配置する。なお、極低温容器では一般に多層断熱材と呼ばれるアルミ箔とガラスせんい布を交互に重ね合せたものを用いて熱侵入量を少なくするが、ガスの放出源となるし、排気のじまになるので、今回は使用しないものとする。

パネル取出し可能な構造にもできるが、新たなシール部が生じて複雑になるし、パネルの修理の可能性を考えるよりも排気ユニットをそっくり変えるものとし、パネルの取り出しは考えない。

クライオパネルの冷却構造は、液体ヘリウムの循環方法によって適切なものを選択しなければならない。幸いクライオパネルは超電導コイルのように $1 \text{ }^\circ\text{K}$ 未満の温度で超電導がこわれて危険な状態になるということはない。しかし、 D_2 の蒸気圧力の勾配は急で、やはり $1 \text{ }^\circ\text{K}$ 未満の温度変化は凝縮能力に敏感に影響するからパネル面の温度は十分均一でなければならない。したがって、冷却回路にヘリウムの蒸気ガスが滞留することは好ましくない。この意味では強制冷却が望ましいが、液量の調整に微妙な圧力調整が必要だったり、場合によっては未だ開発途上の循環ポンプが必要になり、設備が大がかりになる。したがって、出来れば液充填式にした方が楽である。これには冷却回路の水平部分をできるだけなくし、ヘリウムの気泡の排出を考えた構造にすればよい。

バッフルとふく射シールドも同様で、冷却ヘリウムガスにより強制冷却してもよいがやはり設備が複雑になるし、温度勾配が大きくなるので液体窒素充填式の方が効果的である。特にバッフ

ルの熱負荷は大きく、スペース的に蒸発潜熱の利用が不可避的と考える。

以上のような基本的考え方で構成したクライオポンプを Fig. 6.8 に示す。

(2) パネルの構造

前述のように液充填式クライオポンプ実現のためと、限られた空間に所要パネル面積を確保するため、パネル形状は NBI の中心のまわりに円弧状に配置する。所要パネル面積は 4.3m^2 であるから 6 分割して独立真空容器に収容することを考えると、パネル一枚当りの面積は 6.1 で記述した如く 8.6m^2 となる。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、銅管の集合管はパネルの支持も兼ねてステンレス鋼管とする。

シェブロンバッフルおよびふく射シールドは、それぞれクライオパネルの前面、後面に配置し、材質はやはり銅板の組合せとする。

冷却銅管の取付け間隔と銅板の板厚は、パネル面への熱負荷を銅板の熱伝導で冷却銅管へ伝えるものとし、パネル銅板の温度上昇が 4.2°K 、面で 0.1°K 以下、 77°K 面で $2\sim 3^\circ\text{K}$ 以下となるように考慮して決められる。パネル面への熱負荷は構造決定後に最終的に求めるが、概略 4.2°K 面で 40W (全パネル面)、 77°K 面で 9kW (シェブロンおよびシールド全面) とする。

銅管および集合管の寸法は気泡含有率、加工性、強度などから決定される。

シェブロンバッフルの形状は 45° の傾斜角とし、パネル面からみて高温側物体が見通せない形状とする。なお、バッフルは片面を冷却管にろう付けし、その板厚と長さは前述の熱負荷と温度上昇を考慮して決めるものとする。

以上の考えに基づき決められたパネル諸元は以下ようになる。

クライオパネル (セクター当り) 諸元

パネル面積	8.6 m ²
パネル円弧直径	6550 mm
パネル円弧長さ	2870 mm
パネル軸方向長さ	2500 mm
パネル材質板厚	銅板 2 mm 厚
冷却管材質寸法	りん脱酸銅継目無銅管 1.2mm ϕ ×9.6mm ϕ
冷却銅管ピッチ	100 mm 25本
集合管材質寸法	ステンレス鋼管 2B 真空容器貫通部 1B
パネル重量	250 kg

シェブロンバッフルおよび輻射シールドはクライオパネルと同一サイズの冷却銅管および銅板を使用し、冷却銅板を使用し、冷却銅管ピッチはやはり 100mm とする。シェブロン板は 45° の傾斜角で板厚 2 mm の銅板を折曲げて冷却管にろう付けし、その熱伝導長さは 60mm 前後とする。

(3) 真空容器および支持構造

真空容器は 6 個の独立容器とする。各容器は端部のフランジ部で接続し円筒形に構成する。この容器は被排気系と複数個の真空バルブで連結支持される。バルブによる両容器の接続長さは短かいほど良いが、バルブ取付けのためのスペースは確保しなければならない。

接続銅管の寸法、形状を決定するには、次の諸点を考慮しなければならない。まず、接続管を格納する空間は二つの円軸円筒によって囲まれた空間である為、円形断面よりも軸方向に長い矩形断面が適合し易い。一方軸方向の長さが余りに大きくなると、開閉時のストロークが長くなり不利である。従って一ユニット当たり適当な断面の矩形導管を複数個で接続すべきである。本設計では断面 100×60 cm、長さ 65 cmの接続管を二個並列にして排気する。全コンダクタンスは 6.18×10^5 l/sec (一ユニット当たり)である。

パネル、シェブロン、シールドの3者はそれぞれ非接触で真空容器に取り付けなければならない。しかも低温部は断熱距離をとり、熱収縮を吸収する構造であることが必要である。

パネル、シェブロン、シールドはいずれも冷却管兼枠組み材である2インチのSUS管を別の2インチSUS管で真空容器壁に熱収縮に対しフリーとなるように支える。冷却管の容器貫通部もパネル本体の熱収縮を考慮して取付けなければならない。

6.2.5 冷却システム

(1) 冷却負荷の特長

超電導コイルの冷却では、Nb-Ti超電導線の臨界温度が約 9.6 °Kで超電導を保持する温度は必要とする磁場の強さにもよるが、普通 4.2 °K ~ 5 °Kの割に広い範囲で有効である。

クライオポンプの場合、 4.2 °Kの温度で設計するときは、この温度の巾を超電導の場合のように広く裕度を持たせることはできない。重水素の蒸気圧は 0.5 °Kの温度変化で1桁近くも変化する。本設計ではパネルが上下に連通しており、約 7 mの液体ヘリウム液柱が下部パネル内の液にかかり、これによる飽和液の温度上昇は約 0.1 °Kである。パネルの伝導による温度勾配は無視し得る程度の設計となっている。パネル面に氷結した D_2 層による温度勾配は氷の厚さ約 1 mmにつき 0.1 °K位といわれる。

一方、ヘリウム冷凍液化運転を行なう場合、液化機内の熱交換器、弁などの圧力損失により貯液部の圧力は $0.2 \sim 0.3$ kg/cm² g上昇する。蒸発ヘリウムを全部液化機に返す冷凍運転による貯液では、流量が増えるから圧力上昇はもう少し上昇する。したがって、クライオパネル内の飽和液の温度は最高 4.7 °K位まで上昇する。

これ等の温度上昇をみこんでパネル面温度を定め、所要パネル面積を決定しなければならないが、本設計では 4.2 °Kをベースに話を進めてきたので、この温度をあまり大きく越えないような冷却方法を考えなければならない。

今回の実験炉では再生モード間で約 90 ショット連続運転を想定しているが、冷凍液化機の故障などに備え、この間の必要液体ヘリウム量を確保しておかなければならない。1ショットつまり1サイクルに7分を要するから 630 分、約 10.5 時間の連続運転となる。

(2) 冷却システム

実験炉には4基のNBIが設置される。冷却系をそれぞれのNBIに独立に付属させるか、大きな冷凍液化機1台で済ませるかは論議の分れるところである。

冷却の側からみれば直径 20 m以上の炉本体のまわりに取付くNBIに遠く離れた1台の冷凍液化機から液を分配するのは送液損失の点から好ましくない。

一方、4基のNBIのうち1基の冷却系が故障したとき、他の3基で運転することも考えられ

ない。つまり冷却系を各 NBI に独立付属させる強い必要性はみあたらない。また、実験炉全体をみれば、トロイダルコイル、ポロイダルコイルにそれぞれ大容量ヘリウム冷凍液化装置が必要であるが、これらの統合を考えるか、NBI 用冷凍液化機はこれに含めるかなど、経済面、安全性も考慮した基本的考えによって冷却システムを決定しなければならない。したがって、今回は各 NBI にそれぞれ冷凍液化機および LHe 貯槽を付属させるものとする。LHe 貯槽の容量は 1 日 40 ショットとして、これに必要な液量を確保するものとし、送液損失は 20% とみる。冷凍液化機の容量は冷却負荷は 220 W で配管の熱侵入と余裕を考慮する。

NBI 1 基当りの冷凍液化機および LHe 貯槽は次のようになる。

ヘリウム冷凍液化機

冷凍能力	300 W at 45 K
液化能力	80 ℓ/h
電 力	200 kW

液体ヘリウム貯槽

貯液容量	15000 ℓ
------	---------

クライオポンプの冷媒系統図を Fig. 6.9 に示す。

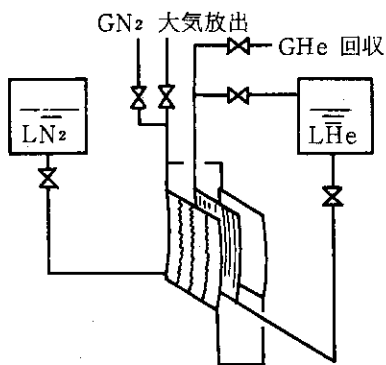
6.3 クライオポンプ系における水素同位体分離の可能性とトリチウム蓄積量の評価

この中性粒子入射プラズマ加熱装置は本来重水素粒子をトーラスプラズマに打込むためのものであるが、トーラスプラズマ中のトリチウムの一部がドリフト管を経て入射装置のクライオポンプ室に逆流するのでそこにトリチウムが蓄積される。また真空壁からは僅かではあるが種々の不純物ガスが放出され、これらも同時にクライオポンプに捕捉される。一方、融合炉ではトリチウムのインベントリーをできるだけ少なくする必要があるが、このためにはクライオポンプ系でトリチウム重水素とその他のガスとの分離を行ない、高純度のトリチウムと重水素を回収してそれぞれトーラスとイオン源に戻すようにすることが望まれる。そこで本節では水素同位体分離の可能性について述べる。なお水素とそれ以外のガスとの分離は比較的容易なので、ここでは触れないことにする。

6.3.1 クライオコンデンセーションパネルからの水素の蒸発

軽水素 (H_2)、重水素 (D_2) およびトリチウム (T_2) の蒸気圧曲線は、一般に次式のように表わされ¹¹⁾、A~D に Table 6.6 のデータを入れて外挿して求め図示すると、Fig. 6.10 のようになる。これから 10°K 以下では水素同位体の飽和蒸気圧の差はかなり大きいことがわかる。

$$\log P = A + \frac{B}{T} + C \log T + D \frac{P}{T^2} \quad (P \text{ の単位は Torr}) \quad (6.16)$$



クライオパネルユニットフロー図

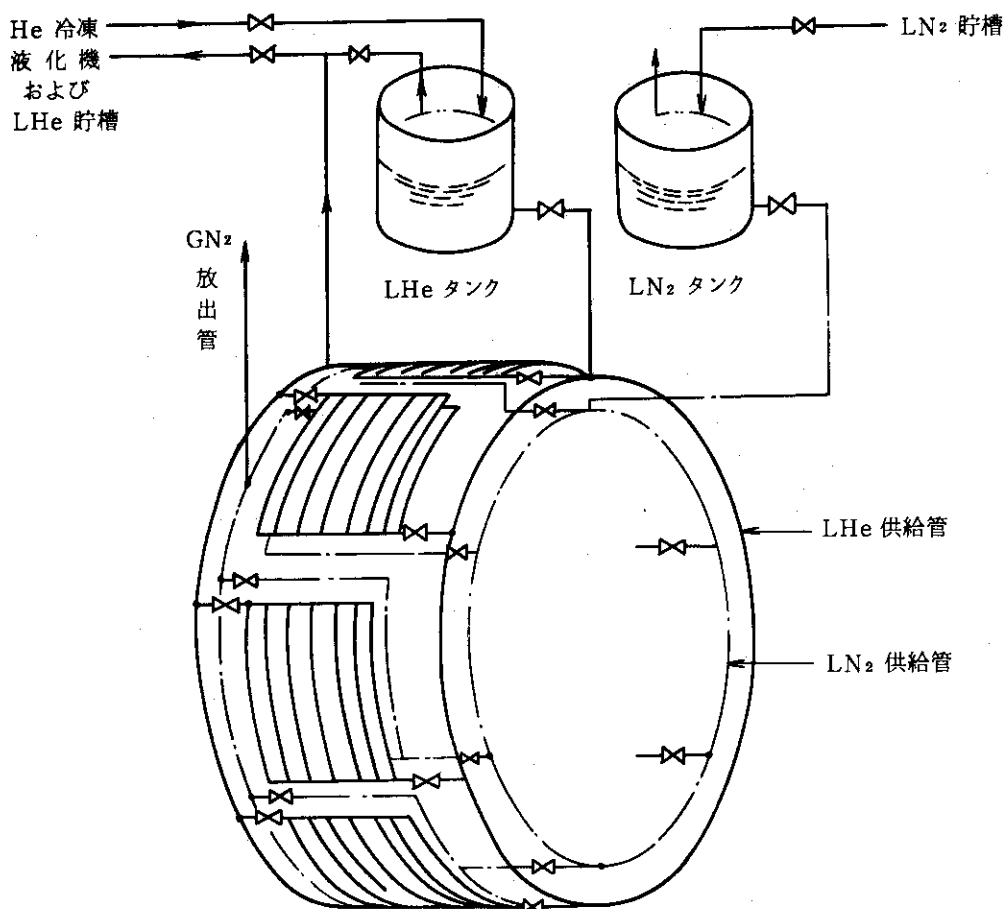


Fig. 6.9 クライオポンプ冷媒系図

Table 6.6 水素同位体の飽和蒸気圧の温度依存性
(3重点～臨界点温度)

	A	B	C	D
H ₂	4.73642	-47.0410	0.31609	0.02079
D ₂	6.40296	-70.8737	-0.40539	0.02158
DT	7.02560	-78.4069	-0.68944	0.02186
T ₂	7.62502	-85.8015	-0.96115	0.02160

いまトラスからドリフト管を経て入射装置のクライオポンプ室へ逆流するトリチウムの量が同室における被排気ガスの0.3%を占めるものとしよう。残りのガスは大部分が中性化セルから同室へ流入する重水素（エネルギー回収系で中性化される重水素も含む）である。4.2°Kのクライオパネルにはこの割合のトリチウムと重水素の混合物からなる凝縮層が形成されることになる。

再性は18ショットの時間内に行なわれなければならない。すなわち、クライオポンプ1ユニット当りの再生時間は、多少の余裕をみて6000～7000sec程度である。このことから再生時のクライオパネルの温度を凝縮物質の平均蒸気圧が排気時の圧力（およそ 1×10^{-4} Torr）より1桁以上高くなるような温度に維持しなければならないことが要求される（温度の下限は使用するメカニカルブースタポンプの能力により異なる）。

凝縮物質をクライオパネルから蒸発させる場合、例えばFig. 6.11のようにクライオパネルの温度を8°Kにすると重水素の飽和蒸気圧（ 1.5×10^{-3} Torr）がトリチウムのそれ（ 1.1×10^{-4} Torr）の約14倍であることから、最初凝縮層のごく表面から重水素が選択的に蒸発すると考えられる。

しかし間もなく表面の重水素濃度は減少して、トリチウムと重水素の蒸発速度の比は凝縮層の組成に近づくであろう。以上の考察からポンプのクライオパネルからの選択蒸発を利用して直接トリチウムと重水素の分離することは困難であると思われる。

次に再生時にクライオポンプとメカニカルブースタポンプの中間に別のクライオパネル（シェブロンバッフル形態が良い）を設けて、これを適当な温度に保つ場合について考える（Fig. 6.12参照）。クライオパネルにおける水素同位体の凝縮係数を1、パネル温度 T' における重水素およびトリチウムの飽和蒸気圧をそれぞれ P'_{D_2} 、 P'_{T_2} とすると、単位面積当りの重水素およびトリチウムに対する排気速度 S_{D_2} 、 S_{T_2} はそれぞれ次式で与えられる。

$$S_{D_2} = 3.61 (T_g/4)^{\frac{1}{2}} (1 - P'_{D_2}/P_{D_2}) \quad (6.17a)$$

$$S_{T_2} = 3.61 (T_g/6)^{\frac{1}{2}} (1 - P'_{T_2}/P_{T_2}) \quad (6.17b)$$

ここで P_{D_2} 、 P_{T_2} はクライオパネル室における重水素およびトリチウムの圧力、 T_g はクライオパネルへ入射するガスの温度である。なおこれらの式は重水素またはトリチウムが単独で存在する場合のものである。

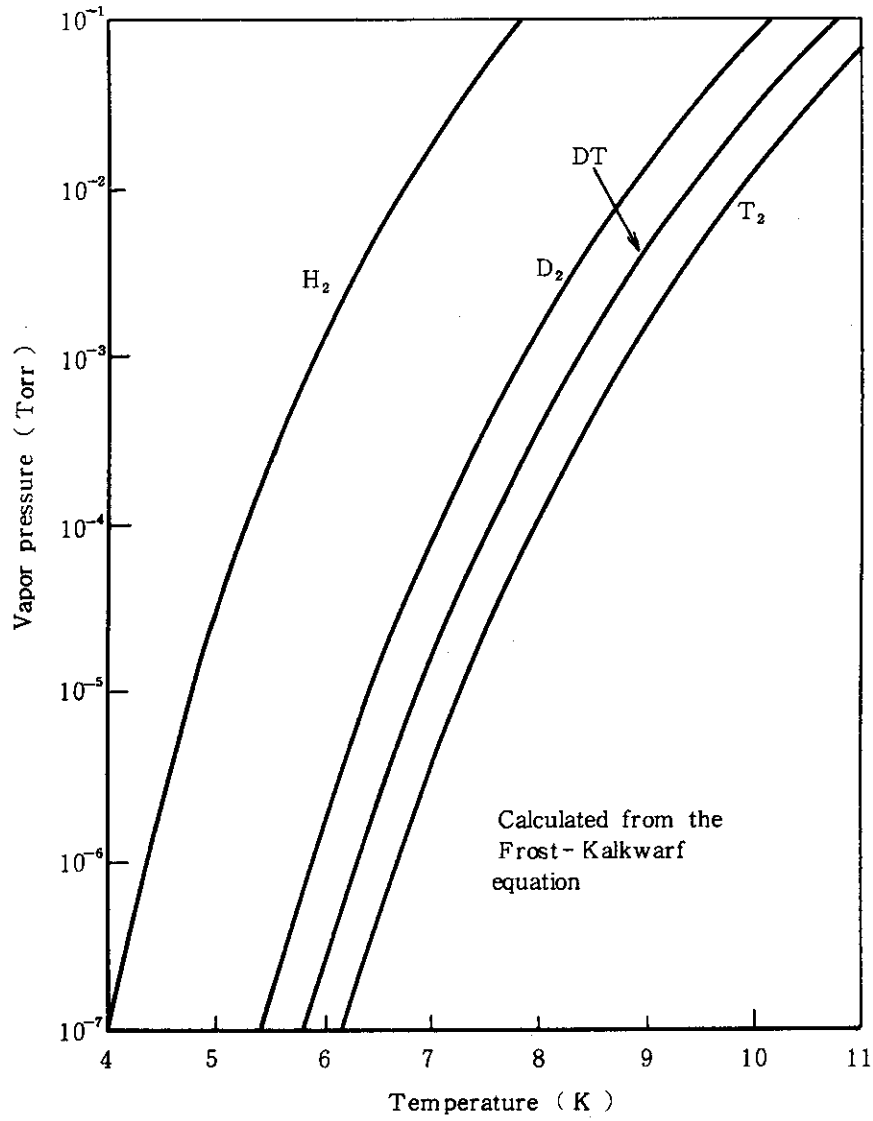


Fig. 6.10 水素及び同位体の蒸気圧曲線

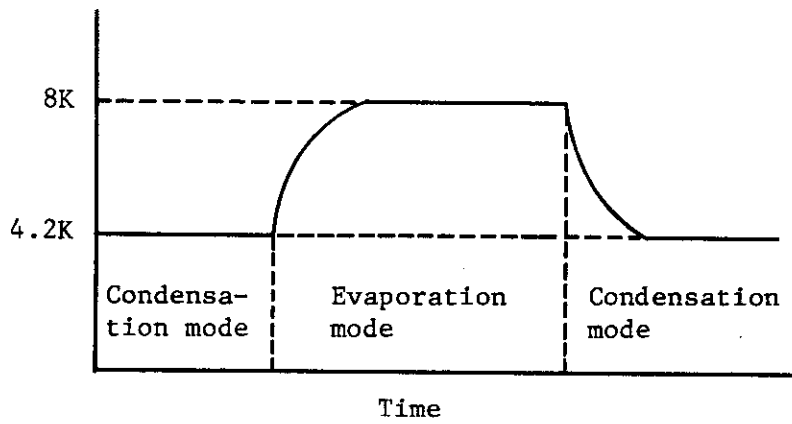


Fig. 6.11

クライオパネルへ入射するガスが重水素とトリチウムの混合ガスの場合には、(6.17a)、(6.17b)式は次の様に修正しなければならない。

$$S_{D_2} = 3.61 (T_g/4)^{\frac{1}{2}} (1 - \theta_{D_2} P'_{D_2}/P_{D_2}) \quad (6.18a)$$

$$S_{T_2} = 3.61 (T_g/6)^{\frac{1}{2}} (1 - \theta_{T_2} P'_{T_2}/P_{D_2}) \quad (6.18b)$$

ここで θ_{D_2} と θ_{T_2} はそれぞれ凝縮層表面の重水素分子およびトリチウム分子の占有率で、

$$\theta_{D_2} + \theta_{T_2} = 1 \quad (6.19)$$

である。いま

$P_{D_2} = 9.97 \times 10^{-4}$ Torr, $P_{T_2} = 3 \times 10^{-6}$ Torr ($P_{T_2}/(P_{D_2} + P_{T_2}) = 0.003$) としよう。この場合には $P_{D_2} \gg P_{T_2}$ であるから、

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_{D_2} = \frac{P_{D_2} S_{D_2}}{P_{D_2} S_{D_2} + P_{T_2} S_{T_2}} \doteq 1 \\ \theta_{T_2} = \frac{P_{T_2} S_{T_2}}{P_{D_2} S_{D_2} + P_{T_2} S_{T_2}} \doteq \frac{P_{T_2} S_{T_2}}{P_{D_2} S_{D_2}} \end{array} \right. \quad (6.20a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_{D_2} = \frac{P_{D_2} S_{D_2}}{P_{D_2} S_{D_2} + P_{T_2} S_{T_2}} \doteq 1 \\ \theta_{T_2} = \frac{P_{T_2} S_{T_2}}{P_{D_2} S_{D_2} + P_{T_2} S_{T_2}} \doteq \frac{P_{T_2} S_{T_2}}{P_{D_2} S_{D_2}} \end{array} \right. \quad (6.20b)$$

(6.20a), (6.20b) を (6.18a), (6.18b) に代入すると、

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{D_2} = 3.61 (T_g/4)^{\frac{1}{2}} (1 - P'_{D_2}/P_{D_2}) \\ S_{T_2} = 3.61 (T_g/6)^{\frac{1}{2}} \frac{P_{D_2} S_{D_2}}{3.61 (T_g/6)^{\frac{1}{2}} P'_{T_2} + P_{D_2} S_{D_2}} \end{array} \right. \quad (6.21a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{D_2} = 3.61 (T_g/4)^{\frac{1}{2}} (1 - P'_{D_2}/P_{D_2}) \\ S_{T_2} = 3.61 (T_g/6)^{\frac{1}{2}} \frac{P_{D_2} S_{D_2}}{3.61 (T_g/6)^{\frac{1}{2}} P'_{T_2} + P_{D_2} S_{D_2}} \end{array} \right. \quad (6.21b)$$

となる。 S_{D_2} および S_{T_2} をクライオパネル温度 T' の関数として表わすと、Fig. 6.13 が得られる。* Fig. 6.13 の破線はクライオパネルに捕獲されるトリチウム重水素に対する割合 $Q_{T_2}/(Q_{D_2} + Q_{T_2})$ を示している。 $T' = 7.8^\circ\text{K}$ 付近で凝縮相のトリチウム濃度が原料の10倍程度まで濃縮されるものの、現象が極めてクリティカルであるため、両者の安定な分離はあまり期待できない。なおこの方法は、原料中のトリチウムが重水素に比して多い場合には有効である。

6.3.2 クライオソーブションパネルからの昇温脱離の利用

6.3.1 で述べたクライオコンデンセーションパネルの代りにクライオソーブションパネルを用いた場合について考えてみる。クライオソーブションパネルはクライオパネル表面をゼオライト(モレキュラーシーブ)や活性炭などの多孔性吸着剤で被覆したもので、表面をこれらで被覆しないクライオパネルに比してより高い温度($\sim 20^\circ\text{K}$)で多量の水素を吸着排気することができ

* $T_g = 293^\circ\text{K}$ とする。

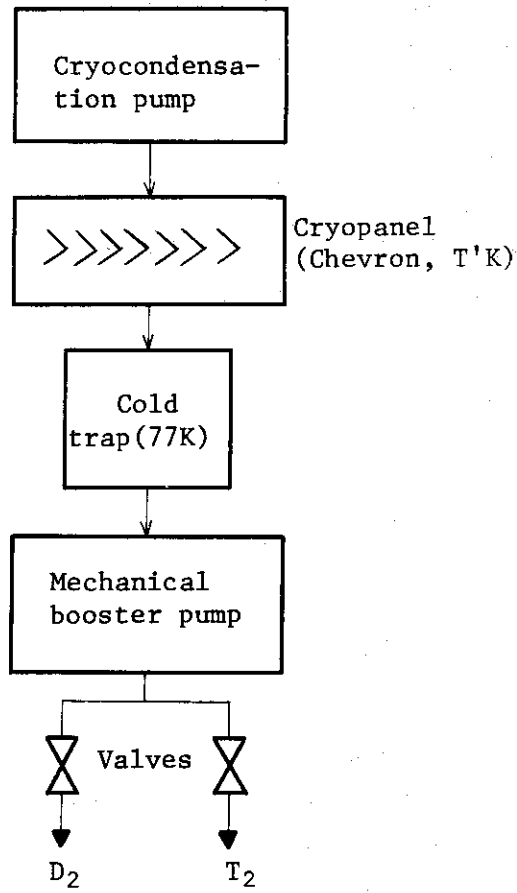


Fig. 6.12 クライオコンデンセーションパネルによる同位体分離の系統図

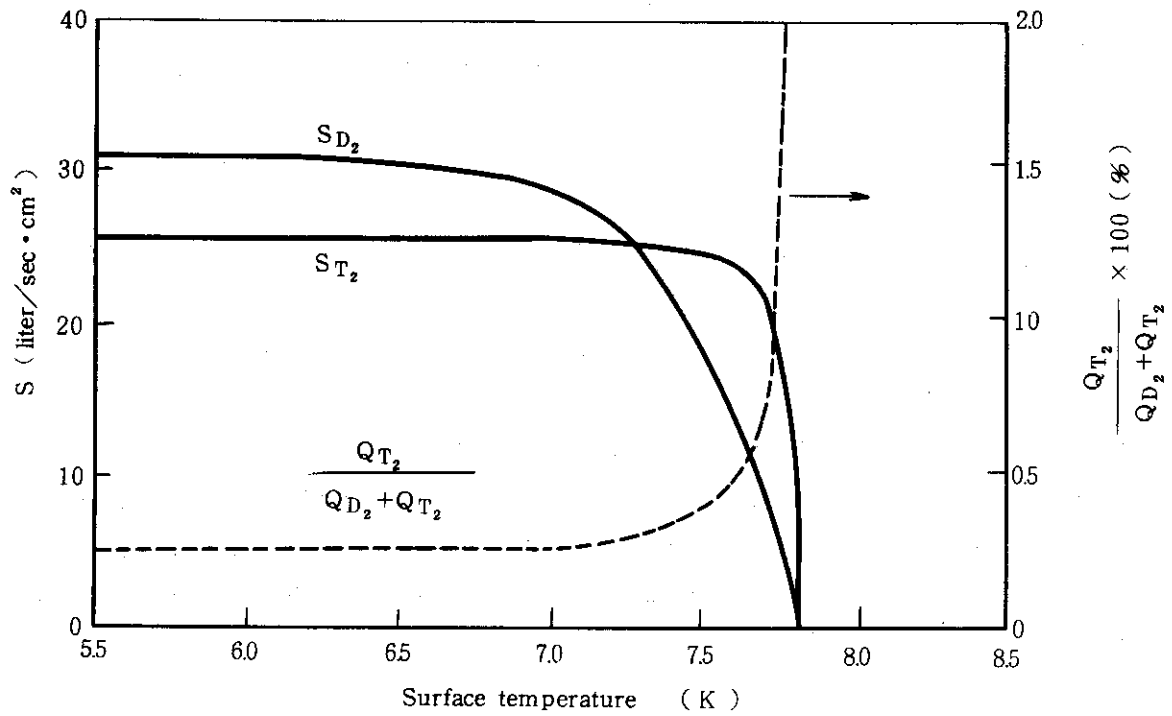


Fig. 6.13 クライオパネルの温度と重水素及び三重水素に対する排気速度の関係

る。この理由は、凝縮の潜熱よりも多孔性吸着剤への吸着熱の方がはるかに大きいことによる。

ゼオライトなどの多孔性吸着剤は結晶構造を有し、その真の表面積は1g当り数百平方メートルと極めて大きい事が知られている。このため単位表面積（真の表面積を指す）当りの吸着量があまり大きくない時には、吸着相におけるトリチウム分子と重水素分子の相互作用の大きさはこれらの分子と吸着剤表面との相互作用の強さに比して、無視できる程度に小さいと考えられる。即ち、吸着熱が吸着量にあまり依存しないと考えることができる。

いまこのような条件下で多孔性吸着剤からの重水素とトリチウムの脱離について考えてみよう。脱離の活性化エネルギー（吸着熱に等しい）が吸着量に依存しないと仮定すると、吸着剤単位表面積からの重水素とトリチウムの脱離速度 $N_{D_2}(t)$ 、 $N_{T_2}(t)$ はそれぞれ次式で表わすことができる。

$$\left\{ \begin{array}{l} N_{D_2}(t) = -\frac{dn_{D_2}}{dt} = \nu n_{D_2} \exp\left(-\frac{E_{D_2}}{RT}\right) \quad (6.22a) \\ N_{T_2}(t) = -\frac{dn_{T_2}}{dt} = \nu n_{T_2} \exp\left(-\frac{E_{T_2}}{RT}\right) \quad (6.22b) \end{array} \right.$$

ここで n_{D_2} 、 n_{T_2} はそれぞれ単位表面積当りの重水素およびトリチウムの吸着量、 ν は脱離の速度定数（吸着分子が脱離に必要なエネルギーを得る確率と考えて良い）、 E_{D_2} 、 E_{T_2} はそれぞれ重水素およびトリチウムの吸着熱、 R は気体定数である。

Redhead ら^{12), 13)} にしたがって、吸着剤の温度を制御して上昇させたときの昇温脱離曲線を求めてみる。簡単のため吸着剤の温度 T を時間 t に対して直線的に

$$T = T_0 + \beta t \quad (6.23)$$

で上昇させる場合を考えると（ β は比例定数）、脱離速度が最大になる温度 T_m は

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{d^2n}{dt^2} = 0 \quad (6.24)$$

の条件から、次式により求められる*。

$$\frac{E}{RT_m^2} = \frac{\nu}{\beta} \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) \quad (6.25)$$

重水素やトリチウムがゼオライトや活性炭に吸着するときの吸着熱はあまり明らかではないが、いま仮に $E_{D_2} = 3.0 \text{ kcal/mole}$ とし、 E_{T_2}/E_{D_2} をトリチウムと重水素の凝縮熱（蒸発熱）の比1.2に等しいとおくと、 $E_{T_2} = 3.6 \text{ kcal/mole}$ となる。（6.25）で $\nu = 1 \times 10^{13} \text{ sec}^{-1}$ 、 $\beta = 1/60 \text{ }^\circ\text{K sec}^{-1}$ とすると $E_{D_2} = 3.0 \text{ kcal/mole}$ および $E_{T_2} = 3.6 \text{ kcal/mole}$ に対して

* 温度を $1/T = 1/T_0 - \beta' t$ (β' は定数) の形で上昇させる場合には、 E と T_m の関係は次式で与えられる。

$$\frac{E_m}{R} = \frac{\nu}{\beta'} \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right)$$

Fig. 6.14より, $T_{m_{D_2}} = 44.2^\circ\text{K}$, $T_{m_{T_2}} = 52.8^\circ\text{K}$ が得られる。

T_m を用いて脱離速度 N/N_m を温度 T の関数として表わすと

$$\ln\left(\frac{N_m}{N}\right) = \frac{E}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m}\right) - 1 + \left(\frac{T}{T_m}\right)^2 \exp\left[-\frac{E}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m}\right)\right] \quad (6.26)$$

となり, 上の E_{D_2} および E_{T_2} に対してそれぞれ Fig. 6.15 の脱離曲線①, ②が得られる。

いまトリチウムと重水素の初期吸着量の比 $n_{T_2}(0)/n_{D_2}(0)$ が 0.003 であるとすると Fig. 6.15 で曲線①, ②がそれぞれ横軸とで作る面積の比も同じく 0.003 になると考えられる。

すなわち, 始めトリチウムが重水素中に 0.3% 含まれている系の脱離曲線は, Fig. 6.16 のようになる。吸着剤の温度が 47°K に達した時にバルブの切換を行なうと, 重水素中のトリチウムの割合が 20ppm, トリチウム中の重水素が 4% 程度にまで分離濃縮することができることになる。

以上の議論は, 水素の同位体であるトリチウムと重水素の吸着熱が 1.2 倍程度異なり, しかもそれぞれの吸着熱が吸着量によらずすべての表面で一定であるという理想的な場合についてであった。実際には次の様な昇温脱離による分離特性を悪化する要因が考えられ, 今後実験的に検討を要すると思われる。

- (a) 微視的吸着剤表面(吸着席)における吸着熱の不均一性。
- (b) 吸着熱の吸着量依存性。
- (c) 多孔性吸着剤中の吸着分子の拡散。
- (d) 吸着剤層の濃度不均一。

これらのうち(c), (d)に対しては昇温速度を小さくしたり, 吸着剤層の厚みを薄くすると改善できる。下地と吸着剤との熱接触をよくすることの必要性を指摘している報告もある¹⁴⁾。一方(a), (b)については酸素, 窒素, 一酸化炭素などをゼオライトに吸着させた実験によれば, 吸着量がそれほど多くなければ案外問題にならないことが知られている^{15), 16)}。

実用的な多孔性吸着剤におけるトリチウムや重水素の吸着熱についても今後調査しなければならない。

6.3.3 クライオポンプ系におけるトリチウム蓄積量の評価

6.3.2 で述べたクライオソーブションパネルは, (1)エネルギー回収室を排気する主ポンプに直接適用することもできるが, (2)クライオコンデンセーションポンプ(主ポンプ)を順次再生する過程でトリチウムと重水素の分離を行なうだけの目的で用いることもできる。ここでは(2)について検討する。

すでに述べたように実験炉が 1 ショット 420 sec の運転を行なうとして, 再生モードとなるポンプは 18 ショット約 126 min で再生しなければならない。一方再生モードにあるポンプから蒸発させた重水素とトリチウムの混合ガスをいったん 20°K のクライオソーブションパネルに吸着排気させて次に昇温脱離により重水素とトリチウムに分離するプロセスに要する時間は, 繰返し使用する場合, 1 サイクル約 250 min となる。結局水素同位体分離用のクライオソーブションパネルを配設した容器とコールドトラップ (77°K), メカニカルブースタポンプを接続した系を 3 系列設け(うち 1 系列は吸着剤活性化のための予備, Fig. 6.17 参照), 交互に切換えて使用

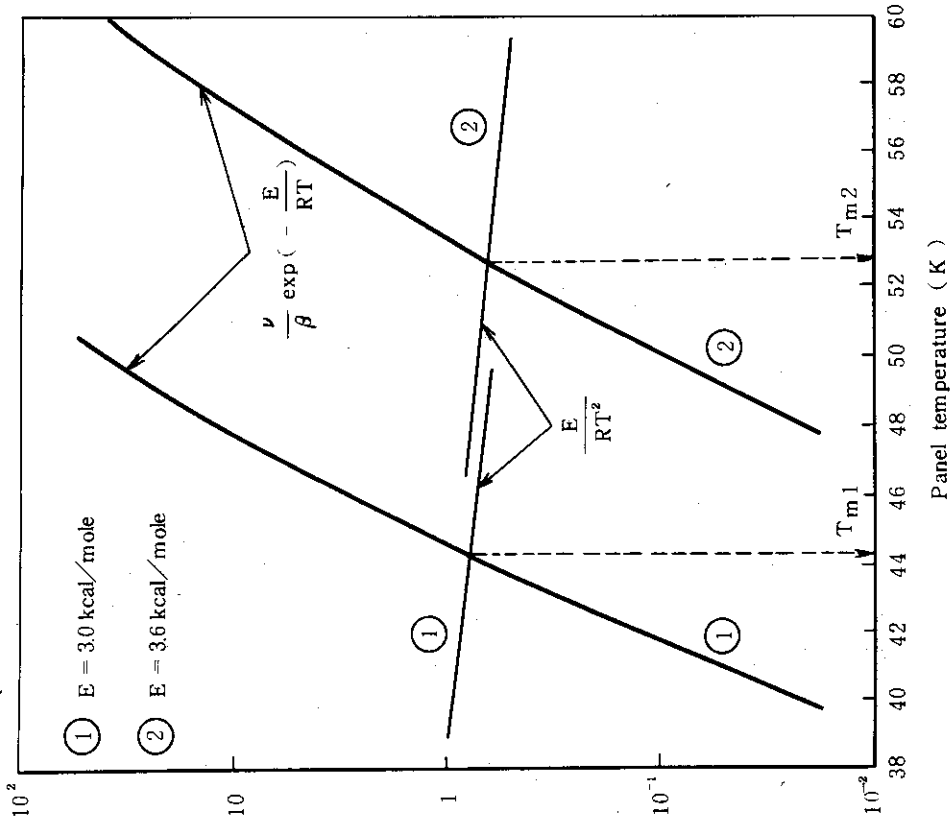


Fig. 6.14

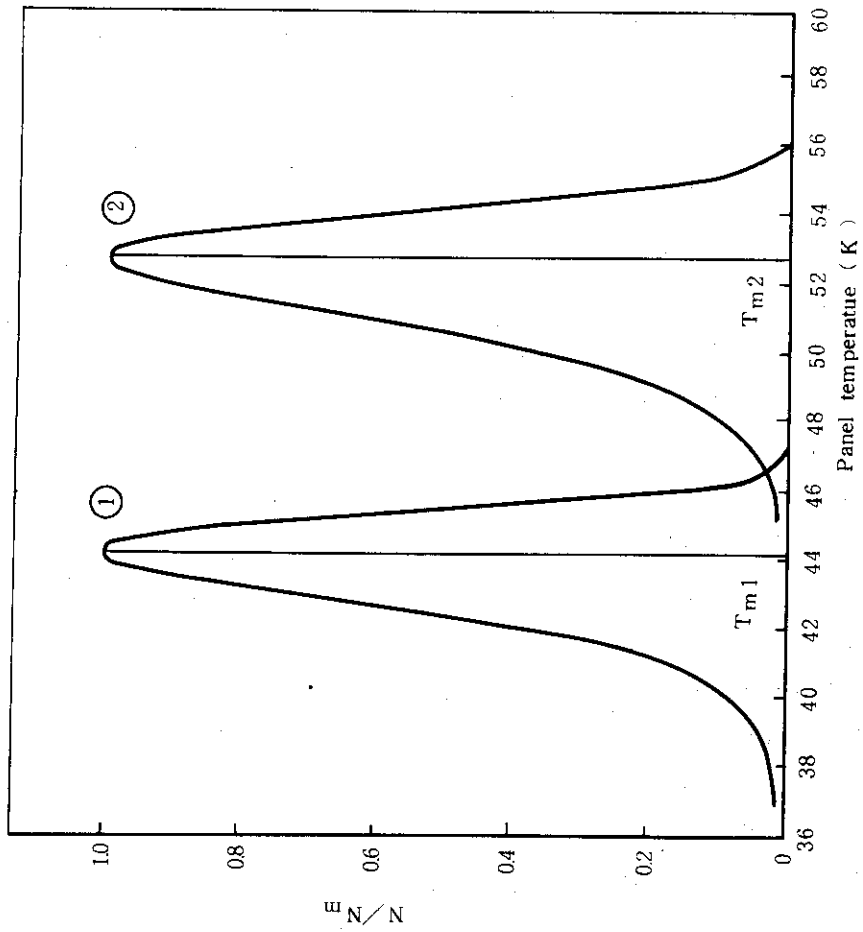


Fig. 6.15 クライオパネルの温度と脱離速度の関係

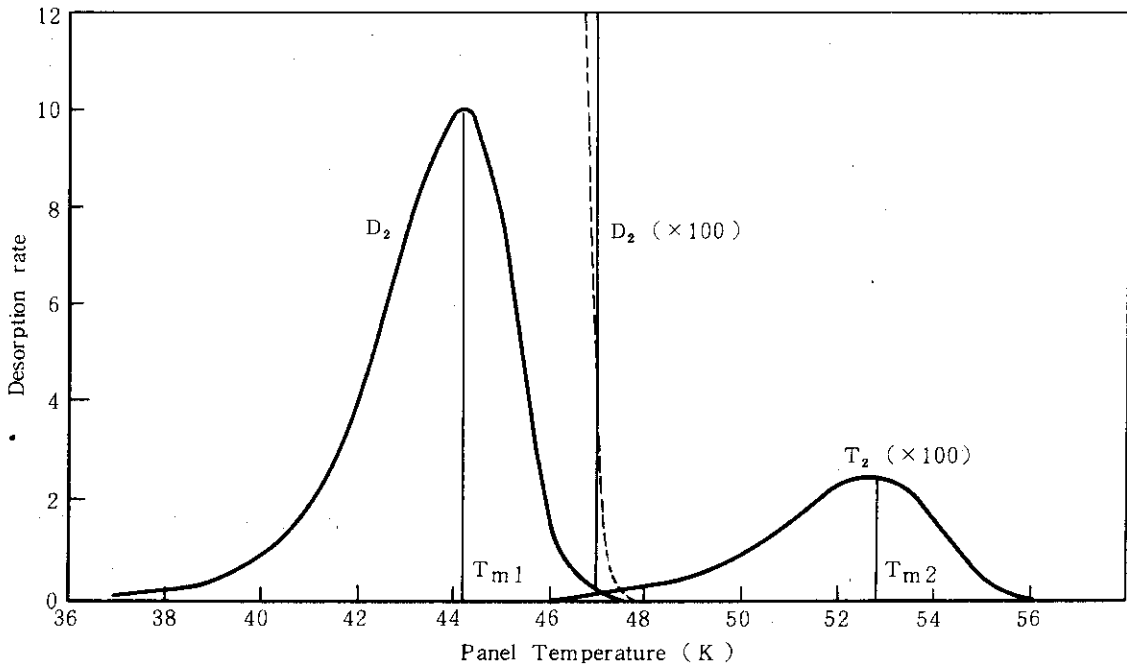


Fig. 6.16 重水素及び三重水素の脱離曲線
(三重水素の割合が0.3%の場合)

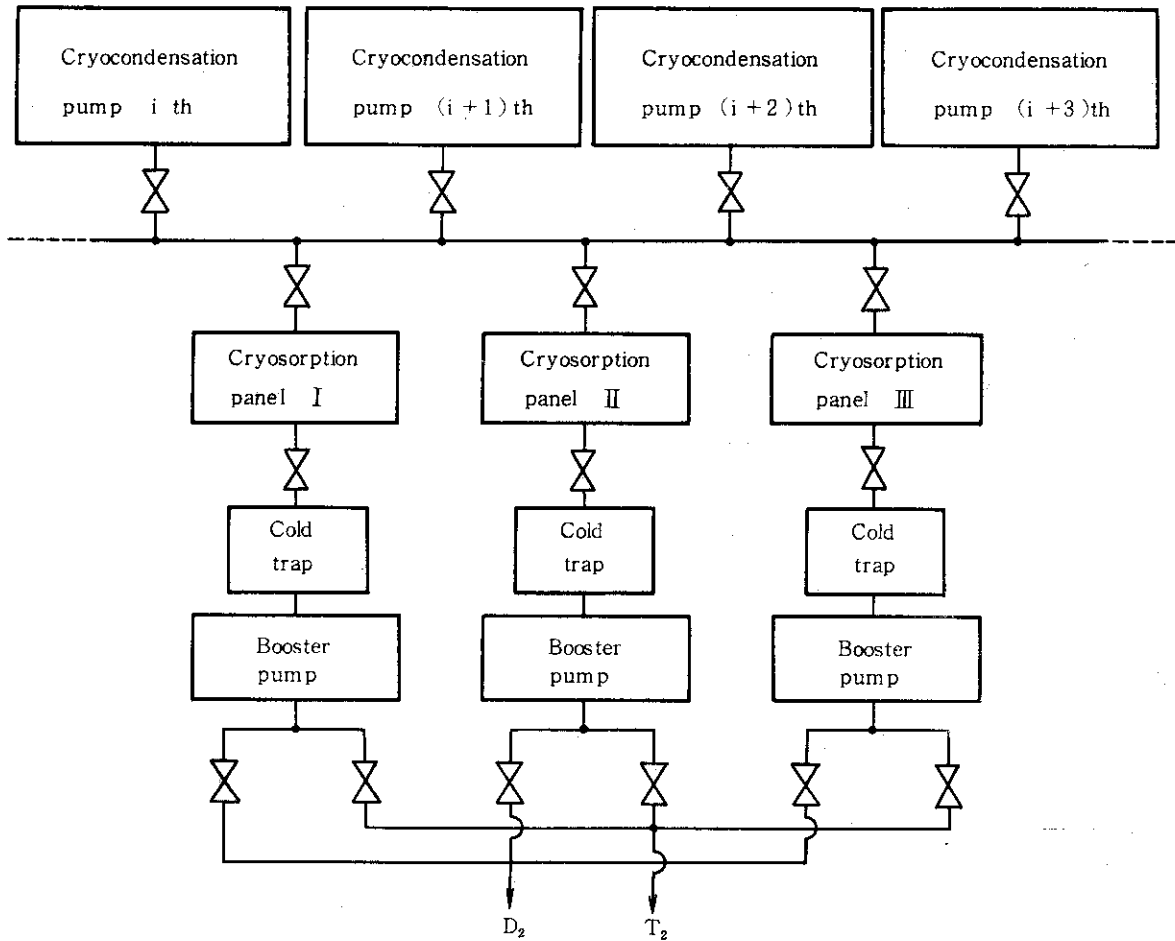


Fig. 6.17 クライオソーブションポンプによる同位体分離の系統図

すると良い。

以上のようにクライオポンプの再生のたびごとに重水素とトリチウムのほぼ完全な分離が可能になれば、イオン源に供給されるガスにトリチウムは殆んど含まれないので、エネルギー回収室へのトリチウムの流入はトーラスからの逆流のみになる。この時クライオパネルにおけるトリチウムの最大蓄積量は入射装置1ユニット当り

$$\frac{1}{2} P_2 C_{T_2} t = \frac{1}{2} \times (1 \times 10^{-5}) \times (7.9 \times 10^4) \times (420 \times 90)$$

$$= 1.5 \times 10^4 \text{ (Torr } \ell \text{)}$$

である。これはおよそ5.4gに相当する。

なお、クライオソープションパネル等の最適設計については、今後調査検討を要すると思われる。

参考文献

- 1) 原研炉設計研究室, JAERI-M 6670 (1976)
- 2) J. N. Chubb, L. Gowland and I. E. Pollard, J. Phys. D (Brit. J. Appl. Phys.) 1 (1968) 361; Symp. on Fusion Technology, Oxford 1968, Paper 19
- 3) L. L. Levenson, N. Milleron and D. H. Davis, 1960 Trans 7th AVS Symp. (Pergamon, 1961) P. 372
- 4) J. N. Chubb and I. E. Pollard, Vacuum 15 (1965) 491
- 5) J. N. Chubb, Vacuum 16 (1966) 681
- 6) R. Dawfarn, M. R. Busby and M. Kinslow, AEDC-TR-72-33 (1972)
- 7) LBL/LLL CTR Staff, LBL-3296 (1975)
- 8) P. A. Redhead, J. P. Hobson and E. V. Kornelsen, "The Physical Basis of Ultrahigh Vacuum" (Chapman and Hall) P. 394
- 9) 村上, 第2回プラズマ加熱専門部会資料・(1976. 11)
- 10) J. Lindhard and M. Scharff, Phys. Rev. 124 (1961) 128
- 11) H. M. Mittlehauser and G. Thodes, Csyogenici 4 (1964) 368
- 12) P. A. Redhead, Vacuum 12 (1962) 203
- 13) G. Caster, Vacuum 12 (1962) 245
- 14) A. L. Boers, Vacuum 18 (1968) 81
- 15) Y. Murakami and H. Okamoto, 1963 Trans. 10th AVS Symp. (Macmillan, 1964) P. 93
- 16) M. Durm and K. Starke, Vacuum-Technik 20 (1971) 129

7. 中性化セルでの電離とドリフト管での電離損失の評価

7.1 中性化セルでの電離

イオン源から引出されたイオンビームは中性化セルに於いて、ビームエネルギーに応じた中性化効率で中性粒子ビームに変換されるが、200 keVのビームエネルギーでは80%以上がイオンビームとして残る事になる。このイオンビームは中性化セル内の中性気体の電離によって発生した電子電荷で静電遮蔽されないと、自分自身の電界で拡がり結局中性化セルの熱負荷を増大させてエネルギー効率を減少させる。本節ではイオンビームによる電離によって、自分自身の静電界を発生するに十分な電子が発生するかどうかを調べてみる。

Fig. 7.1 に示す様な断面積 S 、厚さ dx の重水素気体中に流量 $\Gamma = n_B v$ の重水素イオンビームが入射する場合を考える。

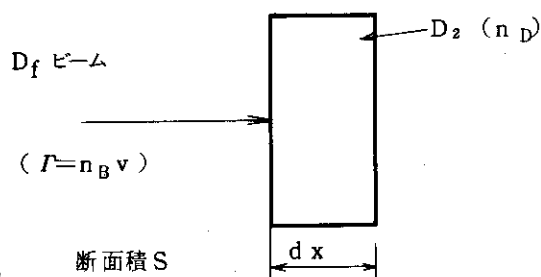


Fig. 7.1 ビームによる電離

重水素気体の密度を n_D 、 $D_f + D_2 \rightarrow D_f + D_2 + e$ の衝突断面積は Afrosimov の値 $\sigma_i = 1.5 \times 10^{-18} \text{ cm}^2/\text{molec}$ を用いる。

dt 時間でのイオン電子対の発生量は

$$\begin{aligned} dN_i &= n_B v dt \cdot S \cdot \frac{\sigma_i}{S} \cdot n_D S dx \\ &= \Gamma \sigma_i n_D S dx dt \quad [\text{molec}] \end{aligned}$$

従って単位時間、単位体積当りの発生量は $dn_i = \frac{dN_i}{S dx}$ として

$$\frac{dn_i}{dt} = \sigma_i \Gamma n_D \quad [\text{molec}/\text{m}^3 \text{ sec}] \quad (7.1)$$

イオンビームは計算を容易にするために均一ビームとすると

$$\Gamma = \frac{(1 - \eta_G) J_e}{4 a_B h_B} \frac{1}{e} = \frac{1}{e} (1 - \eta_G) j_{\text{eff}}$$

従って

$$Z_{\text{ion}} = \frac{dn_i}{dt} = \sigma_i \frac{1}{e} (1 - \eta_G) j_{\text{eff}} n_D \quad (7.2)$$

となる。但し、中性化したビームによる電離は除いてある。 $j_{\text{eff}} = 410 \text{ A/m}^2$ の場合、 Z_{ion} は

$$\begin{aligned} Z_{\text{ion}} &= 1.5 \times 10^{-20} \times \frac{1}{1.602 \times 10^{-19}} \times (1 - 0.172) \times 410 \times n_D \\ &= 31.8 n_D \quad [\text{molec/m}^3 \cdot \text{sec}] \end{aligned}$$

一方、平衡状態でのイオン-電子対の損失は両極性拡散によると考えるのが妥当である。発生と損失が平衡するとして

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{v}_i) = Z_{\text{ion}} \quad (\text{平衡} \rightarrow \frac{\partial}{\partial t} = 0)$$

$$n_i \vec{v}_i = -D_a \vec{\nabla} n_i$$

となるが、シートビームと円筒ビームの二つの場合について考えてみると、中性気体の密度勾配はZ方向のみであり、従って両極性拡散係数 D_a はZのみに依存する。 (T_i, T_e) の変化は考えない)

(1) シートビーム

$$D_a \frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial z} (D_a \frac{\partial n_i}{\partial z}) + Z_{\text{ion}} = 0 \quad (\text{ビーム内}) \quad (7.3a)$$

$$D_a \frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial z} (D_a \frac{\partial n_i}{\partial z}) = 0 \quad (\text{ビーム外}) \quad (7.3b)$$

(2) 円筒ビーム

$$D_a \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial n_i}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (D_a \frac{\partial n_i}{\partial z}) + Z_{\text{ion}} = 0 \quad (\text{ビーム内}) \quad (7.4a)$$

$$D_a \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial n_i}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (D_a \frac{\partial n_i}{\partial z}) = 0 \quad (\text{ビーム外}) \quad (7.4b)$$

ここで D_a を求めてみると、

$$D_a = \frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_i + \mu_e} = \frac{k (T_i + T_e)}{M_i \nu_{ci} + m_e \nu_{ce}} \quad (7.5)$$

である。但し、

$$\mu_i = \frac{1}{M_i \nu_{ci}}, \quad \mu_e = \frac{1}{m_e \nu_{ce}}, \quad D_i = \frac{k T_i}{M_i \nu_{ci}}$$

$$D_e = \frac{k T_e}{m_e \nu_{ce}}, \quad \nu_{ci} = \nu_{ie} + \nu_{in}, \quad \nu_{ce} = \nu_{ei} + \nu_{en}$$

ところで

$$\nu_{en} = \pi r_D^2 n_D u_e = \pi r_D^2 n_D \sqrt{\frac{3k T_e}{m_e}}$$

$$\nu_{in} = \pi (r_D + r_i)^2 n_D u_{iD} \approx 4\sqrt{2} \pi r_D^2 n_D \sqrt{\frac{3k T_i}{M_i}}$$

$$\nu_{ei} = \frac{Z^2 e^4 n_i \ell n A}{12 \sqrt{3} \pi \epsilon_0^2 \sqrt{m_e}} (k T_e)^{-3/2}$$

$$\nu_{ie} = \frac{Z^2 e^4 n_i \ell n A}{12 \sqrt{3} \pi \epsilon_0^2 \sqrt{M_i}} (k T_i)^{-3/2} = \left(\frac{m_e}{M_i}\right)^{1/2} \nu_{ei}$$

であるが、仮に n_i として 200 kV, 410 A/m² の状態でのイオン密度を用いて計算してみると

$$n_B = \frac{\Gamma}{v_B} = \frac{1}{e} (1 - \eta_G) j_{\text{eff}} \left(\frac{2e}{M_i}\right)^{-1/2} V_A^{-1/2}$$

$$= 4.842 \times 10^{14} \text{ molec/m}^3$$

だから、 $n_i = 5.0 \times 10^{14} \text{ molec/m}^3$, $n_D = 3.3 \times 10^{14} \text{ molec/m}^3$ ($\sim 1.0 \times 10^{-3} \text{ Torr}$)

$T_i = T_e = 10 \text{ eV}$ として、

$$\nu_{ei} = 5.32 \times 10^2 \quad 1/\text{sec}$$

$$\nu_{ie} = 1.24 \times 10 \quad "$$

である。但し、 $\ell n A = 16$ とした。また $r_D = 10^{-10} \text{ m}$ として

$$\nu_{en} = 2.38 \times 10^6 \quad 1/\text{sec}$$

$$\nu_{in} = 3.14 \times 10^5 \quad "$$

である。従ってクーロン衝突は中性気体との衝突に比較して充分小さく無視する事ができる。即ち、

$$\nu_{ce} = \nu_{en} = 7.22 \times 10^{-14} n_D \quad 1/\text{sec} \quad (7.6 a)$$

$$\nu_{ci} = \nu_{in} = 9.53 \times 10^{-15} n_D \quad " \quad (7.6 b)$$

で、両極性拡散係数は次式で与えられる。

$$D_a \approx \frac{2kT}{M_i \nu_{ci} + m_e \nu_{ce}} \approx \frac{2kT}{M_i \nu_{ci}} = \frac{1.422 \times 10^{23}}{n_D} \left[\frac{\text{m}^2}{\text{sec}} \right] \quad (7.7)$$

即ち中性気体の密度の逆数に比例する。今 $\phi = Z_{\text{ion}} / D_a$ と置くと ϕ は n_D^{-2} に比例するから、 n_D の Z 依存性により n_i は Z 方向にかなり勾配を持つと考えられるが、 $l_1 \gg a_w$ (中性化セルの断面: $2a_w \times 2h_w$) である事を考慮すると x 方向の勾配がはるかに大きいと考えて良い。従って拡散方程式は x 方向と Z 方向とに分離できて、第一次近似としては x 方向のみを考えれば良い。同筒ビームについても同様である。即ち、

(1) シートビーム

$$\frac{d^2 n_i}{dx^2} + \phi = 0 \quad (\text{ビーム内}) \quad (7.8a)$$

$$\frac{d^2 n_i}{dx^2} = 0 \quad (\text{ビーム外}) \quad (7.8b)$$

(2) 円筒ビーム

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dn_i}{dr} \right) + \phi = 0 \quad (\text{ビーム内}) \quad (7.9a)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dn_i}{dr} \right) = 0 \quad (\text{ビーム外}) \quad (7.9b)$$

この解は

$$(1) \quad n_i(x) = \begin{cases} -\frac{1}{2} \phi x^2 + a_B \left(a_w - \frac{1}{2} a_B \right) \phi & (\text{ビーム内}) \\ -a_B \phi (x - a_w) & (\text{ビーム外}) \end{cases} \quad (7.10)$$

$$(2) \quad n_i(r) = \begin{cases} -\frac{1}{4} \phi (r^2 - r_B^2) + \frac{1}{2} \phi r_B^2 \ln \left(\frac{r_w}{r_B} \right) & (\text{ビーム内}) \\ -\frac{1}{2} \phi r_B^2 \ln \left(\frac{r}{r_w} \right) & (\text{ビーム外}) \end{cases} \quad (7.11)$$

と得られる。但し、使用した境界条件は

$$(1) \quad x = a_B \text{ で } n_i(x), \frac{dn_i}{dx} \text{ が連続}$$

$$x = a_w \text{ で } n_i(x) = 0$$

$$\text{Total Generation} = \text{Total Loss}$$

$$a_B Z_{\text{ion}} = -Da \left. \frac{dn_i}{dx} \right|_{x=a_w} \quad \therefore a_s \phi = - \left. \frac{dn_i}{dx} \right|_{x=a_w}$$

$$(2) \quad r = r_B \text{ で } n_i(r), \frac{dn_i}{dr} \text{ が連続}$$

$$r = r_w \text{ で } n_i(r) = 0$$

$$\text{Total Generation} = \text{Total Loss}$$

$$\pi r_B^2 Z_{\text{ion}} = -Da \left. \frac{dn_i}{dr} \right|_{r=r_w} \quad \therefore \pi r_B^2 \phi = - \left. \frac{dn_i}{dr} \right|_{r=r_w}$$

である。ビーム中心での密度は夫々次式で表わされる。

(1) シートビーム

$$\begin{aligned} n_i(o) &= a_B \left(a_w - \frac{1}{2} a_B \right) \phi \\ &= 7.032 \times 10^{-24} \sigma_i \frac{1}{e} (1 - \eta_G) j_{\text{eff}} n_D^2 a_B \left(a_w - \frac{1}{2} a_B \right) \quad (7.12) \end{aligned}$$

(2) 円筒ビーム

$$\begin{aligned} n_i(o) &= \frac{1}{4} \phi r_B^2 \left(1 + 2 \ln \left(\frac{r_w}{r_B} \right) \right) \\ &= 1.758 \times 10^{-24} \sigma_i \frac{1}{e} (1 - \eta_G) j_{\text{eff}} n_D^2 r_B^2 \left(1 + 2 \ln \left(\frac{r_w}{r_B} \right) \right) \quad (7.13) \end{aligned}$$

シートビームの場合について、イオン源直後と中性化セルの出口での $n_i(o)$ を求めると、

・イオン源直後 ($P_0 = 2.05 \times 10^{-3}$ Torr)

$$a_B = 0.06 \text{ m}, \quad a_w = 0.07 \text{ m}, \quad h_B = 0.28 \text{ m}$$

$$j_{\text{eff}} = \frac{J_e}{4 a_B h_B} = \frac{3447}{4 \times 0.06 \times 0.28} = 512.9 \text{ A/m}^2$$

従って、

$$n_{i0} = 3.06 \times 10^{15} \text{ molec/m}^3$$

・中性化セル出口 ($P_1 = 8.0 \times 10^{-5}$ Torr)

$$a_B = 6.75 \times 10^{-2} \text{ m}, \quad a_w = 7.0 \times 10^{-2} \text{ m}, \quad h_B = 0.28 \text{ m}$$

$$j_{\text{eff}} = \frac{3447}{4 \times 0.0675 \times 0.28} = 456.0 \text{ A/m}^2$$

従って、

$$n_{i1} = 4.23 \times 10^{13} \text{ molec/m}^3$$

となる。しかるにビームの密度は

$$n_B = \frac{1}{e} (1 - \eta_G) j_{\text{eff}} \left(\frac{2e}{M_i} \right)^{-1/2} V_A^{-1/2} = 4.84 \times 10^{14} \text{ molec/m}^3$$

であるから

$$n_{i1} < n_B < n_{i0}$$

となり、中性化セルの途中からは電子密度が不足する事になる。しかし乍ら電子が不足して電界が発生すると、電子は容易に移動して電荷を中和する方向に働く。プラズマ密度は不足しても、電子はイオンビームの電荷を中和する分量だけ捕捉されている事になる。 $n_{i1}(0) = n_B$ となる n_D の値は

$$\begin{aligned} n_D &= \left[\frac{\frac{1}{e} (1 - \eta_G) j_{\text{eff}} \left(\frac{2e}{M_i} \right)^{-1/2} V_A^{-1/2}}{7.032 \times 10^{-24} \sigma_i \frac{1}{e} (1 - \eta_G) j_{\text{eff}} a_B \left(a_w - \frac{1}{2} a_B \right)} \right]^{1/2} \\ &= 3.113 \times 10^{19} V_A^{-1/4} a_B^{-1} \left(\frac{a_w}{a_B} - \frac{1}{2} \right)^{-1/2} \quad (7.14) \end{aligned}$$

となり、中性化効率及び電流密度には依存しない。 a_B は Z を通じて n_D に依存するが、仮に 6.5 cm とすると、次の値となる。

$$n_D = 2.98 \times 10^{19} \text{ molec/m}^3 \quad (9.04 \times 10^{-4} \text{ Torr})$$

一方、第一次近似では n_D は線型に変化し

$$n_D = \frac{1}{0.214} \left[1 - \frac{n_{D0}}{6.757 \times 10^{19}} \right]$$

である。但し、 $P_0 = 2.05 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ 、 $P_1 = 8.0 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ とした。 n_D として前記の値を用いると、 $Z = 2.61 \text{ m}$ となり、この Z を用いて 3-4 のビームの拡がりの式に代入すると $a_B = 6.44 \text{ cm}$ が得られる。即ち 6.5 cm とした仮定はほぼ正確であったと言える。

前述した如く、 x 方向の拡散とイオンビームによる電離の平衡より求められたプラズマ密度は、中性気体の密度の二乗に比例する。従って、中性化セル内の Z 方向の中性気体の密度勾配に応じたプラズマ密度勾配が発生し、 Z 方向（ビーム下流）にプラズマの拡散が生じ不足分が補われると考えられる。

中性化セル中心での Z 方向の拡散方程式は、電離により発生したイオン-電子対のうちで、 x 方向と Z 方向の密度勾配の逆比 $\beta_0 \approx \left(\frac{a_w}{\ell_1} \right)^2$ だけが Z 方向のプラズマ拡散に寄与するとして

$$\frac{\partial}{\partial Z} \left(D a \frac{\partial n_i}{\partial Z} \right) + \beta_0 Z_{\text{ion}} = 0 \quad (7.15)$$

第一次近似では $n_i \propto n_D^2$, $Da \propto n_D^{-1}$, $Z_{ion} \propto n_D$ であるから, 上式は結局 n_D の方程式に帰着する事ができる。即ち, Z 方向の拡散によって中性気体の密度分布が線型から変化する。 $n_i(o)$, Da , Z_{ion} を前式に代入すると Z 方向の拡散方程式は最終的に次式で示される。

$$\frac{d^2 n_D}{dz^2} + K^2 n_D = 0 \quad (7.16)$$

$$\text{但し, } \frac{1}{K^2} = \frac{2}{\beta} a_B^2 \left(\frac{a_w}{a_B} - \frac{1}{2} \right) = \frac{2 \ell_1^2 a_B^2}{a_w^2} \left(\frac{a_w}{a_B} - \frac{1}{2} \right)$$

で, a_B の Z 方向の変化は無視してある。

上式の解は, 境界条件を $n_D(o, 0) = n_{D0}$, $n_D(o, \ell) = n_{D1}$ と置くと,

$$n_D(o, Z) = \frac{n_{D0} \sin K(\ell_1 - Z) + n_{D1} \sin KZ}{\sin K\ell} \quad (7.17)$$

$$(K = 0.223 \ell/m, \text{ at } a_w = 7.0 \text{ cm}, a_B = 6.75 \text{ cm})$$

結果を Fig. 7.2 に示す。比較のために線型に変化した場合の密度を同時に示してある。図によると, 中性化セルの中間付近で約 10% の密度増加がある事が分かる。又, 双方の中性気体の密度分布に対応したプラズマ密度分布を Fig. 7.3 に示す。

7.2 ドリフト管での電離損失

ドリフト管内の中性気体の圧力は, 平均で 4.5×10^{-5} Torr で僅かではあるが中性粒子ビームがこの残留気体と衝突して電離しビームの損失となる。衝突断面積は 200 keV で $\sigma_{01} = 5.5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2/\text{molec}^2$ であるから, 7.1 の議論と同様にして電離による損失は

$$\begin{aligned} I \cdot \text{Loss} &= 1 - e^{-\sigma_{01} n_D \ell_2} \\ &= 1.62 \times 10^{-2} \\ &(\sigma_{01} n_D \ell_2 = 1.63 \times 10^{-2}) \end{aligned}$$

となり 2% 以下である。 σ_{01} の実験データには多少のばらつきがあるので, 仮に 2 倍程度の値をとると

$$I \cdot \text{Loss} = 3.21 \times 10^{-2}$$

で, これでもドリフト管での全損失を 5% に抑える事は可能と考えられる。

TFTR の設計に於ては 120 keV に於て電離損失の断面積を約 $1.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{molec}$ としているが³⁾, この値は 200 keV では $1.0 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{molec}$ 程度に対応すると考えられる。いずれにしても, ドリフト管での電離損失は多くて 3% 程度なので, 全損失は 5% 以下にする事ができる。

尚, ビームの拡がりによる損失は, 総合効率からイオンビームの電流値を求める際に既に考慮してあるので, この章での損失の対象とはならない。

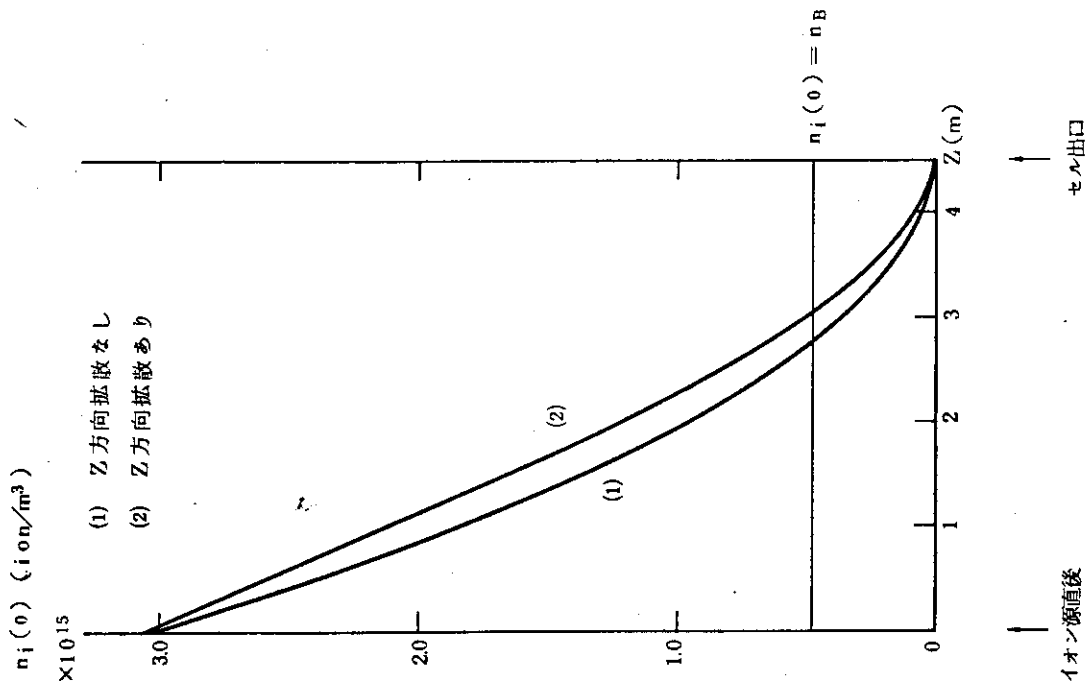


Fig. 7.3 中性化セル内のプラズマ密度分布

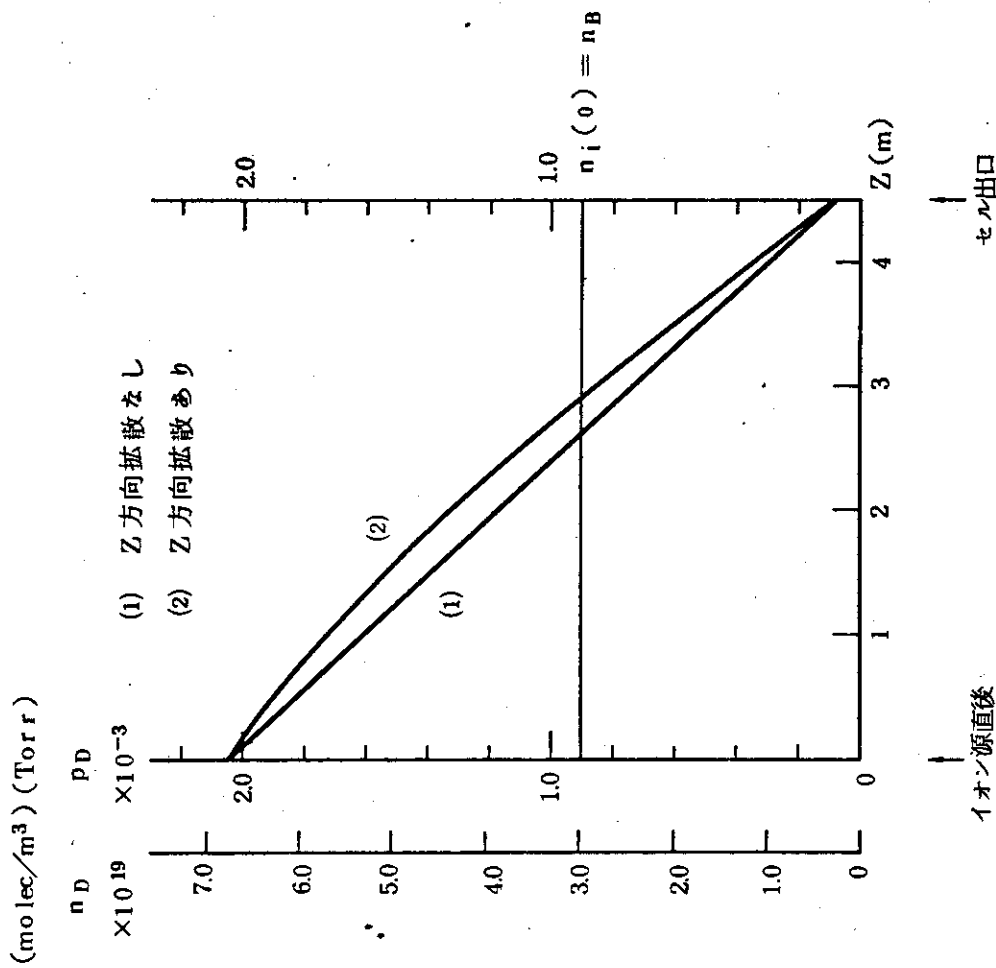


Fig. 7.2 中性化セル内の中性気体密度分布

参考文献

- 1) V. V. Afrosimov et al. , Ionization of Molecular Hydrogen by H^+ , H_2^+ , and H_3^+ Ions
Sov. Phys. JETP 34 968 (1958)
- 2) 第5章の1, 2, 3
- 3) LBL/LLL CTR Staff, TFTR Neutral Beam Injection System Conceptual Design LBL-3296

8. 荷電粒子及び中性子照射の材料に与える影響

8.1 材料の環境条件

中性粒子入射加熱装置は炉心プラズマに高エネルギーの中性粒子を半定常的に注入する装置であるため、その注入口は炉心プラズマに向けて常時開放されている。従って装置の主要構成要素であるイオン源、中性化セル及びダクトの他、磁気シールド、碍子に至るまで炉心プラズマから放出される高速中性子及び H^+ 、 D^+ 、 T^+ 、 He^+ などの荷電粒子に直接曝されることになる。またイオン源自体からも大量の D^+ 、 D_2^+ 、 D_3^+ などの荷電粒子及び中性粒子 D_0 を放出するが、その一部はイオン源電極を衝撃する。これらの高速中性子及び荷電粒子は各構成要素にスパッタリング、プリスタリングなどの表面損傷を起して材料の損耗を促進すると共に、スウェリングによる変形、破損、及び材料の脆化による破損の危険性を潜在させる。

中性粒子入射装置の構成要素におけるこれらの高速中性子及び荷電粒子中性粒子などの照射線束は概略、次の様に見積られる。まず、各構成要素は炉心プラズマから中性粒子注入口を経て高速中性子及び荷電粒子の照射を受ける。プラズマ表面はプラズマ中心から2 mで、炉心容器開口部に位置するダクト即ち中性粒子注入口はプラズマ表面から約7 m、さらに中性粒子化室を通りイオン源までは約7 m離れている。この間には稀薄なガスを除いては照射粒子を遮る何ものも存在しない。従って上述の距離から照射線束を知る事ができる。一応プラズマ表面での全中性子束を $8 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$ 、 He イオンを $1 \times 10^{13} \text{ He/cm}^2 \cdot \text{sec}$ と仮定すればダクトの位置で

$$\phi_n = 8 \times 10^{14} \times \left(\frac{2}{7+2} \right)^2 = 4.0 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$$

$$\phi_{He} = 1 \times 10^{13} \times \left(\frac{2}{7+2} \right)^2 = 4.9 \times 10^{11} \text{ He/cm}^2 \cdot \text{sec}$$

また、イオン源の位置では

$$\phi_n = 8 \times 10^{14} \times \left(\frac{2}{14+2} \right)^2 = 1.3 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$$

$$\phi_{He} = 1 \times 10^{13} \times \left(\frac{2}{14+2} \right)^2 = 1.6 \times 10^{11} \text{ He/cm}^2 \cdot \text{sec}$$

などと線束を見積ることができる。但し、 He イオンに関して言えばポテンシャルを考慮するとイオン源の最終段よりも中へ進めるのは負イオンと中性粒子でなければならず、従って実際の線束は上述の数字を大きく下まわることも考えられる。また、ここでは H 、 D 、 T の各イオンを無視したがそれはイオン源から放出される D イオン或いは中性粒子 D_0 の方がはるかに大量であるためである。荷電粒子によるスパッタリングとプリスタリングに関する限り、ダクト及び中性粒子化室壁面の損傷は問題にならない。それらはステンレス鋼で構成されるが、厚さも強度も十分に確保できしかも寸法精度を必要とする事もない。表面損傷が重要になるのはイオン源においてであるが、イオン源では放電室壁と加速電極がイオン源自体の発生する強い D 粒子照射を受ける。

イオン源の加速電極は6段のスリットで構成されていて、初段からそれぞれ40KV, 50KV, 55KV及び60KVの加速と最終段で5KVの減速を行ない、全体で200KVの加速を実現する。一応、加速粒子が電極を衝撃しない様に配置されているが、残留ガスとの衝突などによる散乱によって各段間で1%の損失を考えている。これら被散乱粒子は0から最大60 keVまで加速されて電極を衝撃する。Dイオンビーム強度は $0.1\text{A}/\text{cm}^2$ で、各スリット開口部と電極単位の表面積比が1:3である事を考慮すれば評価すべきD粒子線束は、

$$\begin{aligned}\phi_D &= 0.1 \times \frac{1}{1.6 \times 10^{-19}} \times 0.01 \times \frac{1}{3} \\ &= 2.1 \times 10^{15} \quad \text{D}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}\end{aligned}$$

となる。このD粒子衝撃による入熱を除去するために電極単位は中空の構造となっていて水冷し、温度を100℃以下とする様に設計されている。これらのスリット電極はイオンビーム及び中性粒子ビームの収束を良くするために、0.1mm台の工作精度及び位置精度が要求される。電極はMoで構成され、電極単位は $0.7\text{cm} \times 0.35\text{cm}$ の長方形断面を持ち、0.1cm厚を残して内部に $0.5\text{cm} \times 0.15\text{cm}$ の空洞を持つ中空構造を有する。冷却には水を考えており、沸騰を許さないためには前述の様な入熱条件で約 $1\text{m}/\text{sec}$ の流速になり、また $10\text{kg}/\text{mm}^2$ 程度の加圧を要する。

イオン源は消耗品と考えられるので、交換作業等を考慮して誘導放射能の少ない材料であるMoを主要な構成材料とした。また、ビームダクトはステンレス鋼製とし、磁気シールドのために軟鉄でダクト部を覆う。他の構成材料としては電流導入部と冷却配管にCuを、絶縁物に Al_2O_3 を仮定したので、これら材料についても高速中性子による照射の影響を考慮する必要がある。

8.2 荷電粒子及び中性粒子によるスパッタリング及びブリストリング

ここでは主として中性粒子入射装置イオン源の加速電極の荷電粒子及び中性粒子によるスパッタリング及びブリストリングの影響を調べる。装置の構成要素のうち、イオン源とビームダクトのいずれも内部構造だけが荷電粒子及び中性粒子の照射を受けるが、ビームダクトは厚さと強度を確保でき、しかも寸法精度の要求がないので一応対象から除外した。また、イオン源内部構造のうち、放電室壁面は強い荷電粒子の照射を受けるが、これも厚さ等の構造上の制約が緩いのでやはり除外した。イオン源の加速電極は冷却のための中空構造を持つ電極単位からなるスリット構造で、厚さ1mmのMoで構成されており、 $10\text{kg}/\text{mm}^2$ 程度に加圧された冷却水によって電極の温度は100℃を越えないように設計されている。各電極単位は $0.7\text{cm} \times 0.35\text{cm}$ の長方形の断面を持ち、約2cmの長さで0.7cm間隔に40本並べられる。雰囲気は 2×10^{-3} ないし 5×10^{-3} Torrの D_2 である。また、照射粒子としてはイオン源から放出される D^+ , D_2^+ , D_3^+ イオンと中性 D_0 の他に炉心プラズマからの H^+ , D^+ , T^+ , He^+ イオンと、これらの中性粒子があるがここでは炉心プラズマからの寄与としてHeだけを考える。他の H^+ , D^+ , T^+ イオン及びこれらの中性粒子の寄与は小さいのでイオン源からのD粒子を考えれば他は無視できる。

現状では H^+ , D^+ , He^+ などの軽イオンによるスパッタリング及びブリストリングのデータが少ないので定量的な議論をすることは困難がある。ここでもわずかのデータとあまり正確でない

理論に依らざるを得ないが、オーダーを評価する程度のことは可能である。照射粒子束としてここでは 2.1×10^{15} D/cm²·sec の D 粒子と、 1.6×10^{11} He/cm²·sec の He 粒子を仮定する。各粒子のエネルギーに関しては正確な情報がないので、数 10 keV と仮定しておく。スパッタリングは高速粒子が固体表面に入射して表面付近の原子をたたき出す現象で、粒子のエネルギーの低い領域にスパッタ比の最大値を持ち、一般に温度依存性がない。スパッタ比とは入射した高速粒子 1 個が平均的にたたき出す標的原子数の事である。他に入射粒子が固体と化学結合をして化学種として放出される化学的スパッタリングがあるが、D-Mo 系及び He-Mo 系では問題になることはないと思われる。スパッタリングによる固体の損耗量は

$$l = \frac{A \cdot S}{N_0 \cdot \rho} \phi_t \quad \text{cm} \quad (8.1)$$

で表わされる。S はスパッタ比、 ϕ_t は線量で N_0 はアボガドロ数、 $A \cdot \rho$ はそれぞれ固体の原子量と密度である。いま、S の値を D に対して 0.01、He に対して 0.1 (atom/ion) と仮定すれば⁽¹⁾、

$$\begin{aligned} \dot{l}_D &= \frac{95.94 \times 0.01}{6.023 \times 10^{23} \times 10.22} \times 2.1 \times 10^{15} \\ &= 3.3 \times 10^{-10} \quad \text{cm/sec} \end{aligned}$$

また、

$$\begin{aligned} \dot{l}_{\text{He}} &= \frac{95.94 \times 0.1}{6.023 \times 10^{23} \times 10.22} \times 1.6 \times 10^{11} \\ &= 2.5 \times 10^{-13} \quad \text{cm/sec} \end{aligned}$$

前者でも 0.1 mm/yr 程度の損耗率であり、特に問題はないと思われる。またプリスタリングは高速の気体元素の粒子が固体表面に入射した後、移動、集合して気泡を形成し、気泡の成長と共に表皮の剥離を起こす現象でスパッタリングと異なり溶解度の低い希ガスのような気体元素に限定されることと、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ことが特徴である。溶解度の関係から He⁺ のプリスタリングは顕著で報告も多いが、H⁺、D⁺ のプリスタリングはあまり知られていない。プリスタリングの場合、いわゆるプリスタは容易に観察できるが、剥離を調べるには実験上の制約もあって容易でなく、大線量でのプリスタリングについても表面の損耗率を予測できるようなデータがないのが現状である。そこで一般に 100% ガス放出率に至る線量とそのときのプリスタの表皮の厚さにより損耗率を評価することが行なわれる。表皮の厚さはイオンの飛程とする事が多いが、この評価法では過大な損耗率を与える可能性が多い。

$$l' \approx R \cdot \frac{\phi_t}{(\phi_t)c} \quad \text{cm} \quad (8.2)$$

ただし、 $(\phi_t)c$ 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。20 keV の He⁺ の飛程は約 0.1 μm で Mo 中の $(\phi_t)c$ は室温付近で 5×10^{17} He/cm²⁽²⁾ 程度であるから

$$l'_{\text{He}} \approx 0.1 \times 10^{-4} \times \frac{1.6 \times 10^{11}}{5 \times 10^{17}} = 3.2 \times 10^{-12} \quad \text{cm/sec}$$

D^+ -Mo系のデータは殆んどないので、 H^+ -Mo系のデータで代用すると15keVの H^+ によるMo中の $(\phi_t)_c$ は約 $1 \times 10^{18} \text{ H/cm}^2$ ⁽³⁾だから飛程を約 $0.1 \mu\text{m}$ として

$$l'_H \approx 0.1 \times 10^{-4} \times \frac{2.1 \times 10^{15}}{1 \times 10^{18}} = 2.1 \times 10^{-8} \text{ cm/sec}$$

前者は無視できるが後者はかなりの損耗率に相当する。いま、イオン源電極の損耗量の上限を 0.05 cm と仮定すれば 660 hr が寿命となる。

ここで求めた損耗率は過大である可能性が大であるが、損耗量 0.05 cm は他の制約を考慮すればほとんど破壊条件と考えられるので、注意を要する。とくに $15 \text{ keV } D^+$ イオンを用いたMoのブリスタリングの報告ではMo多結晶体での結晶粒の違いによる臨界イオン量の特異性を指摘しており⁽³⁾、MoのD粒子によるブリスタリングは孔食のような局部損傷となる可能性がある。従って今後これらの事情を考慮した研究が不可欠になると思われる。なお、 H^+ イオンによるブリスタリングにおいては、臨界イオン量が照射線束の増加と共に著しく減少すると報告⁽³⁾されており、中性粒子入射装置のイオンビーム強度を増大させる場合、あるいは電極構造等の配置不整や変形または真空度低下などによってビームの散乱が増加した場合には、損耗率が急速に増大する可能性がある。

8.3 高速中性子による照射の影響

ここでも主としてイオン源の加速電極を対象とする。ただし現状では評価が困難であるが重要な対象として碍子等のセラミックス絶縁体がある。碍子は絶縁体であると同時に支持体である事が多い。一般に伸びのない材料であるから圧縮応力には強いが、中性子照射は結合を弱くし構造を変じ極端な場合には崩壊する危険さえある。例えば Al_2O_3 の場合、 10^{21} n/cm^2 台の照射でも数%の体積膨張があると報告⁽⁴⁾されており、しかもこの体積膨張は温度に依存しない。一般に酸化物は構造が複雑で多くの結晶構造を持つが、照射によって相変態が促進され、そのくり返しによって容易に崩壊する。また、異方性が大なので思わぬ変形をきたすこともあり得る。また、照射によって容易に酸素を放出し、あるいは核変換によるH、Heの生成量も多いので不純物ガス源となりかつ脆化する。

中性子による照射効果としては、主として 14 MeV 中性子による核変換効果、高速中性子によるスパッタリング及びスウェリング、及び全中性子による照射脆化がある。いま、装置の各構成要素は十分に冷却されていると考えられるので、照射クリープ、照射疲労は問題とならない。また、中性子束も過大ではないので、スパッタリングと核変換効果も無視できる。核変換に関してはMoの場合、核データが必ずしも十分とは言えないが、金属元素として主要なものはTcであり、生成率は比較的小さい。スパッタリングについても十分な中性子束が得られないため、極度にデータが少ないが、Nbの場合の $S = 10^{-4} \text{ atom/n}^{(2)}$ を採用すれば、(8.1)式により

$$\begin{aligned} \dot{l}_n &= \frac{9.594 \times 10^{-4}}{6.023 \times 10^{23} \times 10.22} \times 1.3 \times 10^{13} \\ &= 2.0 \times 10^{-14} \text{ cm/sec} \end{aligned}$$

もし仮にいわゆる「チャック」が生じたとし、 S が 10^{-2} 程度となったとしても十分小さい損耗率である。また、スウェリングに関しては温度が低いためにポイド・スウェリングもバブル・スウェリングもともに問題にならない。Mo の場合前者は約 400°C 以上で、また後者は約 900°C 以上で発生すると報告⁽⁵⁾されている。ただし、いずれにしても現状ではデータが少ないので確証がない。特に合金の場合及び D, N, C 等の不純物の影響を明らかにする必要がある。

Mo の中性子による照射脆化は著しいので注意しなければならない。一応 10^{19} n/cm^2 台までは室温以上の使用は問題ないが、イオン源の加速電極は薄い構造なので強度を確保することが困難と思われる。いま、便宜的に電極を外径 0.7 cm 、厚さ 0.1 cm の中空円筒と仮定すると Lamie' の式により必要な強度は

$$\sigma = 10 \times \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{0.7}{0.1} \right)^2 - \left(\frac{0.7}{0.1} \right) + 1}{\left(\frac{0.7}{0.1} \right) - 1}$$

$$= 31 \text{ kg/mm}^2$$

であるから通常材の強度 $50 \sim 70 \text{ kg/mm}^2$ (室温) は必ずしも十分でない。前述のようにイオン源から放出される荷電粒子の散乱粒子によるプリスタリングは、粗い計算では 10^8 cm/sec 程度の損耗率を与えるので、それだけでも数 100 時間を電極壁が耐えることは困難と思われる。また実際には、電極内を冷却水が温水となって流動するのでそれに伴う損耗及び腐食減厚を考慮しなければならない。しかし、流動の条件は必ずしも確定しているわけではないので流動に伴う損耗、例えばキャビテーションのような現象が存在するかどうかの判定はできないが、一応、高速流の場合には検討する必要がある。また腐食減厚に関しては、 $\text{H}_2\text{O}-\text{Mo}$ 系の研究が少ないので定量的な議論はできないが Mo の低温酸化物が温水に易溶であることから、 Mo の温水に対する耐食性は低いものと考えざるを得ない。しかも水の放射線分解による生成物である OH^- , O^{2-} 等が腐食を促進することも十分考えられる。従って、 Mo 電極の冷却に水を使用するためには、 $\text{H}_2\text{O}-\text{Mo}$ 系の研究が不可欠と思われる。また同時に種々の異なる冷却媒体の検討も必要である。以上のような事情にもかかわらず、中性子照射による Mo 電極の脆化は深刻なものではない。それは 1000 hr 程度の使用時間であれば中性子照射量は $4.6 \times 10^{19} \text{ n/cm}^2$ 程度にとどまり、素材や加工法等に欠陥のない限り 100°C 前後での延性が確保できるからである。しかしながら、 Mo 中に C, N, O などの不純物が侵入するような条件下では脆化が促進されるので、今後とも十分なデータの蓄積が望まれる。なお、 Mo の場合には H の存在は高温でも全く問題にならないので、水素雰囲気での使用はとくに支障はない。このような利点は他の高融点金属にはない。また、H だけでなく D や T についても同様に扱うことができるが、いずれの場合でも不純物の C, N, O のレベルを十分低く保つ必要がある。

以上のようにイオン源の加速電極については Mo 製であること、使用温度が 100°C 程度と低温であること、及び中性粒子入射口からの 14 MeV 高速中性子を直接に受けるとは言え、距離による減衰のために $1.3 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ 程度の全中性子束にとどまることなどの理由によって、中性子照射の影響は比較的小さく、 1000 hr 程度の電極の寿命を短縮するものではない事が示された。また、要検討事項として電極の冷却に水を使用する事の可否及び冷却水の流速、圧力等の

流動条件の適否をあげた。なお、装置の他の構成材料については、 Al_2O_3 の使用上の問題を指摘したが今後、強度、変形、電気抵抗などに及ぼす中性子照射の影響を明らかにする必要がある。その他の構成材料であるCuや軟鉄、ステンレス鋼も中性子照射を受けるが、発熱による温度上昇でスウェリング温度領域に達することも考えられるので検討を要する。また、これらの材料は原則として交換をしない設計が経済的であるので使用期間中の中性子照射量は 10^{22} n/cm^2 程度になるものと思われるが、軟鉄はもとよりステンレス鋼もこの照射量では低温の伸びを確保できない。構造が単純で応力等の条件も緩いので、対応策はあると考えられるが、より詳細な検討を要する。

参考文献

- 1) D. Youts, Proc. Nucl. Fusion Reactors Conf. Culham Lab. Sep. 1969, 424
- 2) 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)
- 3) H. Vetbeek and W. Eckstein, Applications of Ion Beams to Metals, Plenum, 597 (1974)
- 4) F. W. Clinard, Jr. J. M. Bunch and W. A. Ranken CONF 750989, Vol. II, 498 (1976)
- 5) J. Moteff, V. K. Sikka and H. Jang, AERE-R 7934, 181 (1975)

9. 構造設計

前章までで中性粒子入射加熱装置の各部の個別的設計及び特性の検討を行なったが、支持方法等は一切考えていないので、各部は宙に浮いた状態である。

本章では、支持方法、絶縁方法、冷却配管等の設計を行ない、各部の有機的接続、構成を行なう。

9.1 全体構造

3.で議論した結果、ビームラインの全長はイオン源を除いて7.5 m (ドリフト管: 2 m, エネルギー回収系: 1 m, 中性化セル: 4.5 m) である。

このビームラインを横方向に4列、縦方向に3列、計12個に配列する。ビーム断面は縦長であるが、9.2で記述する様に磁気遮蔽の効果を大きくするため、断面の60cmの辺を縦方向とする。入射装置全体としては横方向の大きさの制限が厳しいので、上記の配列は妥当な選択と言える。ビームラインの拡がりは、上下方向で6°、左右方向で3°の間隔を有するものとする。従って、中性化セルのイオン源取付け端での全体の拡がりは、上下左右方向夫々、約

$$D_{\perp} = 2 \times 13.5 \times \sin 6^{\circ} + 0.6 \approx 3.42 \text{ m}$$

$$D_{\parallel} = 2 \times 13.5 \times \sin 4.5^{\circ} + 0.14 \approx 2.26 \text{ m}$$

である。

5.のエネルギー回収系で検討した結果、回収効率の増大、電極数の減少の面から、回収電極を接地し、中性化セルを $-V_A + \delta V = -190 \text{KV}$ の負電位とする方法を採用した。従って、中性化セル及至は磁気遮蔽を真空容器(接地電位)と兼用する事はできない。即ち、中性化セル、磁気遮蔽は真空容器から絶縁されて支持されなければならない。本設計ではイオン源、中性化セル、磁気遮蔽等を全て真空容器中に絶縁支持して格納する事にした。

真空中の絶縁耐力は、Culham 研究所で得られた実験式に拠ると

$$V = 6 \times 10^4 \sqrt{d} \text{ (V)}$$

である。但し、 d はcmで測定する。200KVに対する絶縁距離は、上式を用いると最小11.2 cm必要である。従って、真空容器と各部分とは12 cm程度以上の距離をとっておけば安全である。イオン源は中性化セルに対して片側10 cm程度張り出しており、磁気遮蔽の厚さを18 cm、中性化セルとの間隔を2 cmとすると、全体として磁気遮蔽は中性化セルから20 cm張り出す事になる。従って、真空容器と中性化セルとの間隔を30 cmとる事にすると、イオン源取付け部の真空容器の断面の大きさは、上下、左右夫々

$$D_{\perp} + 1.0 \approx 4.42 \text{ m}$$

$$D_{\parallel} + 1.0 \approx 3.26 \text{ m}$$

必要である。

エネルギー回収系とクライオ排気系及び中性化セルの一部は円筒状の容器に納められる。真空容器の大きさは、クライオポンプを含まない一番内側で直径5.2m、一番外側で直径6.87mの三重円筒状を為しており、全長は3mである。円筒の両端には片側0.5mの LN_2 及びLHeの配管類を設ける空間を必要とする為、全長は4mとなる。更にこの外側に厚さ60cmの重コンクリート製の中性子遮蔽が設けられる。イオン源と中性化セルの一部は角形断面の容器に収納される。引出し電極やイオン源への電源導入、ガス導入及び冷却水の導入は、中性子の直接の照射を受け難い側面にて行ない、後面はイオン源交換や配線、配管作業時の取外し部とする。最後部での断面の大きさは、横方向4.68m、縦方向5.88mである。又、ドリフト管先端から最後部までの中性粒子入射加熱装置の全長は9.2mである。構造及び立体図をFig. 2.1, Fig. 2.2に示してある。尚、付録に真空排気系を8系列運転、1系列再生、1系列予備とした場合の構造及び立体図を示す。

真空シールには、高速中性子や二次放射能が存在する為に、バイトン等の有機物は使用できない。従って、全て溶接又はロー付構造としなければならない。シール面が比較的小さく、中性子照射も小さいと考えられる場所で、取外しを頻繁に行なう必要性がある部分のみは、メタルガスケットを用いるものとする。代表的なシール法をFig. 9.1に示す。

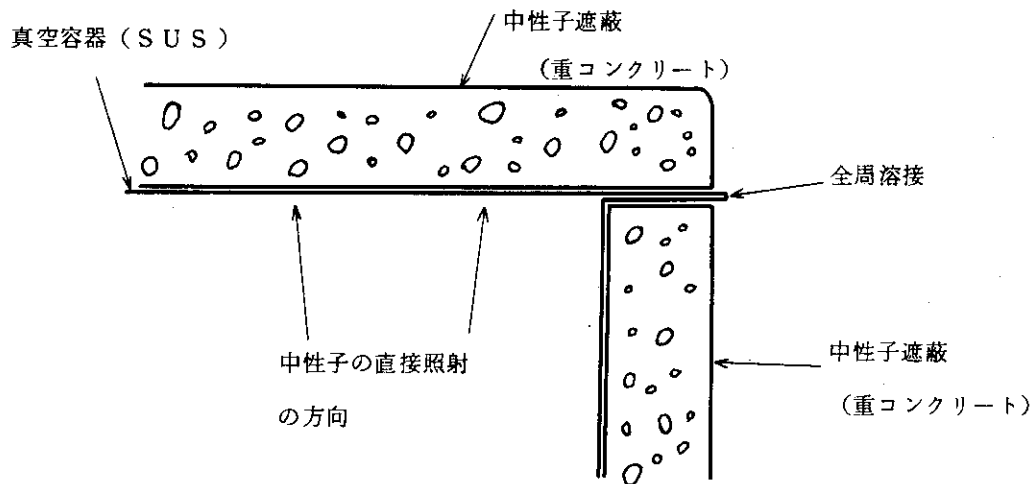


Fig. 9.1 真空シール法

真空容器は十分に外力に耐えなければならない。

平板状の部分ではIビーム等による補強も必要であろう。材料としては、SUSを使用する。

9.2 中性化セルでの磁気遮蔽、絶縁及び支持方法

実験炉のポロイダルコイルの設計に於いて、空間の各点での磁束密度が求められている。これによると中性化セルの出口で最大約450ガウスの漏洩磁場が存在する。トロイダル磁場の漏洩はこれに比較してはるかに小さいと考えられる。従って磁気遮蔽としてはポロイダル磁場のみを考えれば良い。

Fig. 9.2 に示す様な磁性体中に磁力線にそった方向に棒状の空洞と、磁力線に直角方向に板状の空洞とを考えてみる。

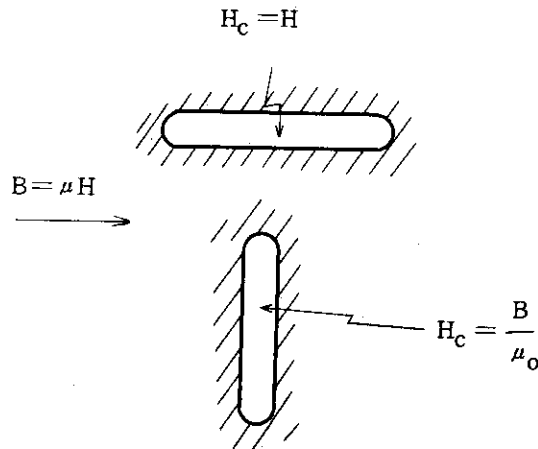


Fig. 9.2 磁性体中の空洞磁場

電磁気学によれば、上記の空洞内の磁界は夫々

$$H_c = H = \frac{B}{\mu} \quad (\text{磁場方向の空洞})$$

$$H_c = \frac{B}{\mu_0} \quad (\text{直角方向の空洞})$$

となる。従ってその比は $\mu_0 / \mu = 1 / \mu_s$ で透磁率の大きな磁性体を用いれば、磁場方向の空洞内では磁界の強さを弱める事ができる。即ち、本実験炉の場合のポロイダル磁場方向に細長い形状の空洞内では磁場の遮蔽が効果的に行なわれる事になる。第3章でイオン源及び中性化セルの断面形を上下方向に長い形状に選んだのは、これが一つの理由となっている。

軟鉄を使用するものとして、透磁率 μ_s は磁場の強さに依存して変化するが、450 Gauss 付近では少なくとも $\mu_s = 1000$ 以上である。最も厳しい1000を用いると、

$$B_c = \mu_0 H_c = \frac{B}{\mu_s} = 0.45 \text{ Gauss}$$

と極めて小さい値となる。この値での200keVのエネルギーを有した重水素イオンのラーモア半径は、

$$\begin{aligned} \rho_L &= \frac{M_i v_B}{eB} = 2 \left(\frac{2e}{M_i} \right)^{\frac{1}{2}} V_A^{\frac{1}{2}} \frac{1}{B} \\ &= 2031 \text{ m} \end{aligned}$$

となり、中性化セルでの磁場の影響はないと考えて良い。しかし乍ら、実際の中性化セルは無限大の長さの空洞ではない為に、上述の値程は減磁されない。減磁率を N_m とすると、空洞内の磁界は

$$H_c = \frac{H}{1 + N_m (\mu_s - 1)}$$

N_m は形状のみに拠って決まるが、 $14\text{cm} \times 60\text{cm}$ のダクト断面寸法の空洞とすると Fig. 9.3 を参照すると、 N_m は0.05程度と推定される。従って、

$$B_c = \frac{450}{1+0.05(1000-1)} = 8.82 \text{ ガウス}$$

この時の200 keVの重水素イオンのラーモア半径は $\rho_L = 103.6 \text{ m}$ で、この場合でも磁場の影響は無視できる。

本設計に於ては、イオン源の間の空間に上下方向に磁性体を挿入する方法ではなく、中性子遮蔽をも兼ねてセル全体を軟鉄製の容器内に納める構造とする。

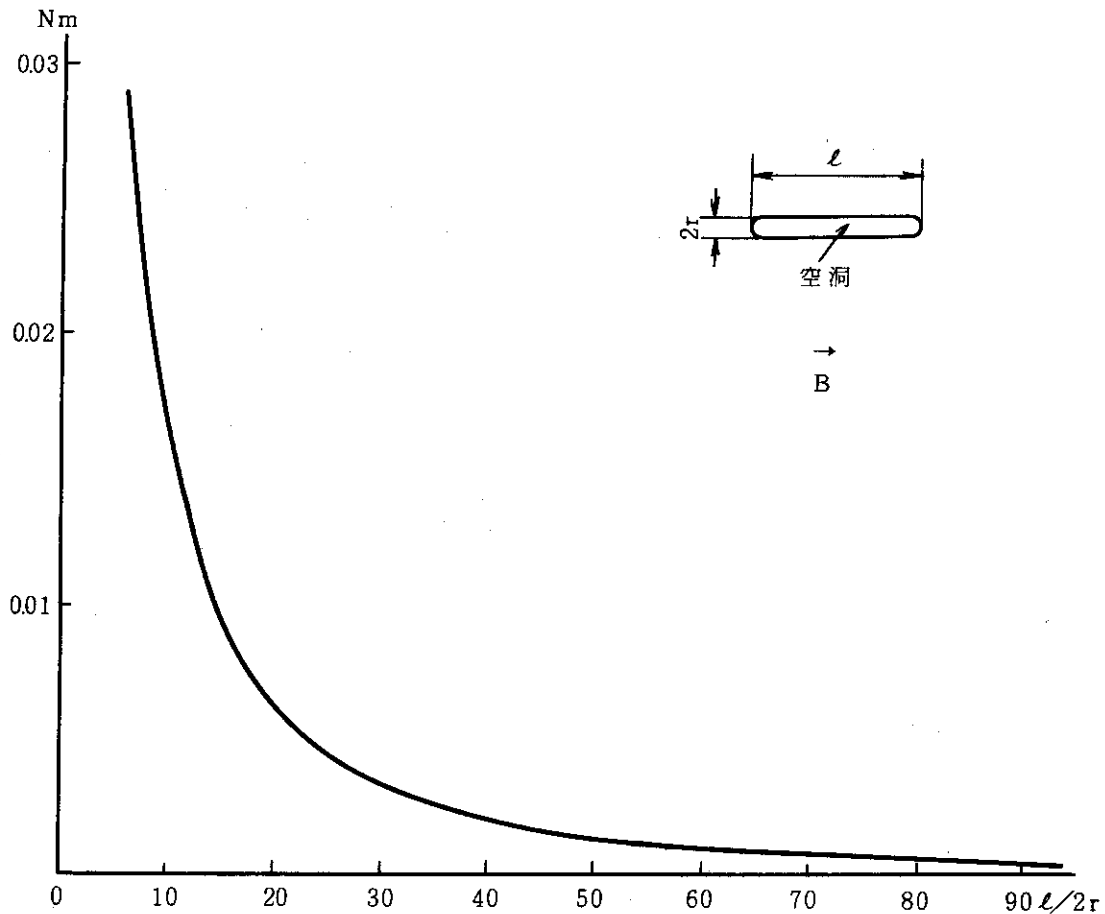


Fig. 9.3 磁性体中の空洞の減磁率

5.で記述した如く、中性化セルを負の高電位 ($-V_A + \delta V = -190\text{KV}$) とする方法を採用した為、中性化セルと磁気遮蔽、又は中性化セルと磁気遮蔽とを一体として真空容器と絶縁しなければならない。中性化セルと磁気遮蔽間に、絶縁に充分な距離 (約12cm) をとる事は、磁気遮蔽、中性子遮蔽の両面から見て望ましい方法とは言えない。又、中性化セルのエネルギー回収系端では物理的にこの長さを確保する事ができない。従って、中性化セルと磁気遮蔽とは一体として負電位を印加し、これを真空容器と絶縁する方法をとらざるを得ない。この方法では磁気遮蔽に使用する軟鉄の重量が膨大となるため、絶縁と支持方法は極めて堅固に行なわなくてはならな

い。又、軟鉄中に空洞を設けて軽量化の努力をする事も肝要である。Fig. 9.4 に示すような空洞を有した形状にすると、重量は175 tonから50 tonと軽量化される。

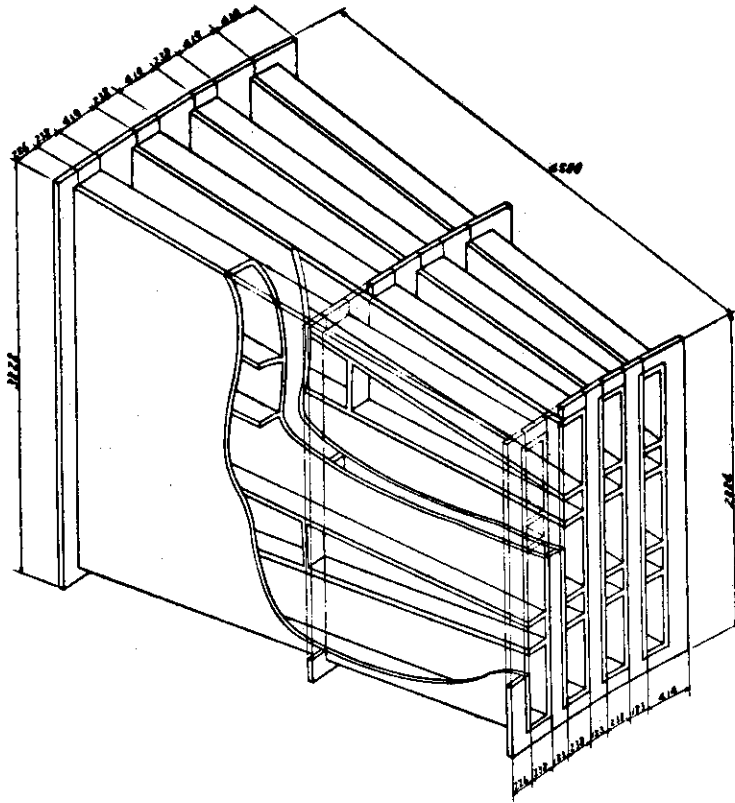


Fig. 9.4 磁気シールド

碍子用硬質磁器の圧縮強さは $2000\sim 5000\text{kg/cm}^2$ で、実際の使用限界は 500kg/cm^2 程度とするのが安全である。本設計の磁気遮蔽の重量(50トン)を支持するのに必要な断面積は

$$\frac{50000}{500} = 100 \text{ cm}^2$$

で、理論上は直径120mmの碍子で支持可能である。一方、現在使用されている長幹碍子の場合、直径125mmで10トンの最大使用引張荷重を有する。碍子の場合、圧縮強さの方が引張り強さより大きいので、現用の多ひだ形屋内支持碍子($\phi 160$)を10個程度使用すれば充分支持できる。碍子は各ビームラインの中心線上に、1列に6個で4列、計24個配置するものとする。この部分では磁気遮蔽と真空容器との間隔は約426mmであり、ひだを無視した鉛直距離で10KV/cmの沿面耐圧とすると400KV以上の耐圧を有するから、200KVの絶縁は充分可能である。碍子の直径は160mmとする。

9.3 中性化セルとドリフト管への熱入力と冷却方法

中性化セルへの熱入力は大別して次の三種である。

- (1) イオンビーム及び中性粒子ビームの発散によるもの。
- (2) ビームによる電離の結果発生したプラズマの拡散によるもの。
- (3) イオンビームの中性化の結果発生した遅い重水素イオンによるもの。

夫々について熱入力を評価する。

・ビームの発散による熱入力

中性化セルの大きさは、スリット方向及び直角方向共にビームの95%を通過し得るように設計した。従って、ビームの発散による熱入力は、最大で全エネルギーの $1-0.95 \times 0.95 = 9.75 \times 10^{-2}$ である。1個のイオン源当りの引出し電流は32.1A ($\eta=0.146$)であるから、熱入力は、

$$9.75 \times 10^{-2} \times 2 \times 10^5 \times 32.1 = 6.260 \times 10^5 \quad (\text{W})$$

であり、中性化セルの全表面積が

$$A_{\text{cell}} = 2 \times (60 + 14) \times 450 = 6.66 \times 10^4 \quad (\text{cm}^2)$$

である事より、ビームの発散による単位面積当りの熱入力は

$$P_{\text{beam}} = \frac{6.260 \times 10^5}{6.66 \times 10^4} = 9.40 \quad (\text{W/cm}^2)$$

となる。

・プラズマの拡散による熱入力

中性化セル内でのプラズマ密度は、第7章で求められており、シートビームの場合

$$n_i(x) = \begin{cases} -\frac{1}{2} \phi x^2 + \phi a_B (a_w - \frac{1}{2} a_B) & (\text{ビーム内}) \\ -\phi a_B (x - a_w) & (\text{ビーム外}) \end{cases}$$

である。従って熱入力は

$$\begin{aligned} P_{\text{plasma}} &= \frac{3}{2} k (T_i + T_e) \left(-D_a \frac{\partial n_i}{\partial x} \right) \\ &= \frac{3}{2} k (T_i + T_e) D_a a_B \phi \quad \left(\phi = \frac{Z_{\text{ion}}}{D_a} \right) \\ &= \frac{3}{2} k (T_i + T_e) a_B Z_{\text{ion}} \quad (\text{W/m}^2) \end{aligned}$$

$T_i = T_e = 10 \text{eV}$, $a_B = 0.065 \text{m}$, $Z_{\text{ion}} = 3.18 n_D$ とすると、 n_D が最大で、従って最も

熱入力が大きくなる，イオン源引出し直後では ($n_D = 6.757 \times 10^{19}$ ion/m³)

$$P_{\text{plasma}} = 6.71 \times 10^{-2} \quad (\text{W/cm}^2)$$

となる。

・ビームの中性化による熱入力

$D_f^+ + D_2^0 \rightarrow D_f + D_2^+$ の荷電交換の結果，遅い重水素イオンが発生する。イオン源の引出し直後に発生したものは，引出し電極で電子の逆流を抑制する為に負電位が印加されている電極に向って加速されるものもあるが，表面積の違いから大部分は中性化セルへの熱入力となると考えられる。この電流値はほぼ全引出し電流の η_G 倍で，温度を 10eV とすると

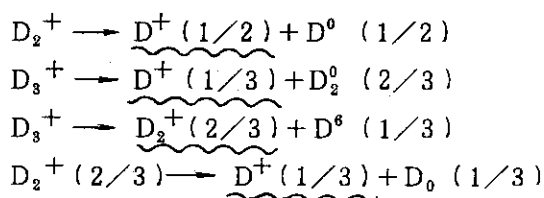
$$\begin{aligned} P_{\text{neut}} &= \eta_G \cdot \frac{J_e}{M} \cdot \frac{3}{2} kT / A_{\text{cell}} \\ &= 0.172 \times 32.1 \times \frac{3}{2} \times 10 \times \frac{1}{6.66 \times 10^4} \\ &= 2.5 \times 10^{-3} \quad (\text{W/cm}^2) \end{aligned}$$

以上より中性化セルへの単位面積当りの熱入力は

$$\begin{aligned} P_{\text{cell}} &= P_{\text{beam}} + P_{\text{plasma}} + P_{\text{neut}} \\ &= 9.468 \quad (\text{W/cm}^2) \end{aligned}$$

と極めて小さい値で冷却上は全く問題はない。

以上の議論ではエネルギー回収系で回収されずに跳ね返って来る。1/2 及び 1/3 のエネルギーを持った D^+ の効果は考えていない。1/2 D^+ ，1/3 D^+ の発生源は D_2^+ ， D_3^+ で次の過程で発生する。



現在運転中のイオン源では引出し直後の各イオンの割合は，大略

$$D^+ \quad 75\%, \quad D_2^+ \quad 20\%, \quad D_3^+ \quad 5\%$$

である¹⁾。 D_2^+ ， D_3^+ 及び $D^+ (1/2)$ ， $D^+ (1/3)$ の中性化効率は D^+ (full) より高いから，中性化セルを通過した後では， D_2^+ ， D_3^+ ， $D^+ (1/2)$ ， $D^+ (1/3)$ の割合は D^+ に比較してかなり小さくなっていると考えて良い。大き目に見て $D^+ (1/2)$ 5%， $D^+ (1/3)$ 2% とすると，双方による中性化セルへの熱流束は

$$P_{1/2, 1/3} = (5 \times 10^{-2} \times \frac{J_e}{M} \times \frac{V_A}{2} + 2 \times 10^{-2} \times \frac{J_e}{M} \times \frac{V_A}{3}) \times \frac{1}{A_{\text{cell}}}$$

$$= 3.21 \times 10^{-2} (5 \times 10^5 + 2 \times 6.67 \times 10^4) \times \frac{1}{6.66 \times 10^4}$$

$$= 3.05 \quad (\text{W/cm}^2)$$

となり、 P_{cell} の約 $1/3$ となる。実際には中性化セル表面に均一に入力する事なく、出口付近に集中すると考えられる。10倍程度の偏りを考慮すると約 30 W/cm^2 となり、かなりの冷却が必要である。

本実験炉に於ては5.で記述した如く、回収電極を接地電位とし、中性化セルを $-V_A + \delta V$ の負電位に浮かす方式を採用した。従って、中性化セルで発生した $D^-(\text{full})$, $D^-(1/2)$, $D^-(1/3)$ の各負イオンは、 $-V_A + \delta V$ のポテンシャル中に夫々 eV_A , $1/2 eV_A$, $1/3 eV_A$ の運動エネルギーを持って存在する。この負イオンが中性化セルから回収系及びドリフト管に向けて運動する時、更に $V_A - \delta V$ だけ加速され、結局、 $e(2V_A - \delta V)$, $e(3/2 V_A - \delta V)$, $e(4/3 V_A - \delta V)$ のエネルギーを得るに至る。(Fig. 9.5 参照) この様な高速イオンは回収電極を通過し、大部分はドリフト管への熱入力となる。

TFTR の設計に際して行なわれた各種イオンの比率は 125 KV, 6.0 MW の中性粒子ビームに対して Table 9.1 に示す通りである²⁾。

Table 9.1 より $D^-(\text{full})$, $D^-(1/2)$, $D^-(1/3)$ の中性粒子ビームに対するパワー比は次の値となる。

$D^-(\text{full})$	$D^-(1/2)$	$D^-(1/3)$
3.5×10^{-3}	2.5×10^{-3}	2.5×10^{-3}

Table 9.1 ビームイオン組成

Ion	Energy (KeV)	I (A)	Power (KW)
D_2^+	125	0.480	60
D_2^+	83.3	0.288	24
D_3^+	125	negligible	
D^-	125	0.168	21
D^-	62.5	0.240	15
D^-	41.7	0.360	15

一方、本実験炉の場合、イオン源当りのパワーは

$$4500 \text{ (kW)} \times \frac{1}{4} \times \frac{1}{12} = 93.75 \text{ kW}$$

であるから、ドリフト管への単位面積当りの負イオンによる熱入力は

$$P_{\text{negative}} = \frac{93.75 \times 10^3 \times 8.5 \times 10^{-3}}{3.06 \times 10^4}$$

$$= 2.60 \times 10^{-2} \quad (\text{W/cm}^2)$$

となる。

中性粒子ビームの電離損失その他による全損失は最大5%とした。これによる熱流束は最大

$$P_{\text{ionize}} = \frac{93.75 \times 10^3 \times 5 \times 10^{-2}}{3.06 \times 10^4} = 0.153 \quad (\text{W/cm}^2)$$

である。従って、ドリフト管への全熱流束は

$$P_{\text{drift}} = P_{\text{negative}} + P_{\text{ionize}} = 0.179 \quad (\text{W/cm}^2)$$

となり、冷却上の問題点はない。

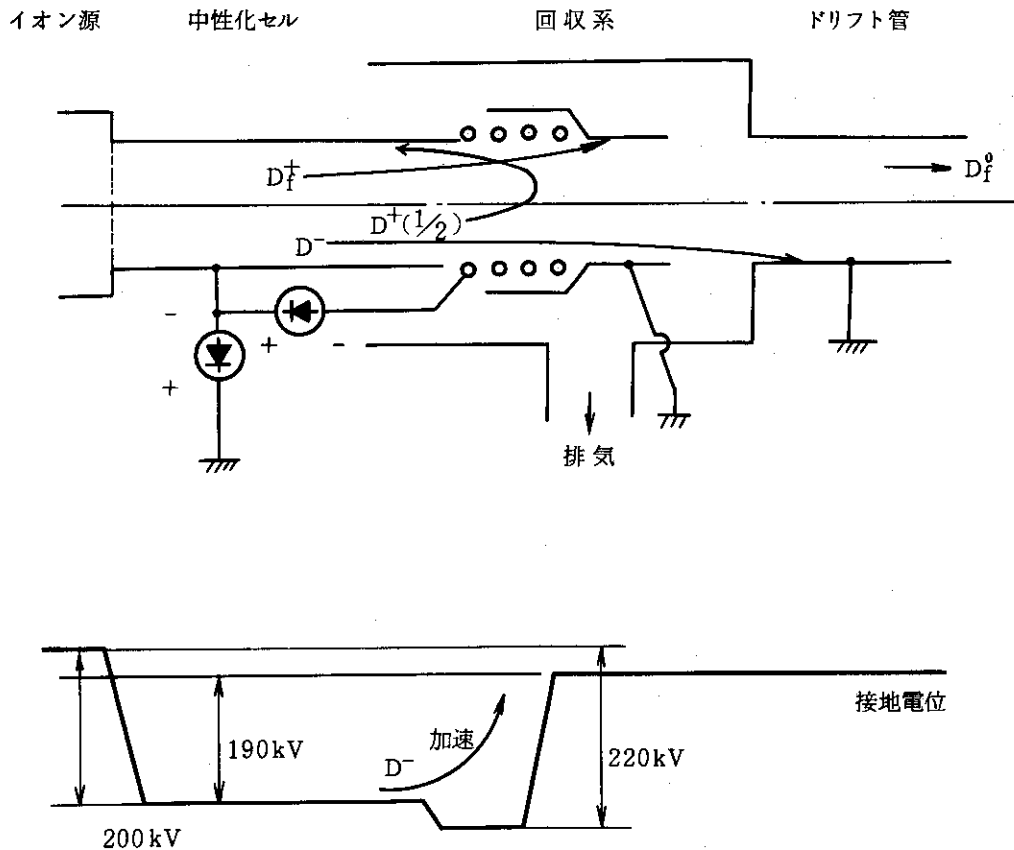


Fig. 9.5 各部への熱入力に寄与する粒子

9.4 冷却配管

Fig. 9.6 及び Fig. 9.7 にエネルギー回収系の配管の様子を示す。回収電極の冷却水流量は1ポート当り $2.78 \times 10^5 \text{ kg/h}$ である。冷却部の流束が 3.5 m/sec であるから、外部からの給水管での流速は 2 m/sec が上限であろう。N本の給水管を用いるとすると給水管の直径 d_{cp} は

$$d_{cp} = 2 \left[\frac{2.78 \times 10^5}{3600 \times 2 \times 10^3 \times \pi} \cdot \frac{1}{N} \right]^{1/2} \approx 0.222 N^{-1/2} [\text{m}]$$

となる。Nと d_{cp} との関係は次のようになる。

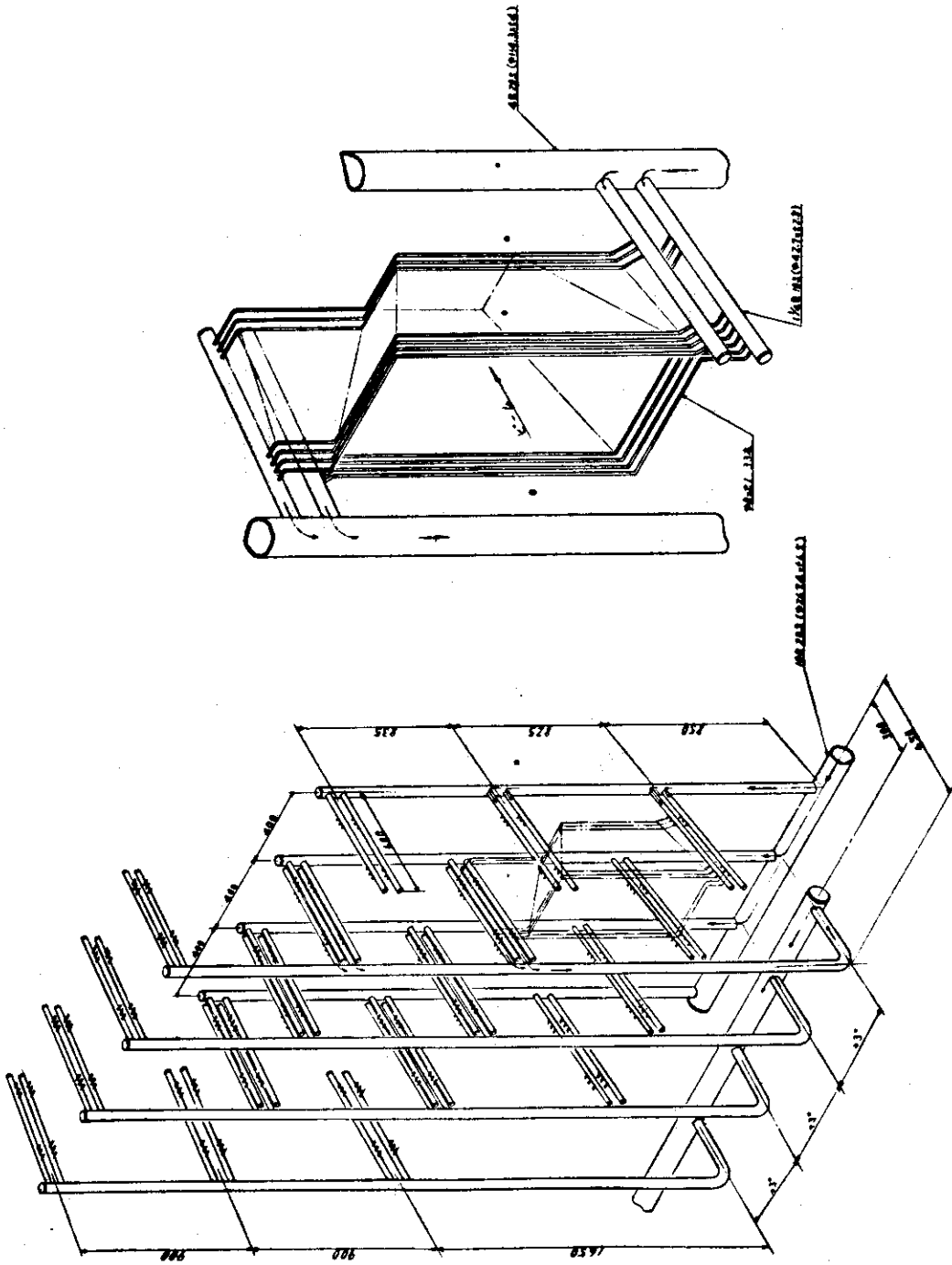


Fig. 9.6 回收電極

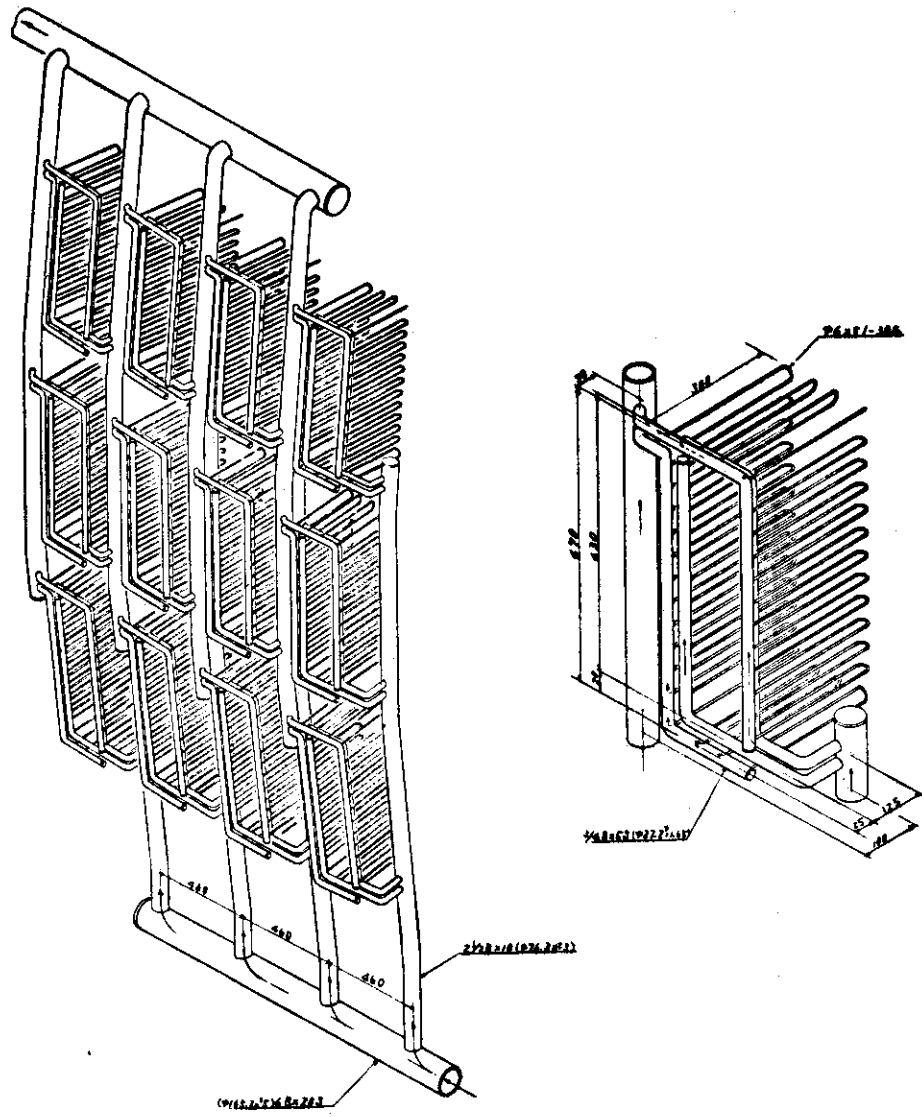


Fig. 9.7 電子抑制電極

Table 9.2 回収電極冷却水給水管直径

流速 \ N	1	2	3	4
2 m/sec	22.2	15.7	12.8	11.1
3 m/sec	18.1	12.8	10.5	9.1

単位は cm

本設計では流速 2 m/sec, N = 1 とし, 呼び径 10B スケジュール 20 (外径 267.4mm, 内厚 6.5mm) の SUS 管を使用する。

電子抑制電極への熱入力は, 正確な決定は困難であるが, 以下の諸点に依存すると考えられる。

(1) 電極へ衝突するイオンのエネルギーは $V_A + V_S = 220 \text{ keV}$ である。

(2) 衝突する確率は, $1 - (\text{透明度})$ に比例する。

具体的な値の決定ができないので, 本設計では回収電極での熱流束と等しいとした。従って, 冷却部での一本の冷却管での流量は等しい。冷却管は -210 KV の電位を有しているから, 真空容器とは少なくとも 12.3 cm の絶縁距離が必要である。

$1/2$ のエネルギーの重水素イオン (100 KV) の回収電極への全熱入力は, 回収電圧 $\delta V' = 10 \text{ KV}$ 捕捉確率を 70% としたから, D^+ (100 KV) のパワー比の推定値 $q_{1/2} \approx 0.056$ を用いると, 1 ポート当り

$$P_{1/2} = \frac{4.5 \times 10^7}{0.147} \times 0.056 \times \frac{10}{100} \times \frac{1}{4} \\ = 4.286 \times 10^5 \quad (\text{W})$$

で, 20°C の温度上昇, 給水管で 2.0 m/sec の流速とすると管径は次式となる。

$$d_{cp}(1/2) = 2 \times \left[\frac{4.286 \times 10^5}{4.186 \times 10^3 \times 20 \times 2 \times 10^3 \times \pi} \right]^{1/2} \\ = 5.71 \times 10^{-2} \quad [\text{m}]$$

従って, 余裕をとって $2 \ 1/2 \text{ B} - 10 \text{ S}$ ($\phi 76.3 - t 3.0$) の給水管を用いれば充分である。又, -100 KV の電位を有している為, 中性化セル及び磁気遮蔽, 電子抑制電極とは夫々 90 KV , 110 KV , 100 KV の電位差がある。従って, 夫々 2.3 cm , 3.4 cm , 2.8 cm 以上の絶縁距離が必要である。

イオン源の冷却水配置は各加速電極への電力供給電線も兼ねる。これは中性子遮蔽内部では有機絶縁物の電力ケーブルが使用できないからである。

遮蔽壁を通して絶縁ブッシングの数を減らすという面からは, 冷却水配管を遮蔽壁内部で, 各電圧ごと一括して, 1 ビームライン 12 台のイオン源を一括制御した方が良い。しかしこの方法では, 一台のイオン源がブレイクダウンした場合, 12 台のイオン源を停止する必要があり, 入射エネルギーの $1/4$ が脱落することになる。

本設計では上記のことを考慮して, 1 ポート, 12 台のイオン源を, 鉛直方向の 3 台ずつを一

括し、4分割で制御するように冷却配管を設ける。一つの加速電極は、3/8 Bスケジュール20 S、パイプ2本で配管し、3台分のヘッダーは1 1/4 Bスケジュール20 Sで配管する。

Fig. 9.8, Fig. 9.9 に各々冷却配管の正面図および平面図を示す。Fig. 9.10には冷却配管の概略立体図を示す。

イオン源相互の空間が比較的狭まいので、配管の溶接作業に困難が予想される。

参考文献

- 1) W. R. Baker et al. , Intense - Neutral - Beam Research and Development :
Proc. 5th Conf. Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion IAEA-CN-33/D 2-2
(1974)
- 2) LBL/LLL CTR Staff : TFTR Neutral Beam Injection System Conceptual
Design.

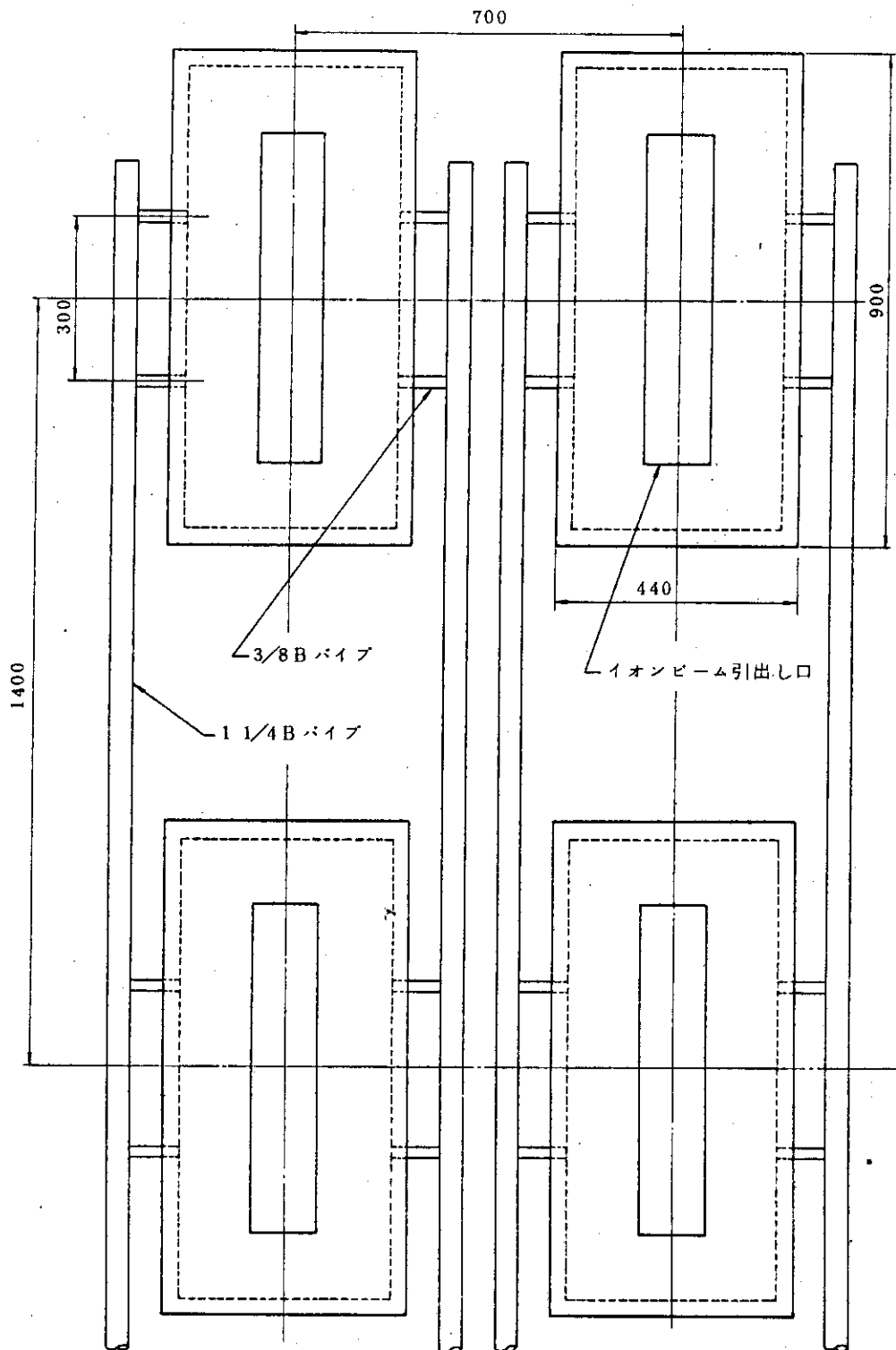


Fig. 9.8 イオン源冷却配管 (正面図 部分)

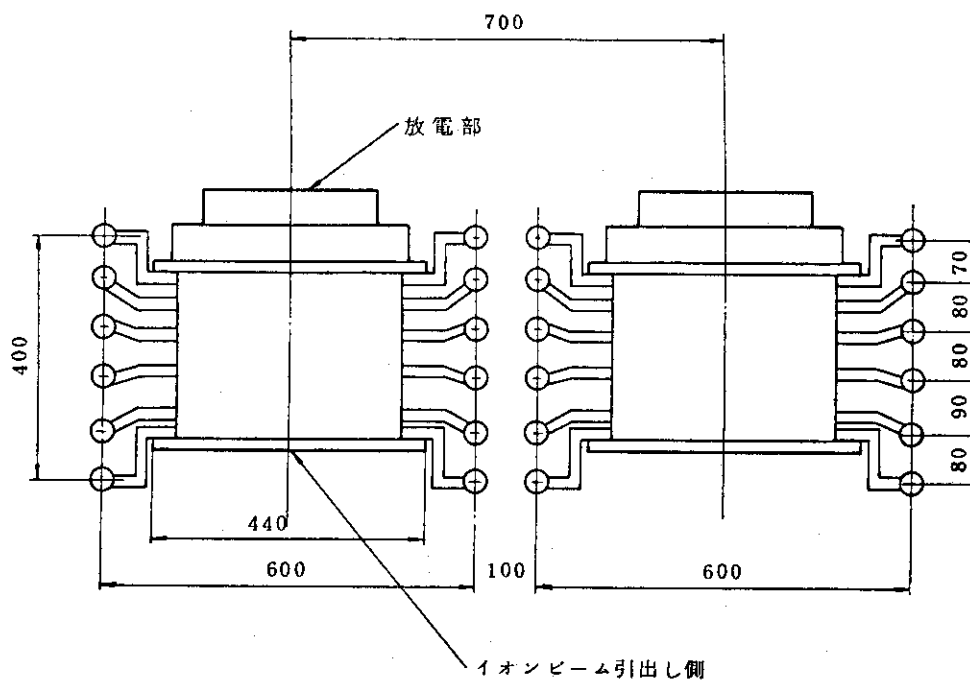


Fig. 9.9 イオン源冷却配管 (平面図 部分)

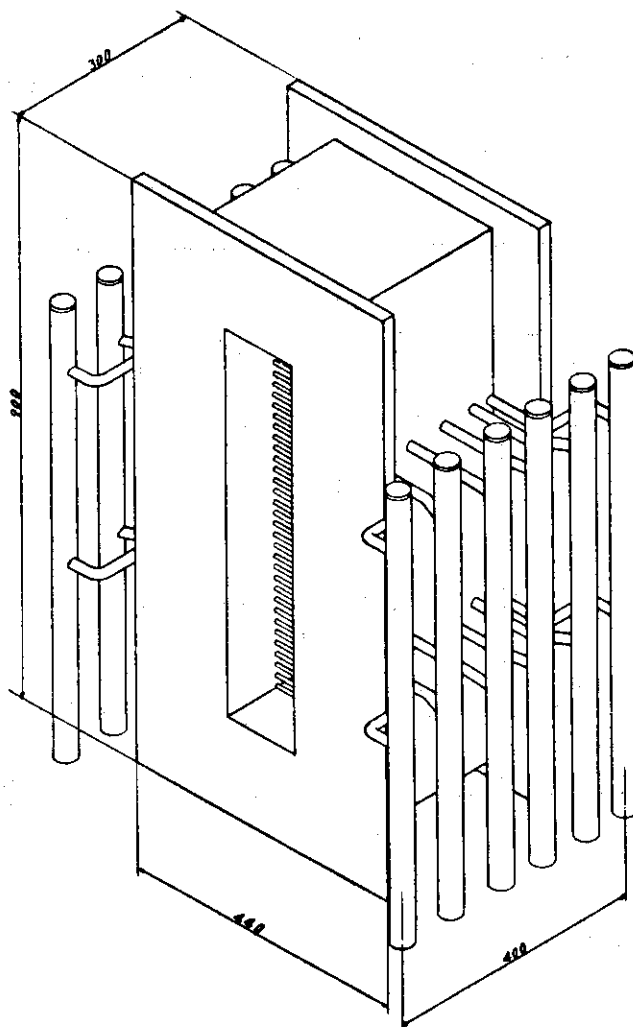


Fig. 9.10 加速電極

10. 総合効率の評価と電源容量の決定

10.1 総合効率の評価

本章では、これまで行なった設計に基づいて、総合効率の評価と各種電源の容量の決定を行なう。最初にトーラスへ入射される中性粒子ビームと、イオン源から流入した常温の重水素気体で、排気されないうでドリフト管を通してトーラス内へ流入するものとの流量比を求めてみる。これを入射粒子効率 (Injection Particle Flux Efficiency) と呼ぶ事とし η_{inj} で表わす。3.で記述されている如く、 $\Gamma_{inj} = 0.444 \text{ Torr } \ell / \text{sec}$ 、 $Q_i = 0.463 \text{ Torr } \ell / \text{sec}$ だから

$$\eta_{inj} = \frac{\Gamma_{inj}}{Q_i} = \frac{0.444}{0.463} = 0.959$$

となる。

次にイオン源から引出されたイオンビームのうち何%がトーラス中へ入射されるかを評価する。これを等価電流効率と呼ぶ事とし η で表わす。 η_g 、 η_{div} 、 η_{ion} を夫々中性化セルでの中性化効率、中性化セル及びドリフト管でのビームの発散による損失を考慮した透過効率、及びドリフト管での電極その他のビーム発散以外による損失を含んだ透過効率とすると、等価電流効率は次の様に表わせる。

$$\eta = \frac{\Gamma_{inj}}{\Gamma} = \eta_g \eta_{div} \eta_{ion}$$

ビーム発散によるものは更に中性化セルでの発散とドリフト管での発散によるもの (夫々 η_{div}' 、 η_{div}'') とに分ける事ができる。本設計で $\eta_{div}' = 0.95$ 、 $\eta_{div}'' = 0.95$ である。 $\eta_g = 0.172$ 、 $\eta_{ion} = 0.95$ とすると

$$\eta = 0.172 \times 0.95 \times 0.95 \times 0.95 = 0.147$$

となり、従って1入射口当りのイオン源の引出しパワーは、中性粒子ビームパワーが $45/4 = 11.25 \text{ MW}$ であるから

$$P_0 = 11.25 / 0.147 = 76.53 \text{ MW}$$

必要であり、200KVのエネルギーに対しては

$$I_0 = P_0 / V_A = 382.7 \text{ A}$$

のイオンビーム電流を引出さなくてはならない。

トーラス内へ入射される中性粒子ビーム流量と、イオン源からの全流量との比は、イオン源のガス効率とビーム損失の双方を考慮した、入射装置の質を評価する目安となる。これは系全体から見れば、実効的なガス効率と考えられるので、 ξ_{inj} で表示し、実効ガス効率 (Effective Gas

Efficiency) と呼ぶ事にする。実効ガス効率は次式で表わされる。

$$\xi_{inj} = \frac{\Gamma_{inj}}{Q_c + \Gamma} = \xi \cdot \eta$$

ここで、 $\xi = \Gamma / (Q_c + \Gamma)$ はイオン源のみのガス効率で、本設計に於いては $\xi = 0.407$ である。従って、

$$\xi_{inj} = 0.407 \times 0.147 = 0.0598$$

とイオン源自体のガス効率よりは著しく低くなる。即ち、この減少分は殆んど排気系への負担となってくる。全流量のうち排気されなければならないものの割合を求めてみる。これを排気負担率と呼ぶ事にする。排気負担率は

$$\begin{aligned} R_s &= \frac{Q_p}{Q_c + \Gamma} = \frac{Q_c + (1-\eta)\Gamma - Q_i}{Q_c + \Gamma} \\ &= 1 - \xi_{inj} \left(1 + \frac{1}{\eta_{inj}}\right) \\ &= 0.878 \end{aligned}$$

と非常に大きな値となり約 88% の重水素気体は入射装置内で循環するのみに使用されている事になる。即ち、Fig. 10.1 に示すように本設計の入射装置では全流量の約 6% づつが、中性粒子ビーム及び常温気体としてトラス内に流入し、残りの 88% は入射装置内で循環している。

最後に総合パワー効率を求める。入射装置でのパワーの流れは Fig. 10.2 に示す通りである。これより総合パワー効率は次式で表わす事ができる。

$$\eta_{power} = \frac{\eta}{1 - (1 - \eta_G) \eta_{div'} \eta_{BDC}}$$

$\eta_G = 0.172$, $\eta_{div'} = 0.95$, $\eta_{BDC} = 0.80$, $\eta = 0.147$ とすると

$$\eta_{power} = 0.396$$

を得る。

10.2 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、第 5 章で検討した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. 10.3 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。

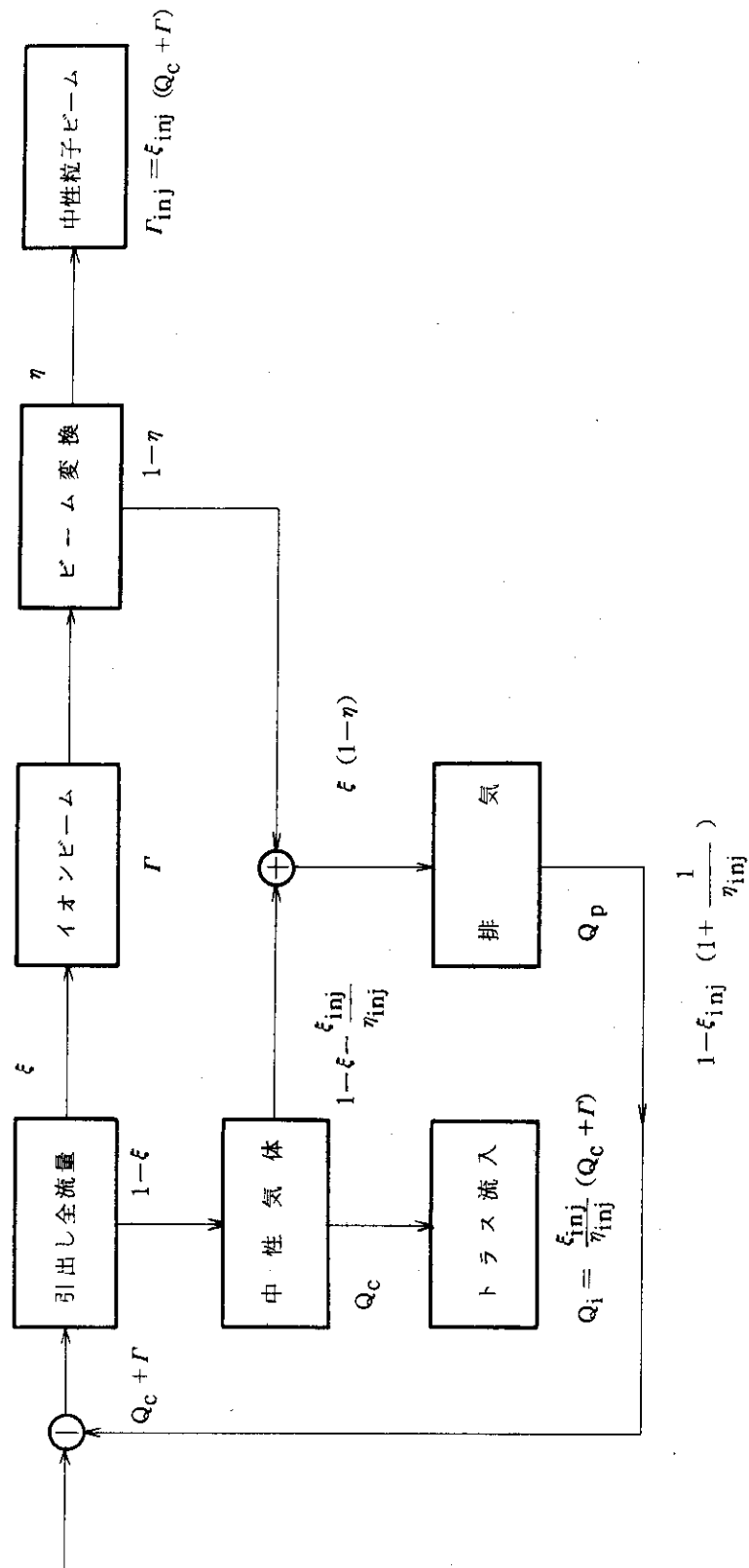


Fig. 10.1 重水素気体の流れ

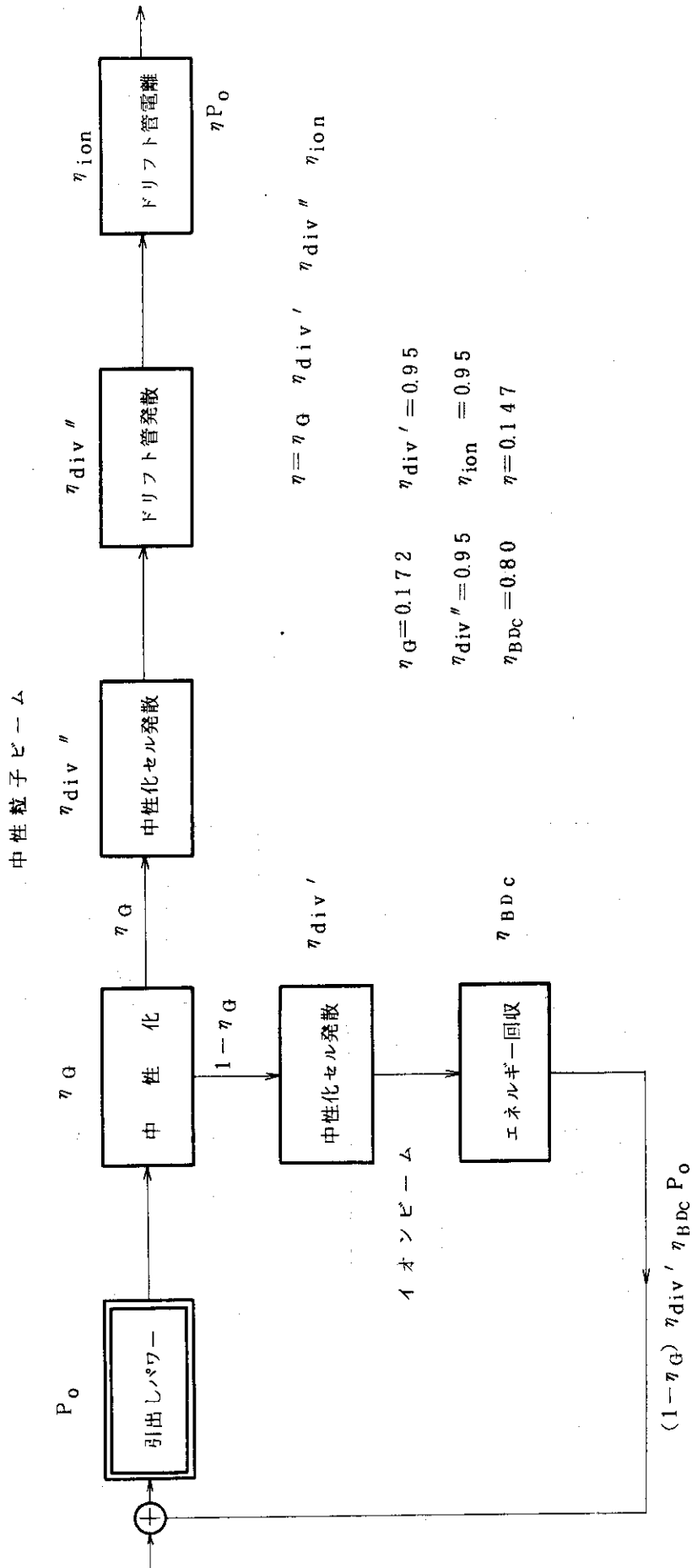


Fig. 10.2 引出しパワーの流れ

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。Fig. 10.2 を参照して純電力は

$$\begin{aligned} P_{\text{net}} &= \frac{P_{\text{inj}}}{\eta} + P_{\text{scat}} - P_{\text{rec}} \\ &= \frac{P_{\text{inj}}}{\eta} [1 - (1 - \eta_G) \eta_{\text{div}}' \eta_{\text{BDC}}] + P_{\text{scat}} \\ &= \frac{P_{\text{inj}}}{\eta_{\text{power}}} + P_{\text{scat}} \end{aligned}$$

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、第4章での概算では、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 $\eta_{\text{power}} = 0.397$ となるから、 $P_{\text{inj}} = 45 \text{ MW}$ に対して純消費電力は $P_{\text{net}} = 115.6 \text{ MW}$ 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. 10.3 を参照してイオン源側が

$$\begin{aligned} \delta V \cdot (I_i + I_{\text{scat}}) &= \frac{\delta V}{V_A} \left(\frac{P_{\text{inj}}}{\eta} + P_{\text{scat}} \right) \\ &= 15.4 \text{ MW} \end{aligned}$$

であるから、引出し電極側は $115.6 - 15.4 = 100.2 \text{ MW}$ となる。

プラズマ発生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（Fig. 4.6）では 600 eV/Ion 程度であるが、イオンビーム引出し電極が $\phi 100$ 程度の大型になると $C_i = 200 \text{ eV/Ion}$ 程度に低下する。ここでは $C_i = 200 \text{ eV/Ion}$ として放電電力を評価する。全引出し電流は

$$I_i = \frac{P_{\text{inj}}}{\eta} \frac{1}{V_A} = 1531 \text{ A} \quad (P_{\text{inj}} = 45 \text{ MW})$$

であるから、 $200 \text{ eV/Ion} \times 1531 \text{ A} = 306 \text{ KW}$ の放電電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 600 KW と見積られる。

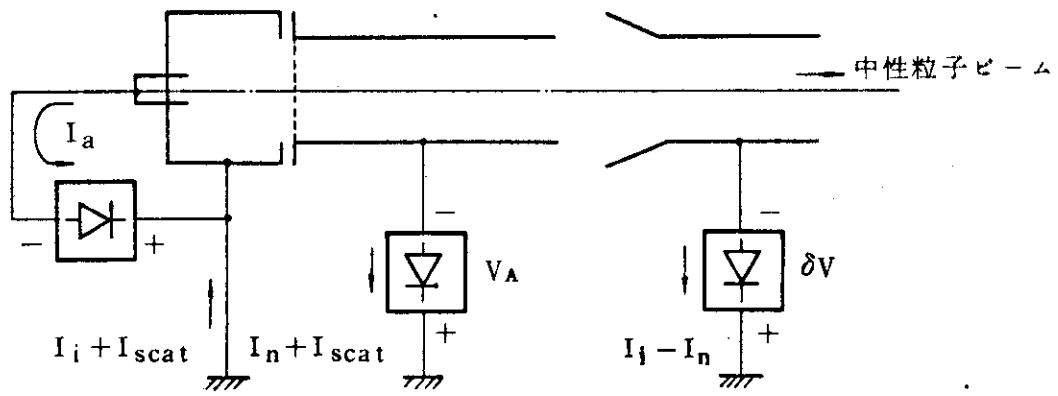
接地方式の違いに拘らず全電力が等しい事は以下の計算に従って簡単に示す事ができる。

(a) イオン源接地方式

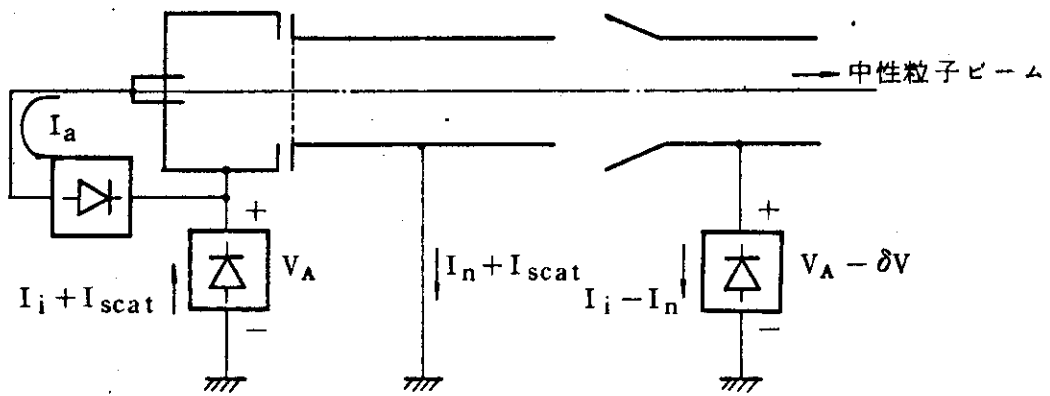
$$P_{\text{total}} = V_A (I_n + I_{\text{scat}}) + \delta V (I_i - I_n)$$

(b) 中性化セル接地方式

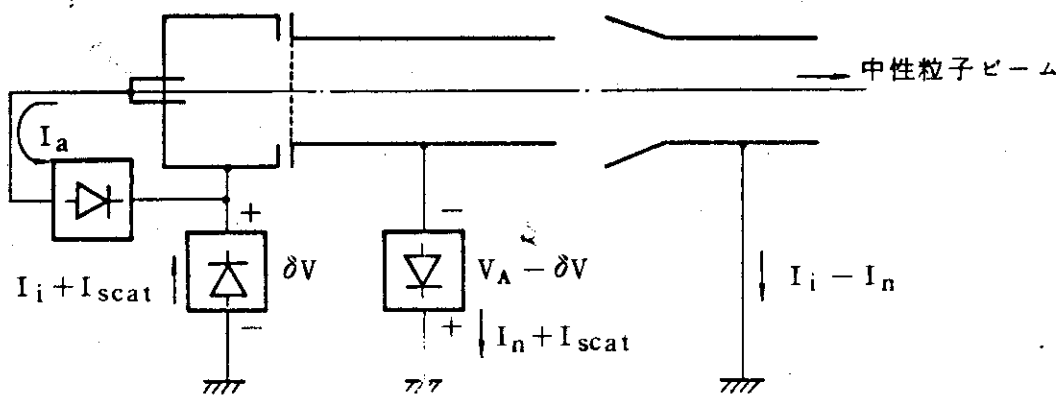
$$\begin{aligned} P_{\text{total}} &= V_A (I_i + I_{\text{scat}}) - (V_A - \delta V) (I_i - I_n) \\ &= V_A (I_n + I_{\text{scat}}) + \delta V (I_i - I_n) \end{aligned}$$



(a) イオン源接地方式



(b) 中性化セル接地方式



(c) 回系電極接地方式

Fig. 1 0.3 接地方式と電源結線の概略

(c) 回収電極接地方式

$$\begin{aligned} P_{total} &= \delta V (I_i + I_{scat}) + (V_A - \delta V) (I_n + I_{scat}) \\ &= V_A (I_n + I_{scat}) + \delta V (I_i - I_n) \end{aligned}$$

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が一番小さくなる。

11. 保守対策

核融合炉に於ては、高エネルギー（14 MeV）の中性子、荷電粒子、中性粒子が存在するため、真空容器、電極等の材料は極めて荷酷な状態に置かれている。従って、上記の材料の寿命は通常の場合に比較して著しく短くなる可能性がある。現在では、核融合炉での条件に対応した材料試験は不可能で、寿命の推定は困難であり、今後の重要な研究課題である。従って、本報告書では、各部の寿命を決めると考えられる諸要因や、発生し得る事故の種類等を定性的に検討する。

11.1 寿命を決定する要因

荷電粒子及び中性子照射の材料に与える影響については、第8章で既に詳述した。本章では、各部について如何なる要因が最も重大であるかを検討する。

(1) イオン源

イオン源では引出し電極の損傷が最も厳しい。炉からの高速中性子の通路に直面しているため中性子照射量が大きく、又材料にモリブデンを採用したので、水素透過能力が小さくブリストリングの影響も大きい。引出し電極はイオンビームのオプティックス上の要請から、かなりの機械精度が必要であり、性能上の寿命は材料の寿命よりはるかに短くなる可能性が大きい。イオン源のその他の部分では使用環境は引出し電極よりはゆるやかである。例えばイオンロケットに使用されているホローカソードでは10,000時間の寿命が達成されている。3ヶ月に一度の保守の割合で運転すると2,160時間であり、この程度の寿命は必要であろう。

(2) エネルギー回収系

エネルギー回収電極はビーム上流側に向って広がっており、電極面への直接照射する中性子束は十分に小さくなる。従って中性子照射による損傷は比較的小さいと考えられる。回収電極の機能上重水素イオン（10KV）によるスパッタリング損傷は相当大きい。しかし乍ら、回収電極はイオン源の引出し電極程の機械精度を必要としない為、数倍程度の寿命は可能であろう。

(3) 中性化セル、ドリフト管、磁気遮蔽

これ等はドリフト管のトーラス側端以外は高速中性子の照射量は小さく、又高エネルギーのイオン及び中性粒子束も小さい。中性化セルとドリフト管にはSUS、磁気遮蔽には電磁軟鉄を使用するが、寿命は(1)、(2)よりは著しく長いと考えて良い。

(4) 真空容器

真空容器への高エネルギーのイオン及び中性粒子束、中性子照射量は、中性化セル等より更に少ない。従って、イオン源等に比較して半永久的である。

11.2 事故の種類と対策

本設計の実験炉用中性粒子入射加熱装置では、4ポートで45 MWの中性粒子入射パワーを有

するもので、冷却水量もそれに比例して膨大な量となり、絶縁破壊や水漏れ事故はトーラス本体へも重大な影響を及ぼす。従って、速かに処置されなくてはならない。

(1) 絶縁破壊

最も頻繁に起こると考えられる事故で、健全イオン源へ供給されるべき電力も集中するため、長時間に渡る場合は電極の熔融により水漏れ事故を引起す可能性が大きい。従って、電極は直ちに遮断されなければならない。事故の規模を出来る限り小規模に止めるには、個々のイオン源、回収電極に独立に電力を供給すべきであるが、当然に冷却水も独立に供給する事になり現実的には不可能に近い。本設計では、比較的絶縁破壊の可能性の高いイオン源については4系統に分割し、エネルギー回収系は12個を一括して電力を供給する事とする。遮断及び電圧レギュレーション用の素子の開発は今後に残された問題である。

(2) 真空破壊

真空リークは充分に注意して装置を組立てれば比較的容易に防止する事ができ、又、バイン等の有機物による真空シールは行なわず、熔接又はロー付け構造とするため、中性子等による劣下も比較的小さい。真空リークが発生した場合、クライオパネルへの熱入力が増大して排气能力を失い、瞬時にしてパネル上に凝縮していた重水素が気化して、中性粒子入射装置の圧力を上昇させる可能性が生じる。最悪の場合には爆発混合比となり大災害に発展する恐れがある。この問題を検討してみる。

最大限にクライオパネルに重水素が凝縮した場合、その総量はクライオ面の飽和凝縮ガス量を $6 \text{ Torr } \ell / \text{cm}^2$ とすると、クライオ面積は 43 m^2 だから

$$\frac{1}{2} \times 6 \times 43 \times 10^5 = 1.29 \times 10^6 \text{ Torr } \ell$$

である。上式で $1/2$ は6系列の中で1系列を順次再生する方法を採用しているために、クライオ面への重水素の凝縮量に違いがある事による。一方、入射装置の全容積は約 $4 \times 10^4 \ell$ であるから、瞬時に全凝縮量が気化した場合、容器内の圧力は、

$$\frac{1.29 \times 10^6}{4 \times 10^4} = 32.25 \text{ Torr}$$

となる。この圧力による爆発の可能性の検討は、今後に残された問題である。

(3) 水漏れ

水漏れ事故は最も悪質な事故であり、迅速な処置は不可能である。しかし乍ら、水漏れ事故のみが独立して発生する確率は低く、殆んどの場合は絶縁破壊が大規模で長時間に渡り、その結果、冷却配管が破損する状態の時に発生すると考えられる。従って、(1)の絶縁破壊を速やかに検知し、電源を遮断する事が防止に直結する。

1.2. ま と め

本報告書の最後に、本設計で得られた結果の概略を記述し、各部に於ける設計上の問題点と今後の開発項目を挙げる。

炉設計研究室で行われた、核融合実験炉の炉心プラズマからの基本仕様に基き、各部の圧力、寸法、排気速度等をパラメータとして変化させて、最適化を目指した設計を行った。ここで、入射パワーには12MW(約36%)の余裕を持たせて45MWとし、種々の運転モードに広範に対応できる様にした。

ビームラインの全長を第1次予備設計中間報告書(JAERI-M 6670)と等しい値(7.5m)とすると、イオン源のガス効率を高い値(約40%)に保持するには、比較的低いイオン源動作圧力、即ち 4.51×10^{-3} Torrでソースプラズマの放電を維持しなければならず、この要請に応える為にホローカソード型イオン源を提案した。イオン源、中性化セル及び入射ダクトは、排気系の負担を小さくしかつトーラス内へのガス流量を低く抑える為に、イオン源の単機容量及びダクト配置等も考慮して、一ビームライン当り12個に分割した。

イオン源の引出し電流密度は直流運転である事を考慮し、現在の代表的イオン源(Duo-PI Gatron, Berkeley型、但し双方共にパルス運転)の値の $1/5 \sim 1/2$ に相当する 0.1 A/cm^2 に設定した。この結果、イオン源の動作圧力が低い事と相俟って、引電し電極への熱負荷は約 40 w/cm^2 と容易に冷却可能な値に抑える事ができた。

中性化されないで残るイオンビーム(約85%)のエネルギーは、in-line direct converterによって200KVから10KVにまで減速して静電的に回収する。回収効率は低く見積っても80%以上が期待でき、トーラスへの入射パワー効率は0.397と高い値が得られる。45MWの中性粒子ビーム入射に必要な純電力は約115MWである。

1ポート当りの排気速度は6ポート入射から4ポート入射とポート数を減少したにも拘らず、 $1.03 \times 10^8 \text{ l/sec}$ と比較的低い値とする事ができた。これはイオン源の引出し電流密度を 0.1 A/cm^2 と大きい値を設定できた事によるもので、電極の熱負荷等の面から更に大きい引出し電流密度が可能となればより小さい排気速度で良く、設計上の利点は大きい。又、1ポートは6系列のクライオポンプ室に分割し、5系列を同時に運転し、1系列を順次再生する方式を採用したので、効率よく直流運転を行う事ができる。更に本設計に於ては未だ採用されていないが、クライオソープションポンプを用いた、水素の同位体(D_2 , DT , T_2)の分離方法についても詳述し、効率よい分離が可能である事を示した。

本報告書で行われた実験炉用中性粒子入射加熱装置の設計過程に於て、いくつかの問題点が抽出された。以下に項目毎に要約する。

・全体設計の問題点

1. ビームラインの全長を第1次予備設計中間報告書(JAERI-M 6670)での値と等しく7.5mと固定してパラメータ考察を行ったが、この値を変化すると若干異った結果が得られる可能性がある。

2. 重水素の各種素過程の断面積データが少く、又バラツキも大きい為、中性化効率、電離損失、中性気体の電離の程度に違いが出て来る。従って、構造の寸法、各部の圧力、排気速度等の最適化を改めて行わなければならない可能性がある。

○イオン源設計の問題点

1. ビームを中性化セル、ドリフト管等のビームラインの中心と合致させる。調整機能およびビーム検出機能が必要である。
2. イオン引出し電極系の配置を決定するためにはビームの軌道計算が必要である。
3. イオン引出し電極系の材質を Mo で設計しているが、プリスタリングの点では必ずしも良い材質とは言えない。プリスタリングに強い Ta, Nb は水素の透過が大きく問題かも知れない。
4. 遮蔽を通してイオン源に電源を供給する冷却水配管の絶縁ブッシングの空間的裕度の検討が必要である。

○エネルギー回収系設計の問題点

1. 回収電極の電極長、熱負荷等の値は概略計算によるものであり、詳細は数値解析によるイオンビームの軌道計算が必要で、今後の検討項目とした。
2. 回収電極、電子抑制電極の形状が複雑なため、真空コンダクタンスは概略計算による推定値である。従って、最悪の場合は必要なコンダクタンスが確保されない場合が起こる可能性がある。

○真空排気系設計の問題点

1. 排気、再生モードの順次切換え繰返し運転の最適化が必要である。
2. 入射時間中での各部の圧力を設定値に制御する方法の検討が必要である。

○構造設計の問題点

1. 回収電極、電子抑制電極等の支持方法、位置調整方法等の検討が不完全である。
2. 各部の材料の選択が不十分である。
3. イオン源の引出し電極の如く、悪い真空度 ($10^{-3} \sim 10^{-4}$ Torr) での絶縁能力、及び高エネルギーイオン (10~200 KeV)、高速中性子が存在する場合の絶縁能力、方法の検討は充分とは言えない。
4. 組立方法、保守部品の交換方法については更に詳細な検討が必要である。

中性粒子入射加熱装置開発項目

1. 大出力システムの開発

本設計に於ては入射加熱パワーは 30 MW と JT-60 に比べても更に大出力となっており、イオン源の数を多くする方法も当然考えられるが、信頼性との関連、排気系の容量との関連、今後の大出力イオン源の開発により適切なユニットサイズ選択が必要である。

2. 高エネルギー中性ビームの開発

ビームのエネルギー 200 KV は従来主として実験の行われて来た 30~40 KV に比べ 5 倍、JT-60 用の 75 KV と比べても約 3 倍のエネルギーを持つ。そのためイオンビーム生成には多段加速方式を使用する必要があるが、多段加速については JT-60, TFTR 用等ではようやく実験が開始されたばかりである。ビーム収束性、放電破壊、さらに電極への熱負荷等

を考慮して最適な段数、電圧配分を決定するためには、イオン源についての実験的、理論的検討が更に進められることが必要であろう。またこれと同時に加速電極間でしばしば観測される放電破壊現象の解明とこれの克服も重要な課題と考えられる。

3. イオン源の長寿命化

中性粒子入射加熱装置に於いて現在もっとも問題となっているのはイオン源の寿命が短いことであり、1秒以下のパルス運転でも高々数千ショットの運転きりできない。その寿命を決定しているものはフィラメントである。フィラメントの寿命を決定する要因は放電により加速されてフィラメントに当たるイオン衝撃によるものといわれる。フィラメントの形状、配置による改良の方法も考えられるが、もっと抜本的な改良が必要と思われ、今回の設計に於いてはフィラメントレスのイオン源とした。フィラメントの問題が解決すると次に問題となりそうなのは、電極のイオン衝撃による損傷特にプリスタリングと考えられる。電極に衝突するイオンとしてはビームの発散によるものもあるが、そのほかに電極間のガスが電離され散乱イオン・二次電子となって電極間で加速されて衝突するものである。前者に対しては電極の断面形状により、後者に対しては電極を多段化することによりある程度解決の可能性がある。

イオン源の長寿命化と同時に故障時に速かに交換可能な構造の開発が不可欠と考えられる。

4. 入射加熱効率の向上

入射ビームのエネルギーが上昇すると、中性化の断面積の減少のため中性化効率の減少は免れられない。中性化効率の向上には分子イオン、負イオンの利用が考えられる。分子イオンについて現在のイオン源でも放電条件の選定によりある程度の生成は可能であるが、負イオンについては新しい形状のイオン源の開発が必要となる。中性化効率は負イオンの方が高く負イオン源の開発が望ましい、今回のビームエネルギー200KVは正イオンと直接変換の組合せとすべきか負イオンにすべきかの境界附近にある。良い負イオン源の開発見通しがあれば負イオン源の開発を行うべきであろう。

他の効率改善の方法は既に述べた直接変換による残留イオンビームのエネルギー回収である。本設計に使用したインライン直接変換方式は形状も単純であり、リバモア研究所に於いてこれまで小出力(2KW, 15KV H^+)ではあるが70%の効率で回収に成功しており、近く800KW, 120KVD⁺のものも実験が計画されている。ビームエネルギー、パワーが増大した場合には、電極、出力のとり出しの際の真空中での絶縁破壊、ビーム光学的にどの様に発熱の集中化を防ぐかといった問題が開発の中心となるものと思われる。

5. 大容量排気系の開発

プラズマ容器内への大量の中性ガスの流入を防ぐこと、および中性化したビームがプラズマへ達する以前に再電離されてしまうのを防ぐためには、直接変換室へガスセルより流出して来た中性ガス、及び直接変換でエネルギー回収されたビームを排気するための大容量排気ポンプが必要となる。本設計では必要な排気速度は1ポート当り約 10^6 l/s である。この程度の排気速度のものはクライオコンデンセーションポンプでは特に問題となる事はない。問題はむしろ排気ダクトに十分なコンダクタンスを持たせるための構造と、内部に置かれる直接変換装置との配置、クライオパネルの冷却方法といった構造設計的な問題である。

またクライオポンプの容量を軽減する方法としては(4)で述べた中性化効率を上昇し、中性化セルのガス圧を低くしてガスの流出量を減少する方法が考えられる。

付録 1 第 1 次予備設計(JAERI-M 6670) に於ける中性粒子入射加熱装置の設計検討

核融合実験炉第 1 次予備設計(中間報告書)(JAERI-M 6670)で行なわれた中性粒子入射加熱装置の設計は、加熱パワー、入射ポート数等に若干の変更はあるが、本報告書で行なわれた設計の基礎となったので、ここで詳しく検討してみる。

A. 1.1 イオン源の検討

イオン源と引出し電極構造は、現在実験的に最もビーム発散が小さい事が検証されている、所謂標準スリットとバービアンスを等しくする様に設計されている。又、一段目と二段目の電圧の配分は

$$\frac{T_i}{V_1} \ll \frac{V_1}{V_2} \ll 1$$

となる様に行なわれている。但し、 T_i はソースプラズマのイオン温度(eV)、 V_1 、 V_2 は夫々一段目と二段目の加速電圧である。この様に、各段に標準スリットの考え方を導入して、各段間を整合する考え方は安全、かつ最も確実な方法である。しかし乍らこの方法では、加速段数が多くなると、後段の加速電圧は幾何級数的に大きくなり、最終段の電圧分担はとてつもなく大きくなる可能性が大きく、加速段数を多くする事はできない。

引出し電流密度は、電圧分担の最も大きい最終段によって決定される。従って、長い絶縁距離を必要とするため、バービアンスを標準スリットに等しいとすると、引出し電流密度は極めて小さくなる可能性が大である。第 1 次予備設計では、引出し電流密度は $j \approx 0.023 \text{ A/cm}^2$ と非常に小さく、この事がエネルギー回収系での総排気速度(S_{total})を大きくし、又、入射粒子効率($\eta_{\text{inj}} = I_{\text{inj}} / Q_i$)を小さくしている。

	j	η_{inj}	S_{total}	
本設計	0.1 A/cm^2	0.96	1.01×10^6	ℓ/sec
JAERI-M 6670	0.023 A/cm^2	0.50	1.58×10^6	"

本設計では第 1 段目のみ標準スリットの考えを導入し、二段目以降は加速のみに作用し、ビームの収束には悪影響を与えないものとしてある。この点の検証は実験と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。

JAERI-M 6670 の設計では、第 1 段、第 2 段共に、電子の逆流を防ぐ負電位(次の電極に対して)の電極を設けているが、第 1 段ではこれは不要であろう。

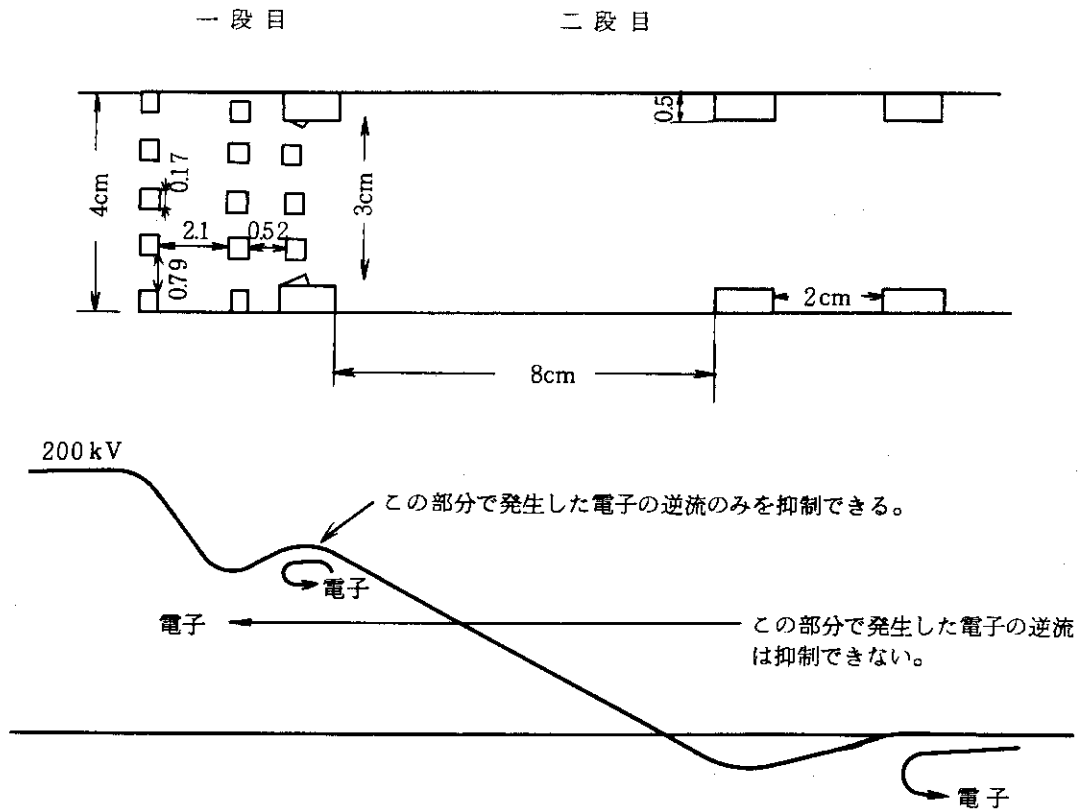


Fig. A. 1.1 引出し電極とポテンシャル分布

イオン源のガス効率を検討してみよう。1個のイオン源から引出される全電流値は9.94 A である。従って、等価流量は、

$$\Gamma = \frac{9.94}{1.602 \times 10^{-19}} \times \frac{1}{2 \times 3.296 \times 10^{19}} = 0.941 \text{ Torr } \ell / \text{sec}$$

であるから、イオン源から放出する冷たい気体の流量が13.1 Torr ℓ / sec である事を考慮して

$$= \frac{0.941}{13.1} = 0.072$$

即ち、約7.2%と極めて低い値となる。

引出し電極への熱入力、電極間空間でイオンビームの衝突電離の結果発生した電子及びイオンに拠る為、正確な値を求める事が不可能であるが、ここでは第4章で求めた式で概略計算してみる。ビームの単位断面積による熱入力は、

$$P_{sc} = 2.358 j \cdot p \cdot d \cdot V$$

である。第1次予備設計の2段目に適用すると、

$$j = 0.023 \text{ A/cm}^2, p = 4.24 \times 10^{-3} \text{ Torr}$$

$$d = 8 \text{ cm}, V = 173 \text{ KV}$$

だから、

$$P_{sc} = 3.183 \times 10^2 \text{ W/cm}^2$$

となり、1個のイオン源では総穴面積 432 cm^2 を掛けて

$$P_{sctotal} = 1.375 \times 10^5 \text{ W}$$

である。一方、電極面積は 228 cm^2 だから、熱流束は

$$q = \frac{1.375 \times 10^5}{228} = 6.03 \times 10^2 \text{ W/cm}^2$$

と極めて大きくなり、冷却不可能な値である。1個のイオン源からの引出しパワーは、2 MWであるから上記の電極への全熱入力率はビームパワーの

$$\frac{1.375 \times 10^5}{2.0 \times 10^6} = 0.069 \sim 7\%$$

である。

A. 1.2 真空排気系の検討

第1次予備設計の真空排気系に於いて、一つの特徴はイオン源引出し直後での排気系の存在である。最初にこの排気が必要であるかどうかを検討してみる。これは、引出し直後の排気を行わない場合のイオン源の動作圧力を求めて、この値が実現可能な値であらどうかを評価すれば良い。但し、引出し電極の一段目は、A. 1.1 で述べた理由で枚数が1枚減少した場合を考える。イオン源直後の圧力、及び中性化セルのコンダクタンスは

$$P_0 = \frac{2\Sigma}{l_1} - P_1 = 3.1 \times 10^{-3} \text{ Torr} \quad (l_1 = 300 \text{ cm})$$

$$C_1 = \alpha \frac{166.7}{\sqrt{M_i}} \frac{a^2 b^2}{(a+b)l_1} = 2.366 \times 10^3 \text{ l/sec}$$

である。

ここで、セルの形状係数は $\alpha = 1.13$ とした。引出し電極のコンダクタンスは1段目、2段目の総孔面積が 452 cm^2 、 432 cm^2 だから

$$C_{e1} = \frac{62.5}{2} \times \frac{452}{2} = 7.063 \times 10^3 \text{ l/sec}$$

$$C_{e2} = \frac{62.5}{2} \times \frac{432}{3} = 4.50 \times 10^3 \text{ l/sec}$$

となる。従って、イオン源内の圧力は、

$$P_s = C_1 (P_0 - P_1) \left(\frac{1}{C_{e1}} + \frac{1}{C_{e2}} \right) + P_0$$

$$= 5.682 \times 10^{-3} \text{ Torr } \ell / \text{sec}$$

となり、Berkeley型は勿論、DuoPIGatronでも放電が困難な領域である。一段目の電極枚数を3枚としても $P_s = 6.185 \times 10^{-3}$ Torr で、圧力の上昇は少ない。本設計のイオン源に使用したホローカソードを用いれば放電は可能である。

中性化セルを短かくして170 cmとすると、 $P_s = 7.0 \times 10^{-3}$ Torr となる。しかし、この時のガス流量は

$$Q_c = 2.275 \text{ } \ell / \text{sec}$$

となり、エネルギー回収系での総排気量は

$$S_{\text{total}} = 6.91 \times 10^6 \text{ } \ell / \text{sec}$$

と極端に大きくなり、実現不可能であろう。

以上の検討の結果、イオン源直後での排気は不可欠である。Fig. A.1.2, Fig. A.1.3, Fig. A.1.4に排気系統図を示す。イオン源直後での排気はターボモレキュラーポンプを用いて行なう。エネルギー回収系での排気はクライオ凝縮ポンプを用いて行なうが、図では8系列運転、1系列再生、1系列予備の設計について示してある。

A.1.3 エネルギー回収系での真空コンダクタンス

エネルギー回収系で、 $S_{\text{total}} = 1.58 \times 10^6 \text{ } \ell / \text{sec}$ に見合うコンダクタンスが確保できるかどうか正確に検討する事は、形状が複雑なので不可能である。

ここでは、本文の第5章、第7節で行なったと同様な方法、近似を用いてコンダクタンスを概略計算し評価する。但し、ドリフト管側にもう一つ、電子抑制電極が必要である。

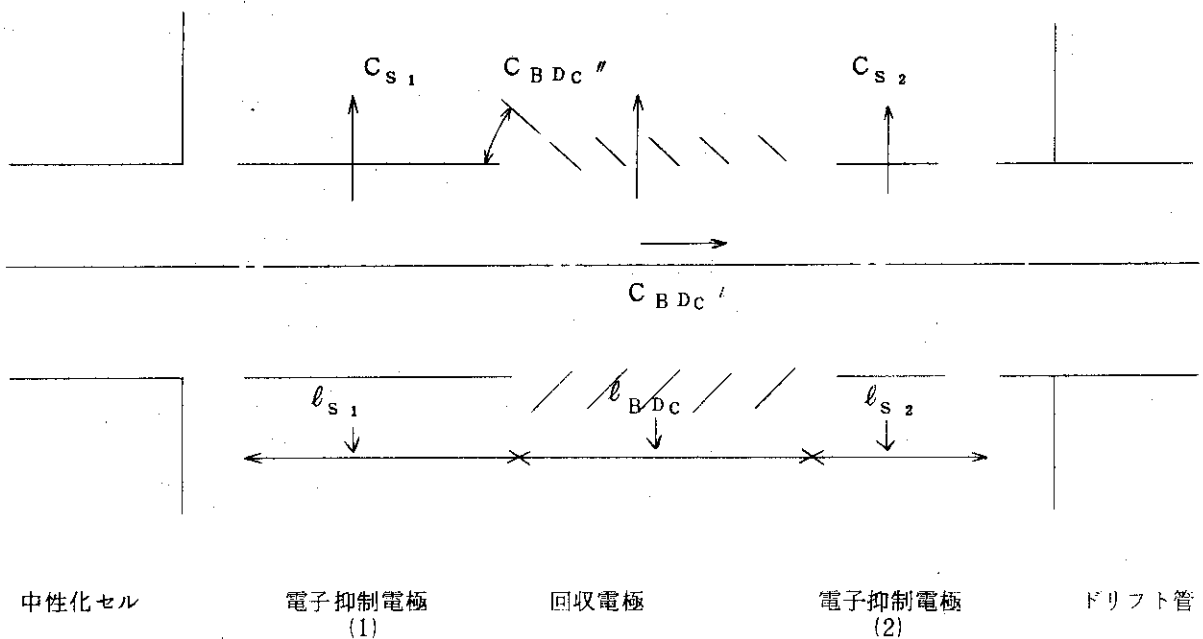


Fig. A-1.5

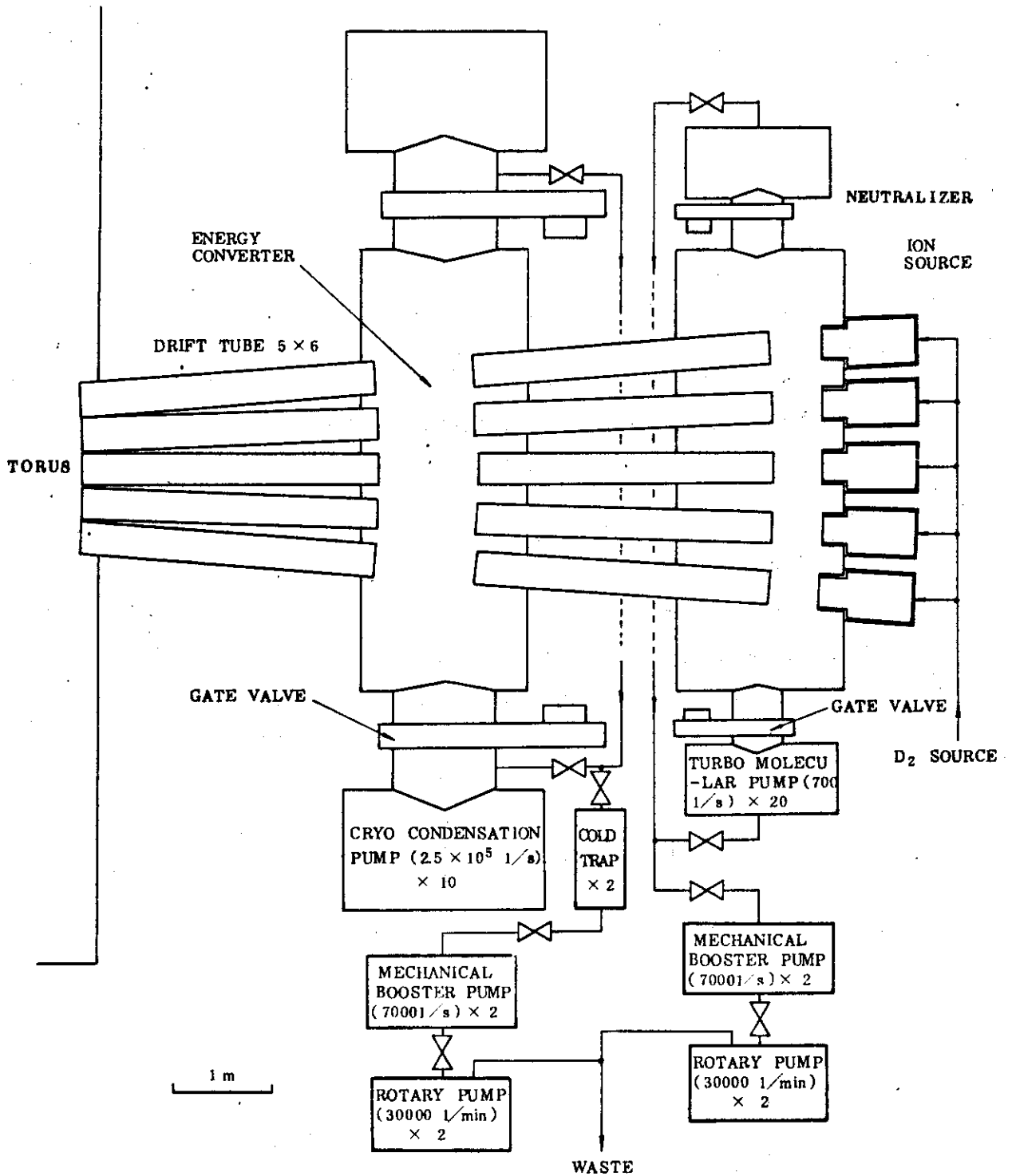


Fig. A.1.2 A vacuum system for the injection unit

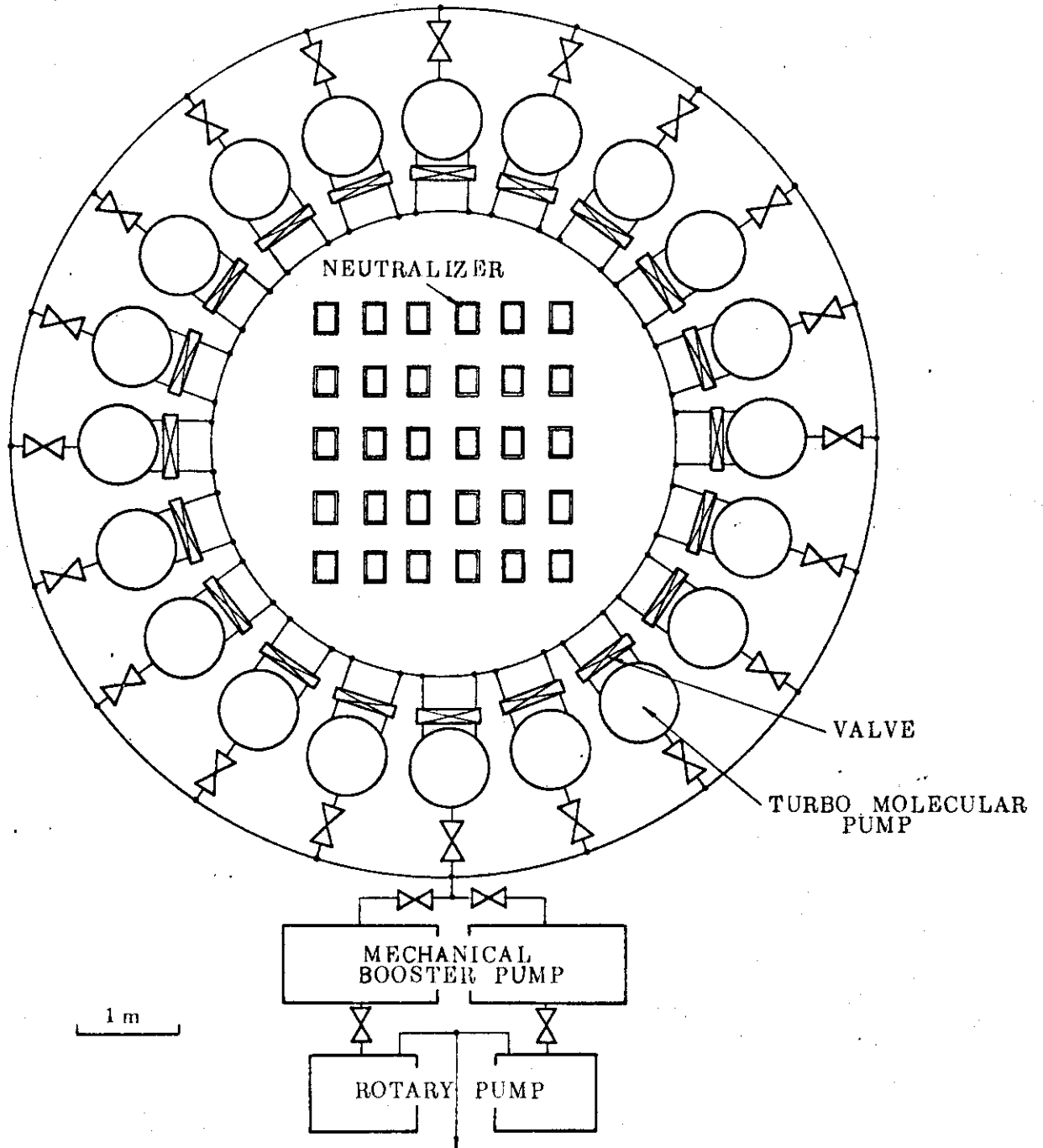


Fig. A.1.3 Vertical cross section A-A' of the injection system

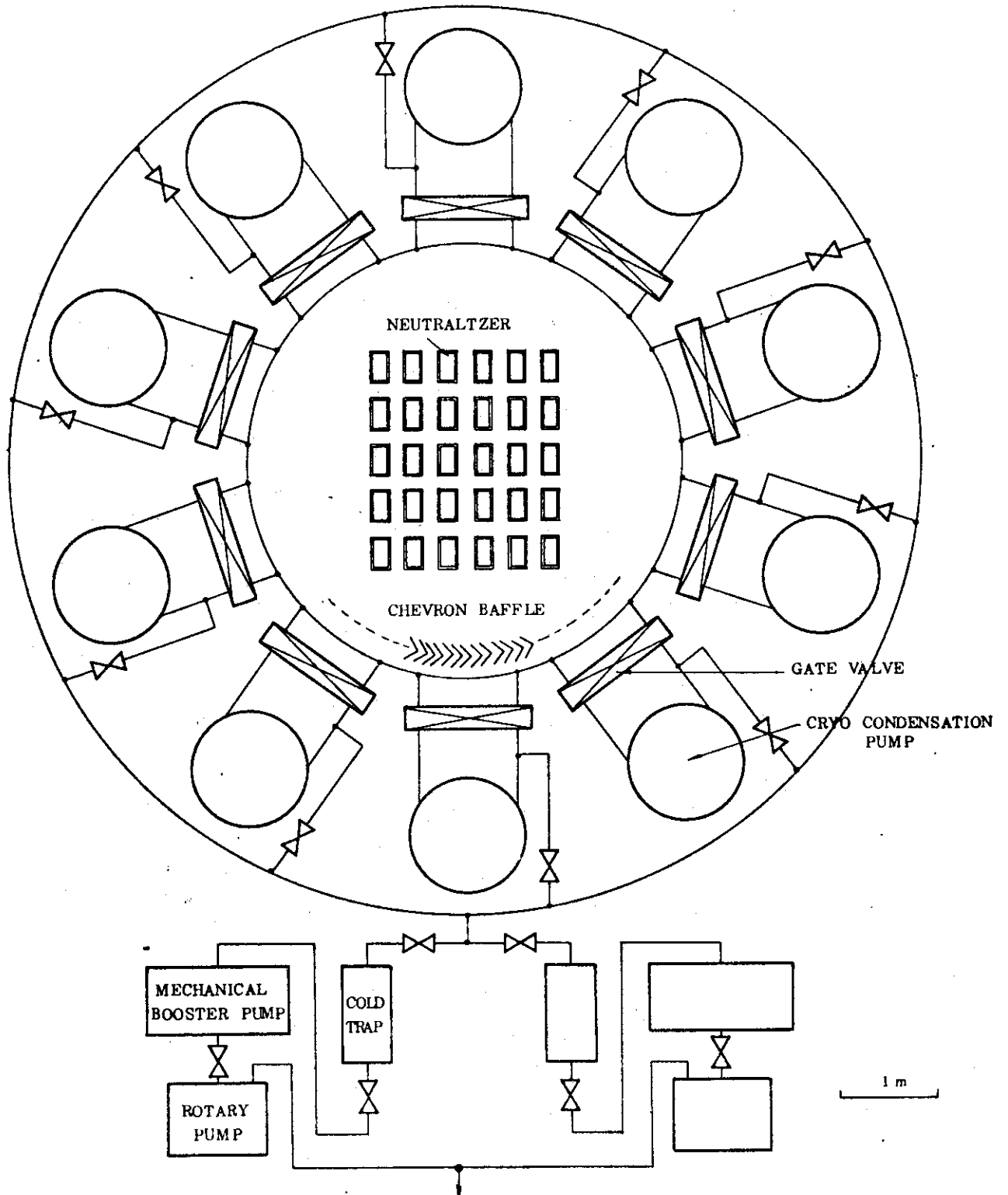


Fig. A.1.4 Vertical cross section B-B' of the injection system

$l_{s_1} = 45 \text{ cm}$, $l_{s_2} = 10 \text{ cm}$, $l_{\text{BDC}} = 40 \text{ cm}$ とする。

$$A_{s_1} = (31+20) \times l_{s_1} \times 2 \times 0.84 = 3.866 \times 10^3 \text{ cm}^2$$

$$A_{s_2} = (31+20) \times l_{s_2} \times 2 \times 0.84 = 8.568 \times 10^1 \text{ cm}^2$$

$$A_{\text{BDC}} = (31+20) \times l_{\text{BDC}} \times 2 \times 0.9 = 3.672 \times 10^3 \text{ cm}^2$$

従って,

$$C_{s_1} = \frac{62.5}{\sqrt{M_i}} A_{s_1} \sqrt{M} = 6.599 \times 10^5 \text{ l/sec}$$

$$C_{s_2} = \frac{62.5}{\sqrt{M_i}} A_{s_2} \sqrt{M} = 1.467 \times 10^5 \text{ l/sec}$$

$$C_{\text{BDC}} = K \frac{62.5}{\sqrt{M_i}} A_{\text{BDC}} \sqrt{M} = 2.703 \times 10^5 \text{ l/sec}$$

($K=0.43$, クラウジング係数)

$$C_{\text{BDC}'} = \alpha \frac{166.7}{\sqrt{M_i}} \frac{a^2 b^2}{(a+b) l_{\text{BDC}}} \times \sqrt{M} \quad (\alpha=1.13)$$

$$= 2.130 \times 10^5 \text{ l/sec}$$

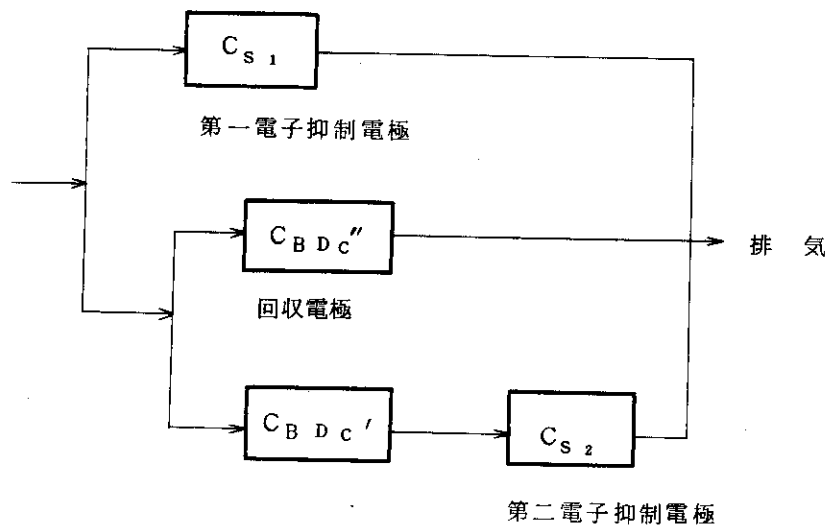


Fig. A. 1.6 回収系の真空コンダクタンス

$$C_c = C_{s_1} + C_{\text{BDC}''} + \frac{C_{\text{BDC}} \cdot C_{s_2}}{C_{\text{BDC}'} + C_{s_2}} = 1.017 \times 10^6 \text{ l/sec}$$

となる。一方、冷たい流出気体に対する必要排気速度は

$$S_c = M \frac{Q_c - Q_i}{P_i} = 1.428 \times 10^6 \text{ l/sec}$$

であり、回収系のコンダクタンスは不足する事になる。エネルギー回収系の全長を50 cm 伸ばして150 cmとして、排気のみ使用する空間を設けると、

$$C_c' = \frac{62.5}{2} \times (250+200) \times 2 \times 50 = 1.406 \times 10^6 \quad \ell/\text{sec}$$

が C_c に付加される為、必要コンダクタンスが確保される。

付録2 大電流イオン源の現状

中性子入射加熱イオン源の開発は、JT-60, TFTR等の臨界プラズマ装置用を目標に進められている。

1台のイオン源のビーム電流は30A~50Aを単位とし、大電流化にはイオン源を並列に用いる。ビームエネルギーは75 KeV~120 KeV程度である。この様な目標達成のため、一つは放電室を大きくし、かつ均一なプラズマを生成すること、他はビームの加速段数を増やし、ビームエネルギーを高めることが必要である。

代表的な機種として、放電の制御に磁場を利用した Duo PI Gatron と、強力な熱電子放出源で放電を制御している LBL 型があげられる。

Duo PI Gatron の代表として、原研の JT-60 用モデル (30A/75KV) および ORNL の 60 A/40KV の断面をそれぞれ Fig. A. 2. 1, Fig. A. 2. 2 に示す。なお、後者はプラズマの密度均一化のため放電室の周囲にカスプ磁場が附加されている。

LBL 型は放電室は 2 X II-B 用入射装置のイオン源でほぼ完成し、多段加速しビームエネルギーをあげることが、TFTR 用の開発項目のように思われる。

Fig. A. 2. 3 に 50A/20KV イオン源の断面を示す。

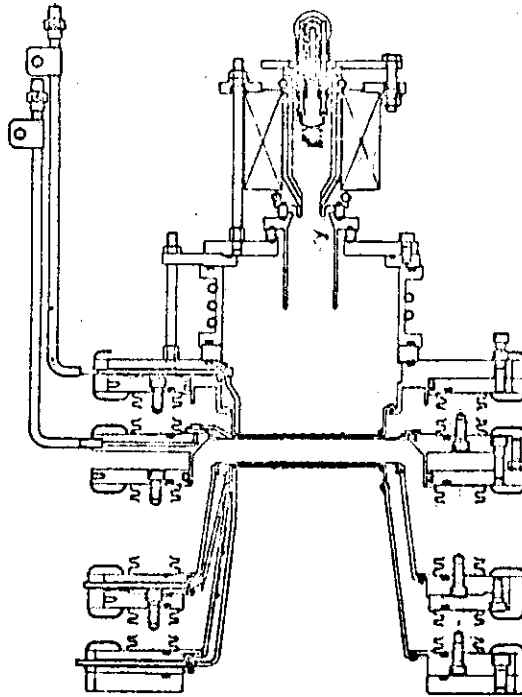


Fig. A.2.1 Two-stage ion source at JAERI

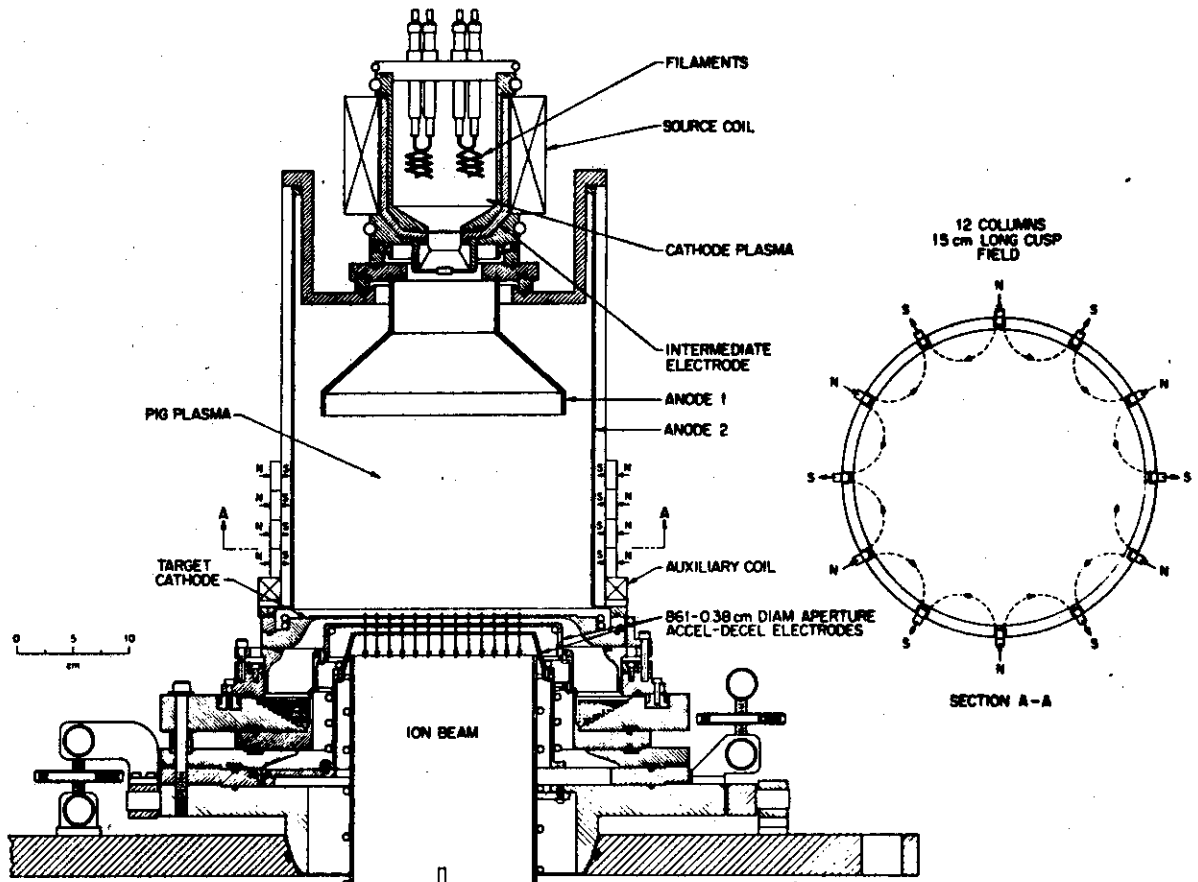


Fig. A.2.2 Modified duoPIGatron ion source

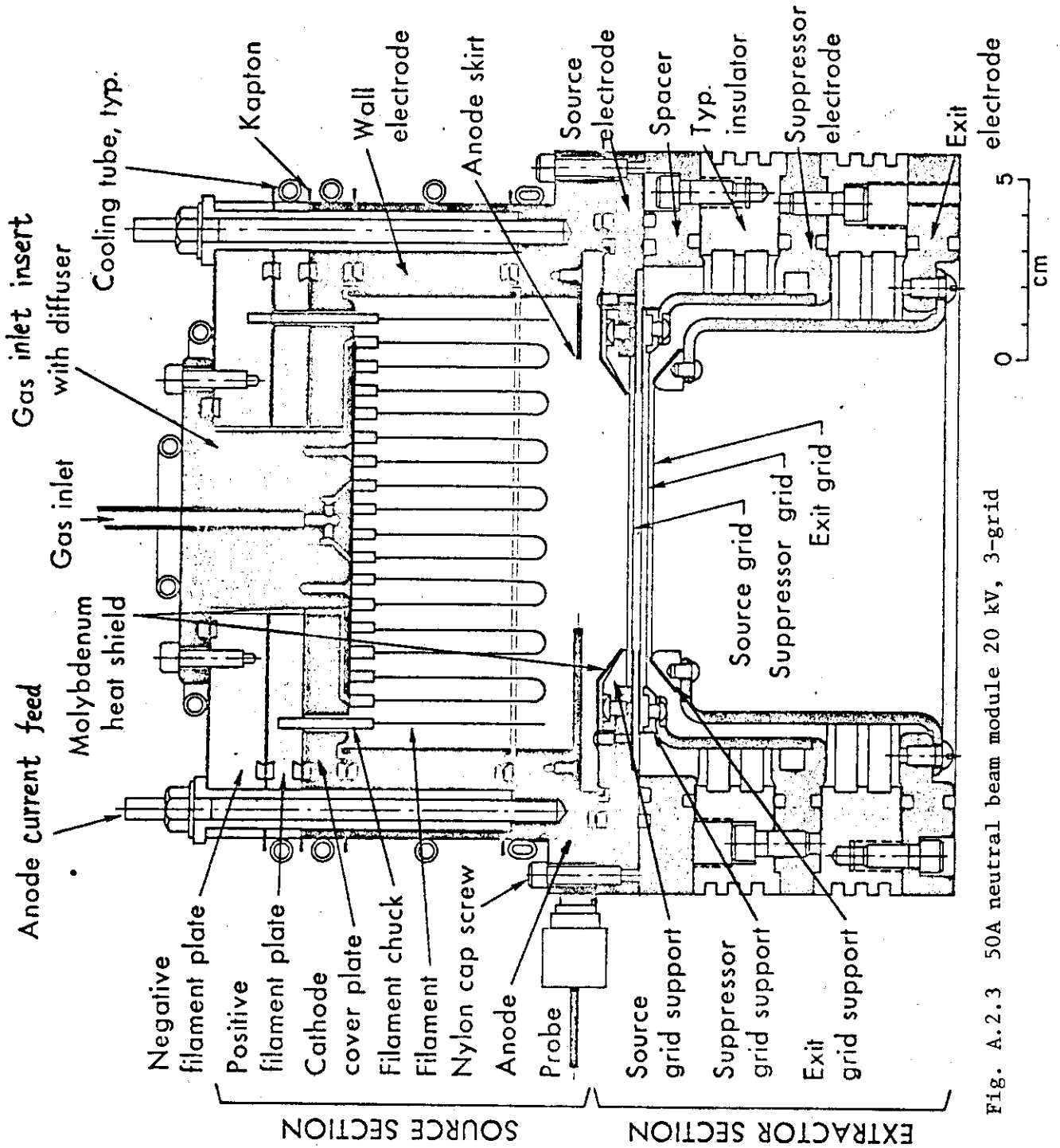


Fig. A.2.3 50A neutral beam module 20 kV, 3-grid

Table A.3.1 LLLでのエネルギー回収実験例

回収形式	ビーム源	ビームパワー ビームエネルギー	回収効率	イオン	備考
1-Stage Venetian - blind	ミラー損失	100~1500eV	40%	H ⁺	Fig. A.3.1
2-Stage Venetian - blind	ミラー損失	100~1500eV	65%	H ⁺	Fig. A.3.2
2-Stage Collector	ミラー損失	100~1500eV	86.5%	H ⁺	Fig. A.3.3
1-Stage Grids + Faraday Cup	イオン源	0.1 W/cm ² 2 KeV	94.8%	H ⁺	Fig. A.3.4
1-Stage Ribbon - Shaped. Grids + Faraday Cup	イオン源 (Calutron)	200 W/cm ² 20 KeV	> 70%	H ⁺	Fig. A.3.5
	イオン源	10 MW (Total) 10KV, 1 mA	92%	Li ⁺	

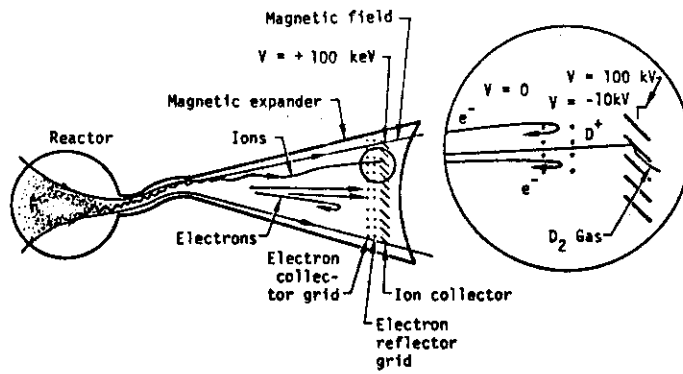
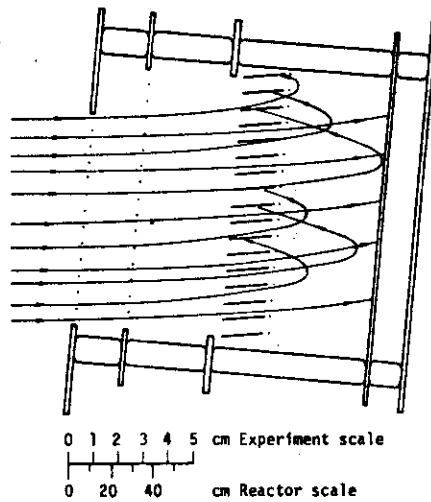


Fig. A.3.1 One-stage direct converter with a conical magnetic expander



Cross-section of two-stage, venetian-blind, direct converter with typical ion trajectories

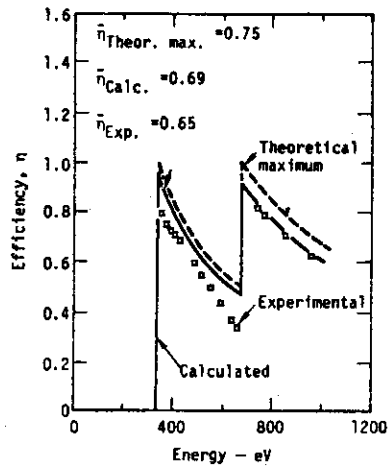
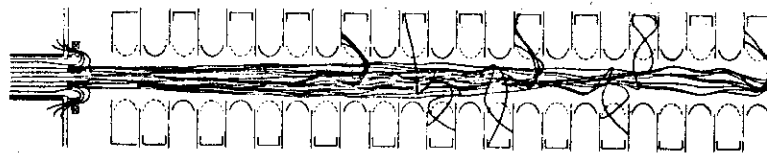


Fig. A.3.2 Calculated and measured efficiency for the two-stage venetian-blind collector



Ion trajectories inside the focusing and collecting system - 22-stages

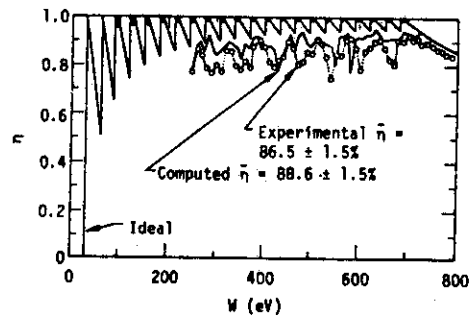


Fig. A.3.3 Calculated and measured efficiency for 22-stage collector

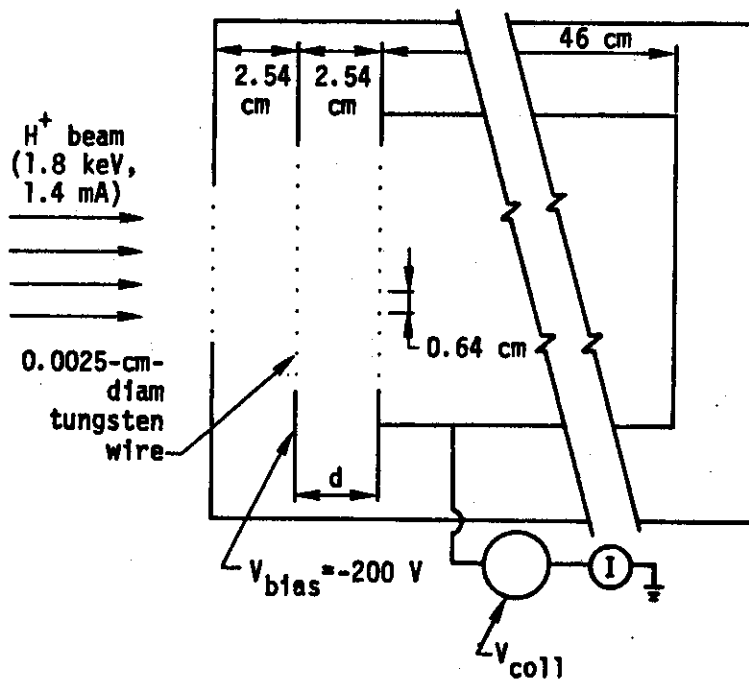


Fig. A.3.4 2-keV-beam direct converter

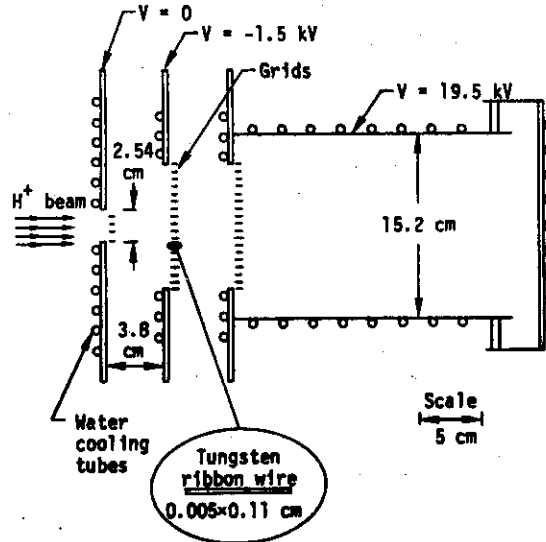


Fig. A.3.5 Beam direct convertor for the -20 keV calutron ion source

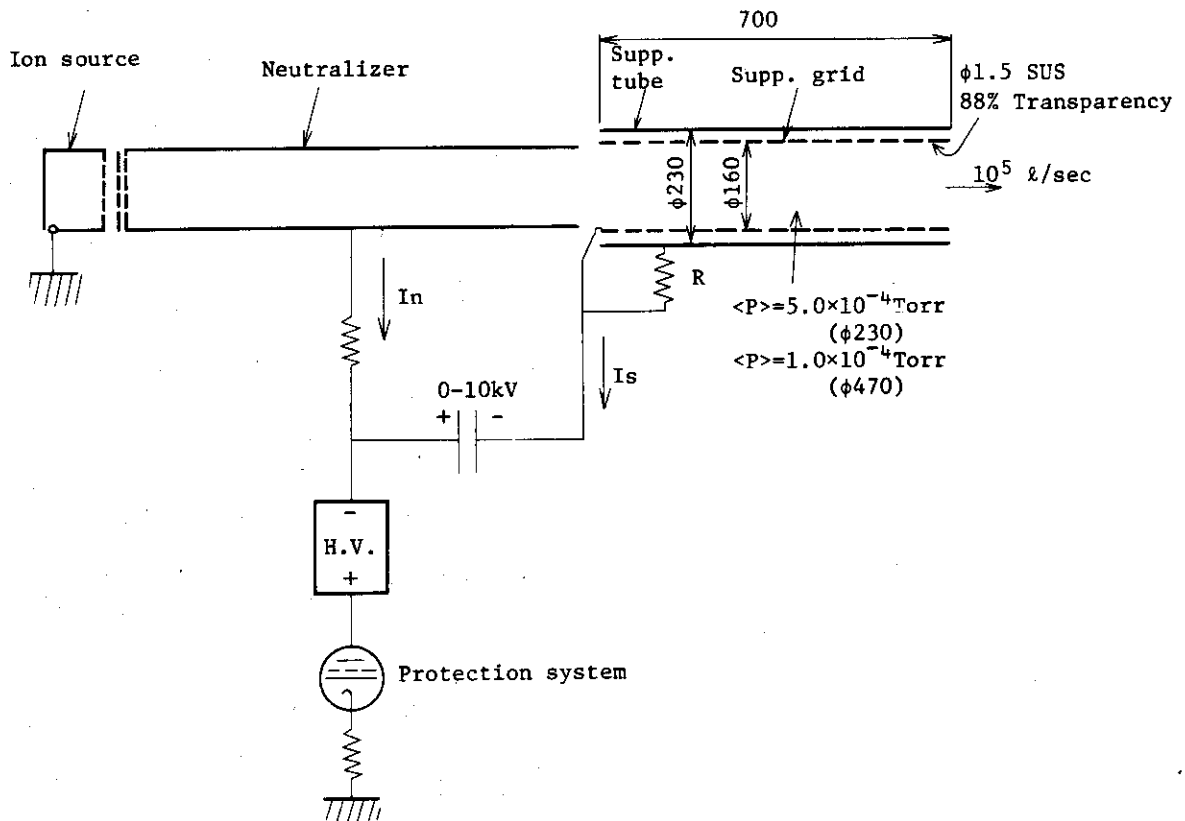


Fig. A.3.6

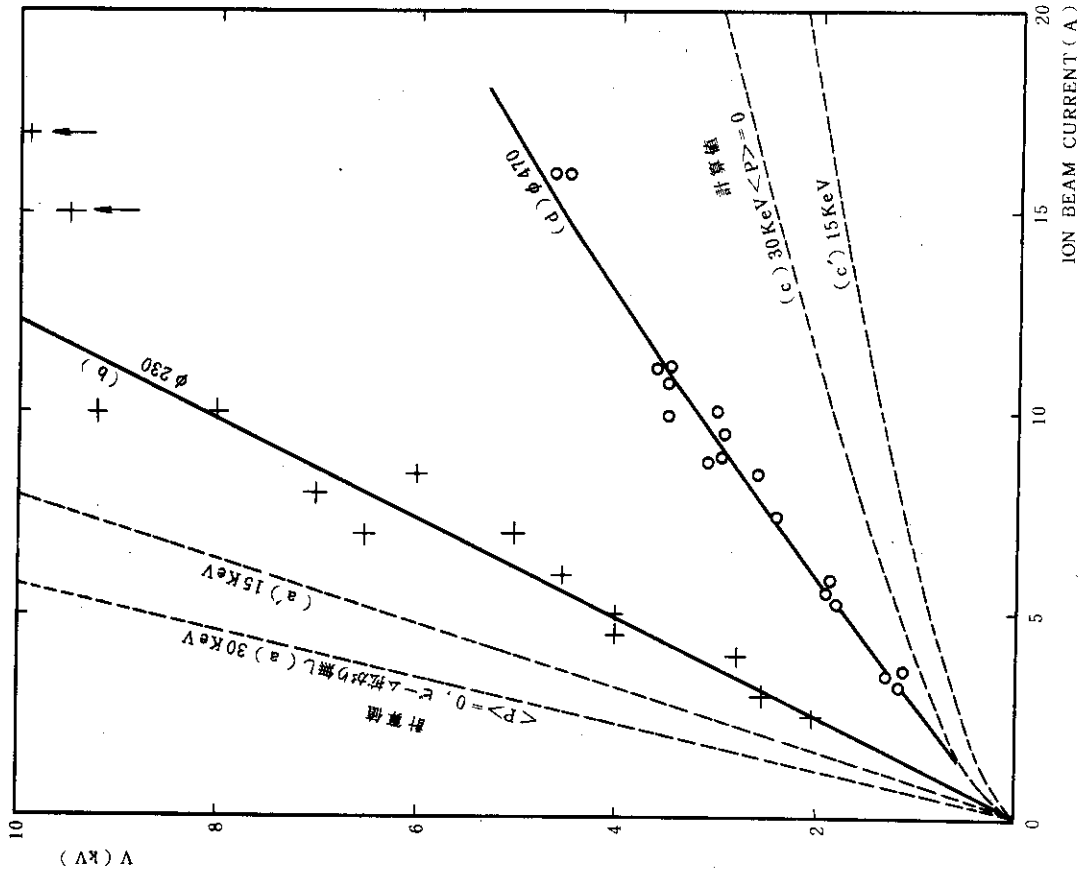


Fig. A. 3.8

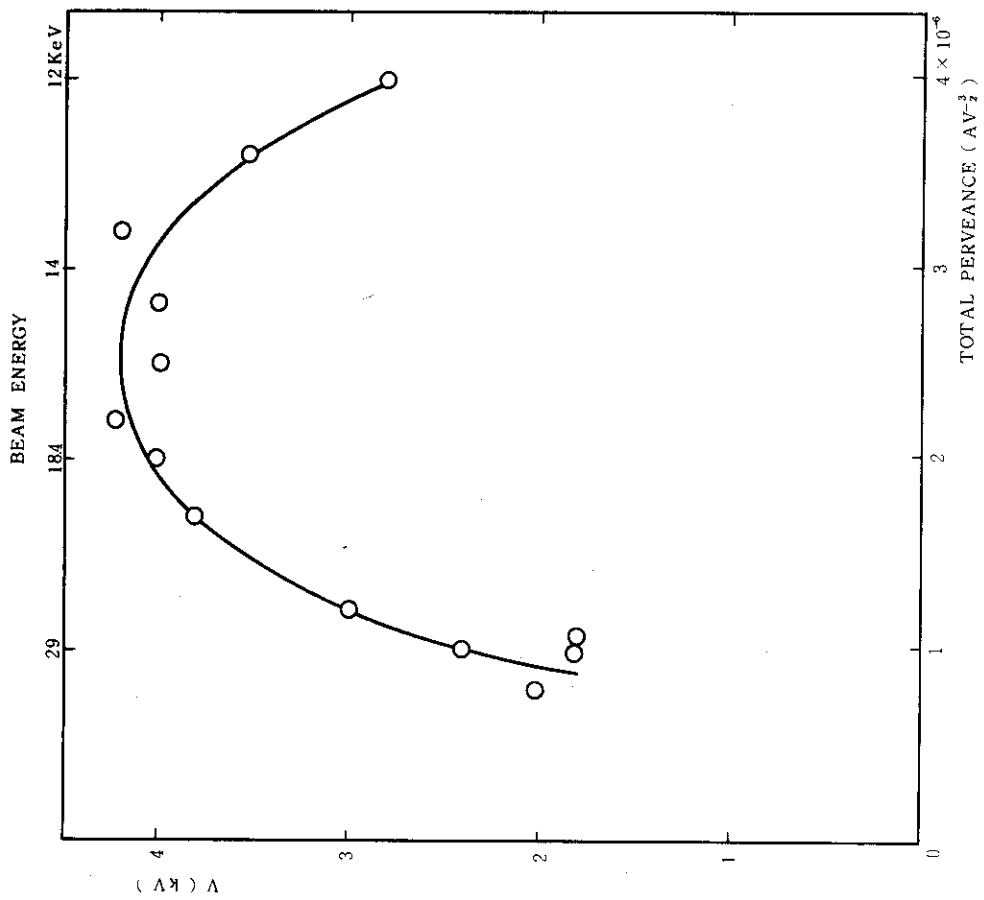


Fig. A. 3.7

付録4 中性粒子入射加熱装置の代表設計例

A. 4.1 TFTR

TFTR用インジェクターの主要なパラメータを下に示す。

Table A. 4.1

トーラス主半径	2.5 m	ガスロード/ビームライン	$\sim 120 \text{ Torr } \ell/\text{s}$
トーラス副半径	0.85 m	排気速度/ビームライン	$\sim 3 \times 10^6 \ell/\text{s}$
ビームエネルギー	120 KeV	入射粒子	重水素
ビームパワー	20 MW	引出し電流密度	$0.25 \text{ A}/\text{cm}^2$
ビーム入射時間	0.5 S	トーラスへのガス	$1 \text{ Torr } \ell$
ビームライン数	4	流入量	
1ビームライン のイオン源	3	中性化セル線密度	$2 \times 10^{-5} \text{ Torr} \cdot \text{m}$
イオン源総数	12	イオン源ガス効率	25~50%
イオン源からト ーラスへの距離	$\sim 8 \text{ m}$	イオン源動作圧力	$\sim 20 \times 10^{-3} \text{ Torr}$
1台のイオン源 のビーム電流	56 A		
全イオン電流	667 A		

Fig. A. 4.1にTFTRのInjection Systemの一例を示す。

A. 4.2 LLLの225 MW中性粒子入射装置 (Mirror Fusion-Fission 炉用)

Table A. 4.2に上記, 入射装置の主要なパラメータを示す。なお, このFusion-Fission 炉用 Injecton は重水素用と三重水素用の二種類のイオン源から構成されている。

Table A. 4.2

ガ ス	重 水 素	三 重 水 素
ビームエネルギー (KeV)	100	150
ビーム入射時間	連続	連続
フィラメント電力/イオン源1台	13.2 kW	13.2 kW
アーク電力/イオン源1台	0.1 MW	0.1 MW
加速電力/イオン源1台	2.94 MW	1.6 MW
イオン源圧力	10×10^{-8} Torr	5×10^{-8} Torr
ガス効率	30%	30%
イオン源へのガス流量/イオン源1台	1.26 Torr ℓ/s	4.5 Torr ℓ/s
引出し電流密度	0.21 A/cm ²	0.075 A/cm ²
引出し電流/イオン源1台	2.94 A	10.5 A
ビーム成分/中性化セル入口)		
X ⁺ (75%)	2.21 A	7.9 A
X ₂ ⁺ (15%)	4.4 A	1.6 A
X ₃ ⁺ (10%)	2.9 A	1.0 A
中性ビーム出力/イオン源1台		
X ⁰ (F=49%中性化効率)	10.8 A	3.9 A
X ₂ ⁰ (F=72%)	3.2 A	1.2 A
X ₃ ⁰ (F=78%)	2 A	0.8 A
イオンビーム出力/イオン源1台		
(中性化セル出口)		
X ⁺	11.3 A	4.0 A
X ₂ ⁺	1.2 A	0.4 A
X ₃ ⁺	0.6 A	0.2 A
中性化セル出口でのイオン ビーム等価流量/イオン源1台	1.5 Torr ℓ/s	0.5 Torr ℓ/s
イオン源全台数	140	140
全 X ₀	1500 A	550 A
入射中性粒子パワー		
全 エネルギー	150 MW	82.5 MW
1/2 "	44.4 MW	25.4 MW
1/3 "	31.9 MW	16.9 MW

中性化セル入口		
圧力	2×10^{-3} Torr	2×10^{-3} Torr
排気速度 140 台分	1.86×10^7 l/s	1.37×10^7 l/s
中性化セル出口		
圧力	2×10^{-4} Torr	2×10^{-4} Torr
排気速度 140 台分	3.22×10^6 l/s	1.96×10^6 l/s
エネルギー回収効率	69%	

Fig. A. 4. 2, Fig. A. 4. 3 に入射装置の概略構成を, Fig. A. 4. 4 にイオンソースの構造 (LLL の提案) を示す。

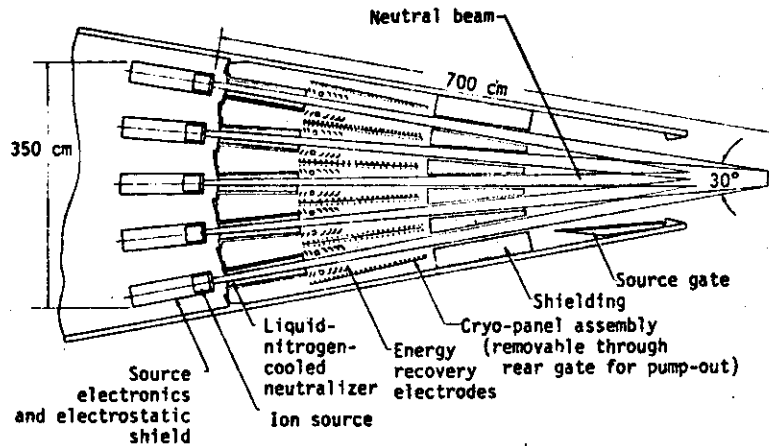


Fig. A.4.2 One of the four injector assemblies. The two Type-A injectors have 28 deuterium sources and 42 tritium sources; the two Type-B injectors have 42 deuterium sources and 28 tritium sources.

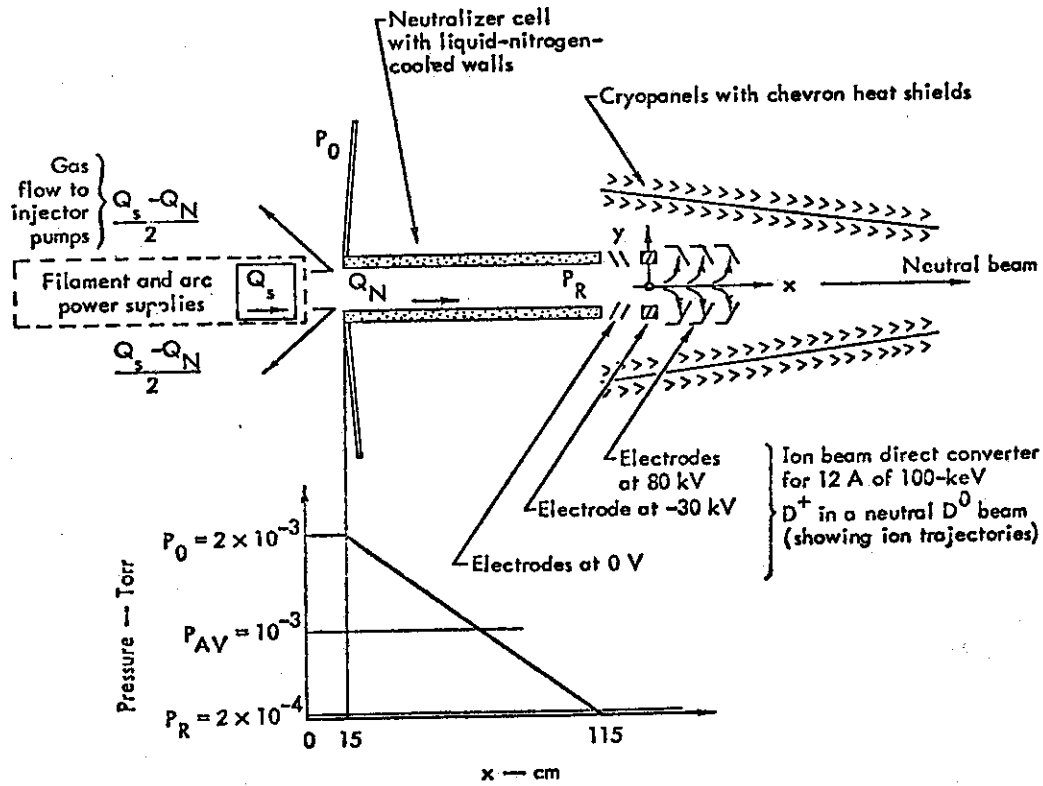


Fig. A.4.3 Beam line schematic and pressure profile through the neutralizer cell, including the beam direct-energy recovery system

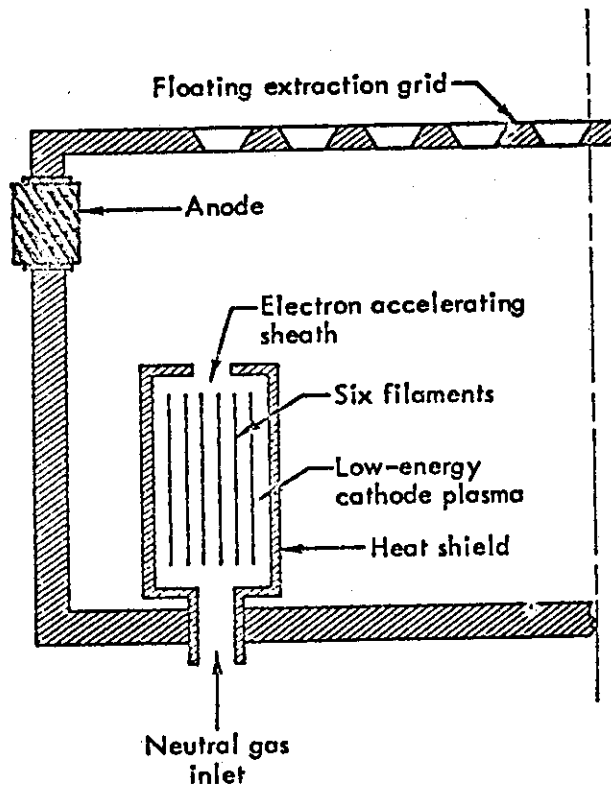


Fig. A.4.4 Ion source schematic

A. 4.3 ANL の TOKAMAK EXPERIMENTAL POWER REACTOR

ANL EPR 用 Injector System のパラメータを Table A. 4.3 表に示す。ANL の概念設計では直接引出し型の負イオン源を利用した負イオンによる評価も行なわれているが、ここでは省略する。Reference Design 1 は現在のイオン源の外挿で、Reference Design 2 は改良型イオン源を想定して設計している。

ANL の入射装置の特徴は中性化セルへ入射前にマグネットにより D_2^+ 、 D_3^+ イオンを分離しエネルギー回収をしている点である。

Table A. 4.3

	Reference Design 1	Reference Design 2
プラズマ主半径 (m)	6.25	6.25
プラズマ副半径 (m)	2.1	2.1
イオン	D^+	D^+
$D^+ \rightarrow D^0$ 変換ターゲット	D_2 ガス	D_2 ガス
中性粒子入射パワー (MW)	60	60
ビームエネルギー (KeV)	180	180
中性粒子等価電流 (A)	3333	3333
ビーム入射時間		
自己点火 (S)	3	3
温度維持 (S)	20~50	20~50
$D^+ \rightarrow D^0$ の Power 効率 (95%平衡)	0.2	0.2
中性化セル・ガスターゲット線密度 (atoms/cm ²)	4.3×10^{16}	4.3×10^{16}
イオン電流 A	2450	1880
イオン成分 D^+	0.75	0.95
D_2^+	0.18	0.03
D_3^+	0.07	0.02
中性粒子入射効率	0.95	0.95
ビームライン数 (入射孔)	12	12
イオン源台数	24	24
イオン源1台の引出し電流 (A)	102	78.3
イオン引出し電流密度 (A/cm ²)	0.300	0.350
イオン源ガス効率	0.45	0.45
ガス供給量/イオン源1台 (Torr l/s)	56.8	31.8
中性化セル入口圧力 (Torr)	3.0×10^{-5}	2.0×10^{-5}
中性化セル入口排気速度 (l/s)	3×10^6	2.0×10^6

中性化セル出口圧力 (Torr)	9.45×10^{-6}	8.35×10^{-6}
中性化セル出口排気速度 (ℓ/s)	2.0×10^6	2.0×10^6
エネルギー直接回収効率	0.85	0.85
インジェクタ総合効率 (熱エネルギー回収も含む)	0.34	0.45

Fig. A. 4.5 に ANL の入射装置の概略構成を, Fig. A. 4.6 に入射装置の全体構成を示す。

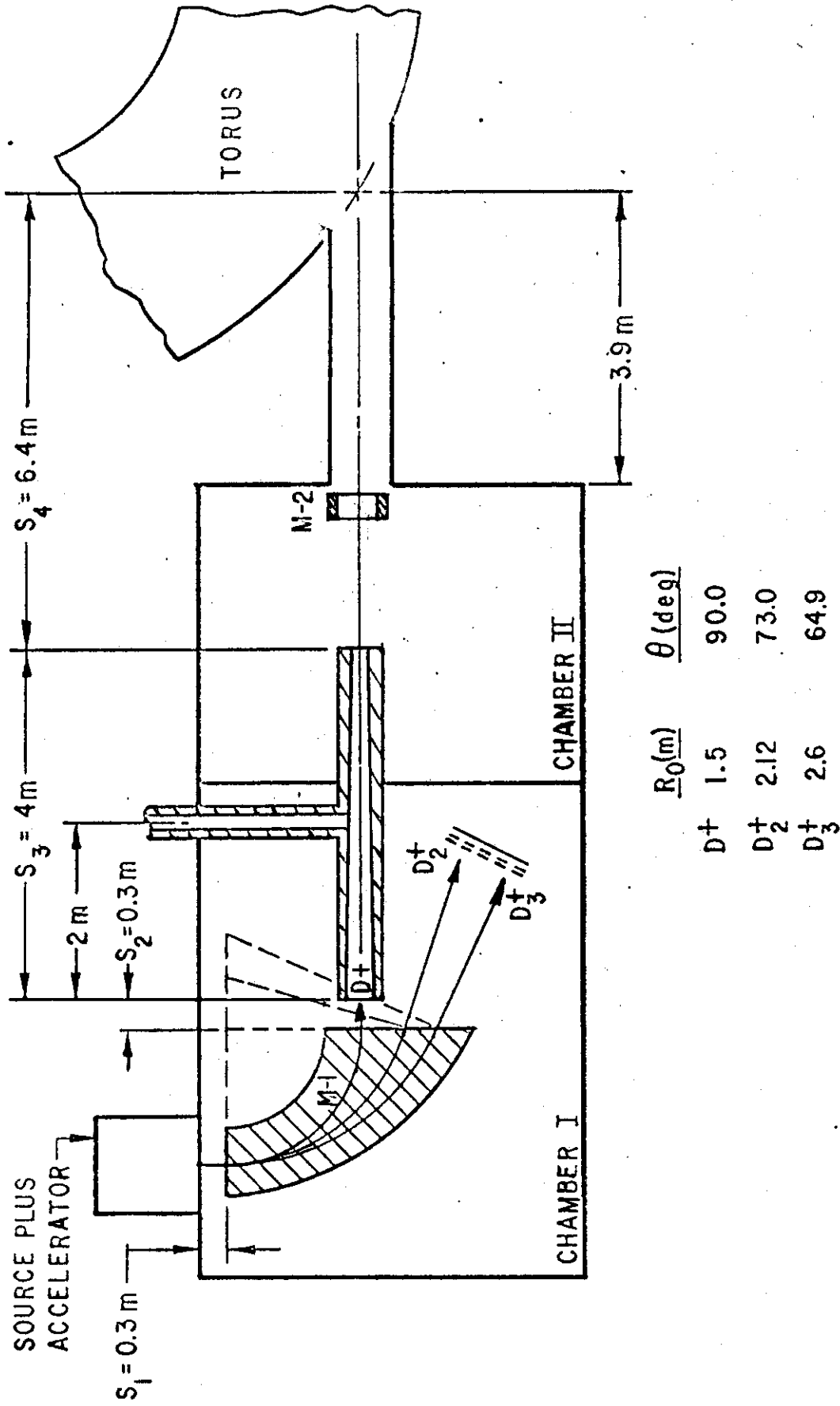


Fig. A.4.5 Preliminary beam line design. R_0 is the bending radius, θ is the bending angle in M-1. For 180 keV D^+ , the gap field $B_0=575$ gauss in M-1

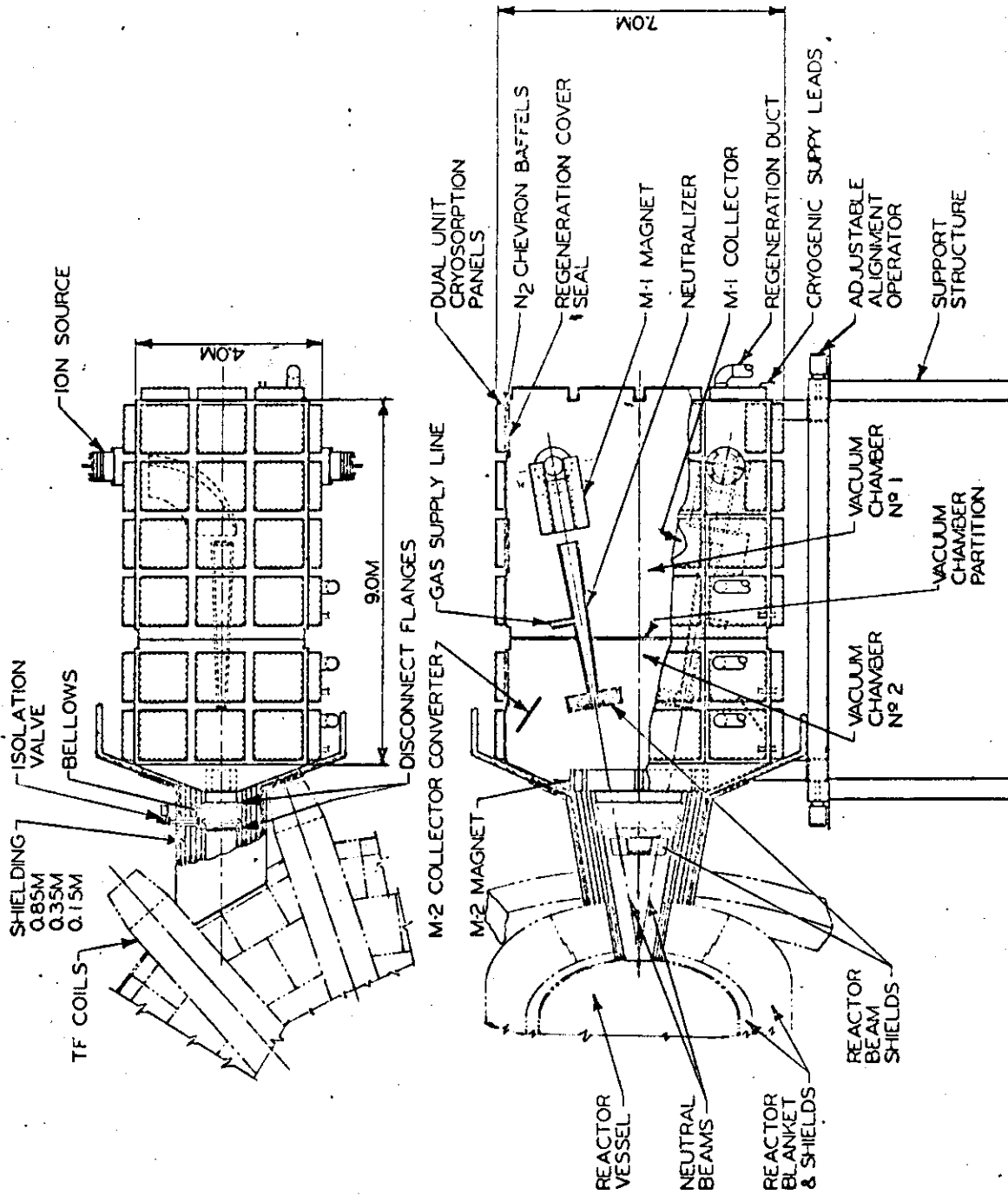


Fig. A.4.6 ANL EPR neutral beam injector

付録5 真空排気系の別途構造設計例

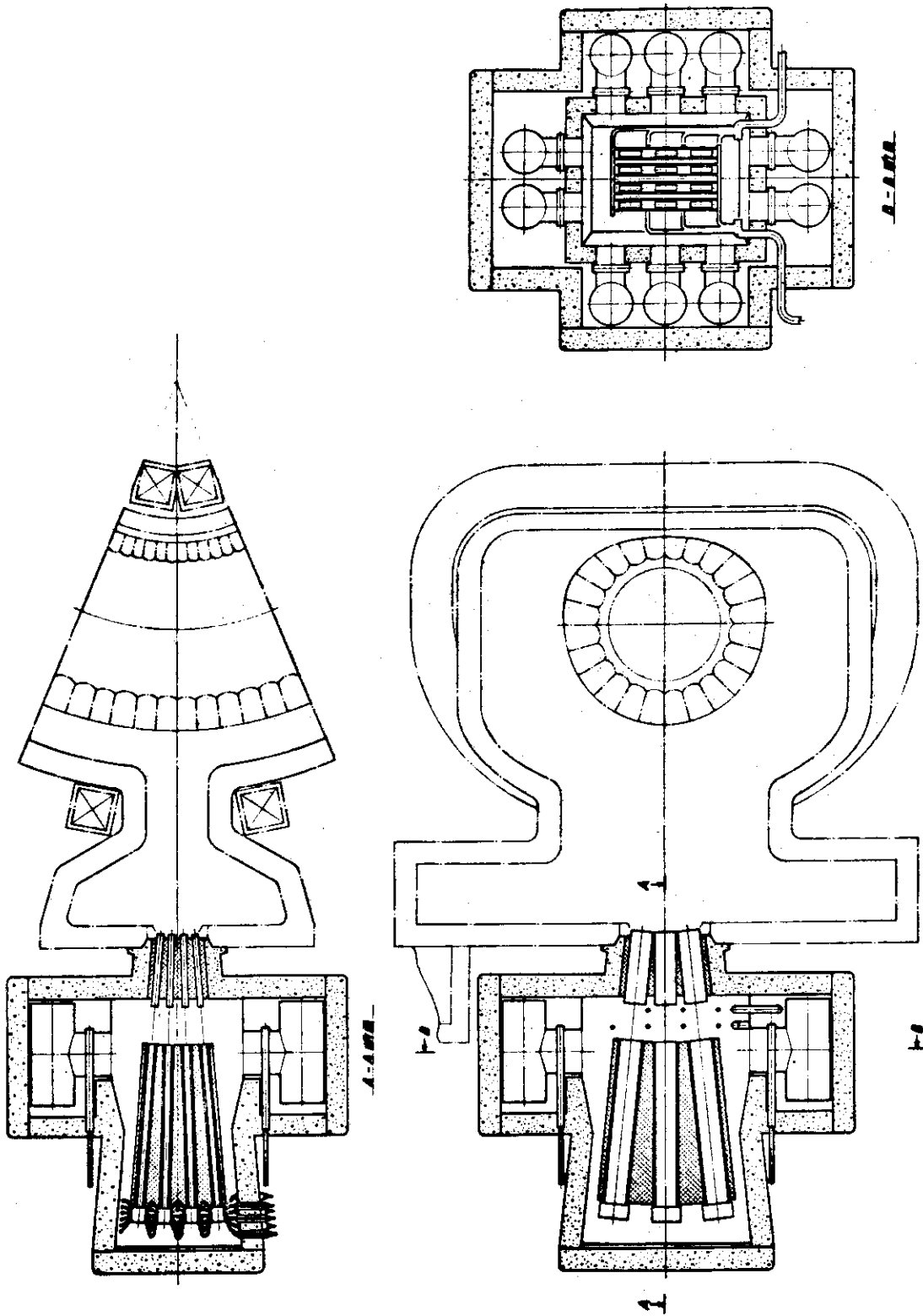


Fig. A. 5.1 核融合実験炉用中性粒子入射装置

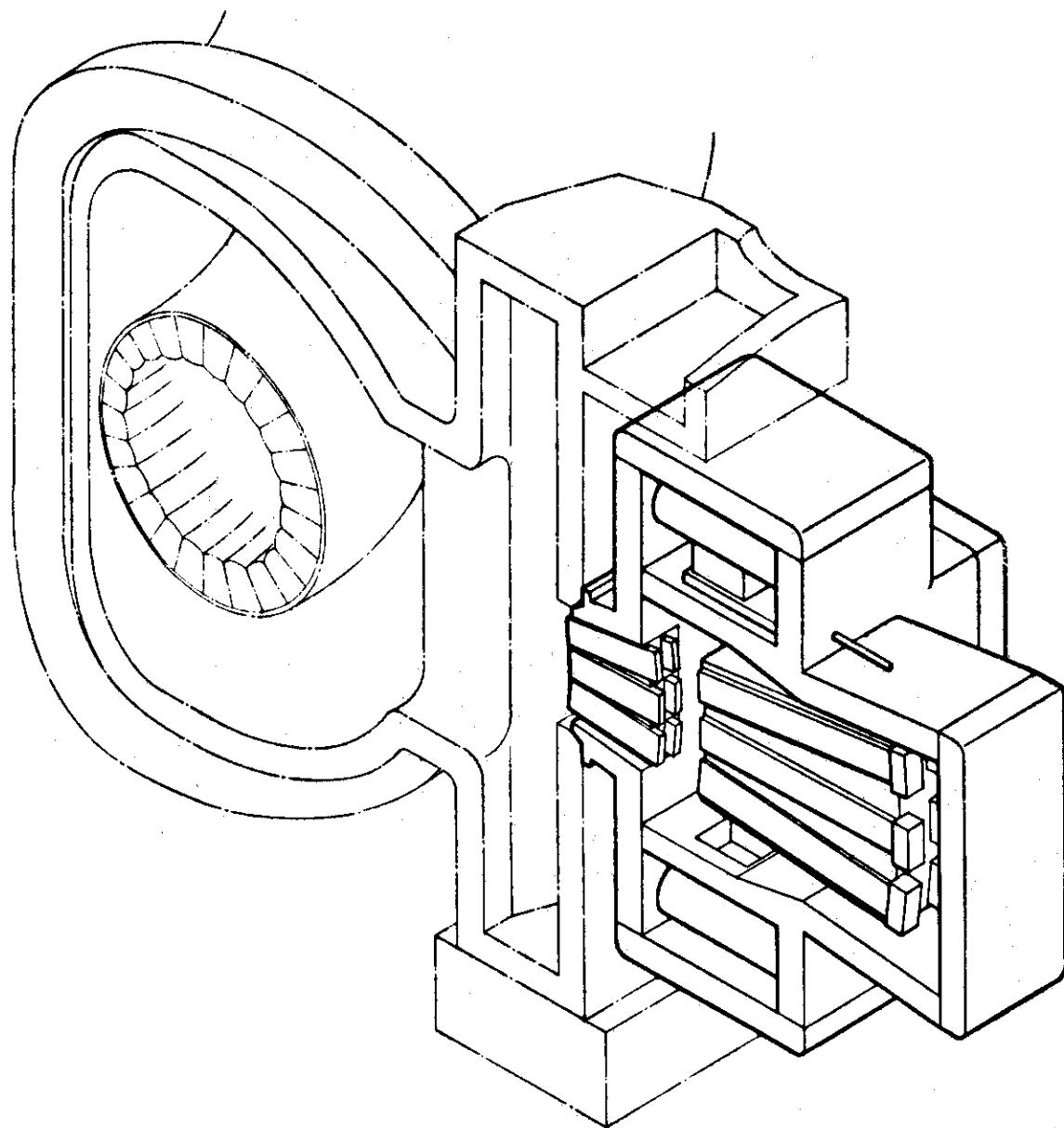


Fig. A. 5.2 核融合実験炉用中性粒子入射装置