

JAERI-M

86-008

JT-60ダイバータプラズマ特性の解析

1986年2月

吉田 英俊・清水 勝宏・安積 正史

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合せは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1986

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷機

J T-60 ダイバータプラズマ特性の解析

日本原子力研究所那珂研究所臨界プラズマ研究部

吉田 英俊・清水 勝宏・安積 正史

(1986年1月22日受理)

J T-60 のダイバータプラズマ特性を、 ジュール加熱時および高パワー追加熱時について検討した。 ダイバータプラズマに関連するパラメータ（ダイバータ形状、 スクレイプオフ層の幅、 実効ポンプ速度、 放射損失等）や主プラズマに関連するパラメータ（密度、 入力パワー、 粒子拡散係数、 安全係数等）がダイバータプラズマ特性に及ぼす影響を評価し、 支配的なパラメータを明らかにするとともに、 低温高密度ダイバータプラズマが形成される条件を示した。 主プラズマと矛盾関連させてダイバータプラズマ特性を調べる必要から、 ダイバータプラズマと主プラズマを矛盾なく統一的に解析できるシミュレーションモデルを新しく開発した。

Numerical Studies on JT-60 Divertor Plasma Characteristics

Hidetoshi YOSHIDA, Katsuhiro SHIMIZU and Masafumi AZUMI

Department of Large Tokamak Research

Naka Fusion Research Establishment

Japan Atomic Energy Research Institute

Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received January 22, 1986)

The characteristics of divertor plasma in JT-60 were numerically studied both for Joule heated plasma and for high power heated one. The effects of parameters related to divertor plasma or main plasma on these characteristics were analyzed. The former parameters include divertor chamber shape, divertor configuration, width of scrape-off layer, effective pumping speed, radiation loss and so on. The latter parameters include main plasma density, input power, particle diffusion coefficient and safety factor. The dominant parameters on divertor plasma characteristics and the conditions required to produce cold and dense divertor plasma were clarified. In order to investigate the above subject, a new simulation model was developed by which both divertor plasma and main plasma can be consistently analyzed.

Keywords: Divertor Plasma Characteristics, JT-60, Divertor Configuration, Effective Pumping Speed, Radiation Loss, Main Plasma Density, Particle Diffusion Coefficient

目 次

1.はじめに.....	1
2.シミュレーションモデル.....	2
2.1 ダイバータ室形状のモデル化	2
2.2 流体モデル（ダイバータプラズマの輸送）	5
2.3 二点ダイバータモデル.....	7
2.4 スクレイプオフ層プラズマの輸送	12
2.5 ダイバータプラズマとスクレイプオフ層プラズマの輸送の整合.....	18
3.ジュール加熱プラズマでのダイバータプラズマ特性.....	22
3.1 f_{pump} 依存性と L_1 依存性.....	23
3.2 その他のパラメータ依存性.....	29
4.追加熱プラズマでのダイバータプラズマ特性.....	34
4.1 f_{pump} 依存性と放射損失依存性.....	35
4.2 低温高密度ダイバータプラズマと主プラズマの関係.....	39
5.まとめ.....	44
謝 辞.....	44
参考文献.....	45
付録 1 ダイバータプラズマの放射損失モデル.....	46
付録 2 遮蔽板の効果.....	49
付録 3 OH(I)実験の解析結果.....	53

CONTENTS

1. Introduction	1
2. Simulation Models	2
2.1 Modeling of Divertor Chamber Shape	2
2.2 Fluid Model (Transport in Divertor Plasma)	5
2.3 Two-Point Divertor Model	7
2.4 Transport in Scrape-off Layer Plasma	12
2.5 Connection of Divertor Plasma Transport with Scrape-off Layer Plasma Transport	18
3. Divertor Plasma Characteristics of Joule Heated Plasma	22
3.1 f_{pump} Dependence and L_1 Dependence	23
3.2 Dependence of Other Parameters	29
4. Divertor Plasma Characteristics of High Power Heated Plasma .	34
4.1 f_{pump} Dependence and Radiation Loss Dependence	35
4.2 Relation between Cold and Dense Divertor Plasma and Main Plasma	39
5. Conclusion	44
Acknowledgements	44
References	45
Appendix 1 Radiation Loss Model for Divertor Plasma	46
Appendix 2 Effect of Baffle Plate on Divertor Plasma Characteristics	49
Appendix 3 Analysis of OH(I) Experimental Result	53

1. はじめに

ダイバータ機能（不純物の低減、プラズマ-壁相互作用の低減、粒子排気および熱除去等）は、最近の中型トカマク装置（ASDEX, D-III, PDX）でも確認され、更にダイバータ配位で追加熱するとエネルギー閉じ込めが損われないこと（Hモード）¹⁾が発見された。一方、ダイバータ配位にするとプラズマ-壁相互作用がダイバータ室に局在化するため、とくに高パワー追加熱におけるダイバータ板の損傷が予想されるが、この問題に対して中型トカマク装置で得られた実験結果は、主プラズマ密度を増せば、低温かつ高密度なダイバータプラズマが追加熱時（5 MW以下）でも形成され、ダイバータ板への熱負荷も低減される、というものであった^{2),3)}。このようにダイバータ機能は、主プラズマの高性能化と機器の熱的損傷軽減という観点から、トカマク炉の将来に有力な展望を与えていている。

JT-60は、ダイバータ配位が可能な構造を備えた大型トカマク装置で、第1期ジュール加熱実験で中型トカマク装置と同様なダイバータ機能を有することが実証された⁴⁾。昭和61年夏からは臨界プラズマ条件達成を目指して高パワー追加熱（30 MW）が実施される。そこでは、Hモードの実現と低温高密度ダイバータプラズマの実現が重要な課題である。従ってJT-60においてダイバータ運転は臨界プラズマ条件達成のための基礎となり、ダイバータプラズマの研究が重要であることが理解できる。そこで、本報告書ではJT-60のダイバータプラズマ特性を下記の解析モデルを用いて検討した結果について示す。

ダイバータプラズマだけを取り扱う流体モデル^{5),6)}は、流体方程式を基礎方程式とし、これを中性粒子の輸送方程式と組み合わせて解くものである。このモデルは、ダイバータ形状等の効果を定量的に解析することに適している。しかし、この流体モデルだけでは主プラズマと関連させてダイバータプラズマ特性を解析することはできない。そこで、本報告書では、主プラズマとダイバータプラズマを統一的に解析するため、流体モデルを簡略化した二点ダイバータモデル⁷⁾を主プラズマの輸送方程式と組み合わせて consistent に解く、新しい解析モデル（結合モデル）を開発した。二点ダイバータモデルは、流体方程式を積分し、ダイバータ室入口（スロート部）とダイバータ板付近のプラズマ諸量を記述するものである。このモデルで、流体モデルによる解析で得られるダイバータ板付近での粒子束増倍率を用いることにより、ダイバータプラズマ特性を正確に表現することができる。

本報告書では、流体モデルを使って、ダイバータプラズマ特性に及ぼすダイバータ形状やその他のパラメータの影響を検討した。また、結合モデルを使って、主プラズマのパラメータに対するダイバータプラズマ特性を検討した。本報告書の構成は次の通りである。第2章では、JT-60のダイバータ室の幾何形状のモデル化を行うとともに、流体モデルおよび二点ダイバータモデルについて記述する。また、ダイバータプラズマと主プラズマの結合モデルについて検討する。これらのモデルを用いて、第3章ではジュール加熱時の、また第4章では高パワー追加熱におけるダイバータプラズマ特性の解析を行うとともに、ダイバータプラズマとダイバータ形状や主プラズマとの関係を明らかにし、低温かつ高密度なダイバータプラズマ形成の条件を検討する。主要な検討結果は第5章にまとめた。尚、以上の解析に用いられた放射損失のモデル、遮蔽板の効果、OH(I)実験の解析結果を付録に記した。

2. シミュレーションモデル

本章では、ダイバータプラズマ特性の検討に適用した解析モデルについて概説する。ダイバータプラズマの特性は、ダイバータ室の幾何形状から定まる面と主プラズマとの関係から定まる面とがある。前者はダイバータ板で発生する中性粒子の輸送と関連し、後者は主プラズマからスクレイプオフ層プラズマを介してダイバータ室へ流入する熱および粒子束と関連する。

ダイバータプラズマだけを取り扱う流体モデルは、ダイバータプラズマの粒子、運動量およびエネルギーの各輸送方程式と、ダイバータ室の形状を考慮した中性粒子の輸送とを同時に解くので、ダイバータプラズマ特性を正確に解析することができる。とくに低温高密度ダイバータプラズマが実現しやすいダイバータ配位（形状）を評価する際に有用である。2.1節では、JT-60ダイバータ室のモデル形状を定め、2.2節では、流体モデルについて記述する。流体モデルでダイバータプラズマ特性を解析する場合の問題点は、計算時間を要するという点と、ダイバータ室入口（スロート部）における熱および粒子束を境界条件として与える必要があるという点である。この境界条件は、スクレイプオフ層プラズマを介して主プラズマとダイバータプラズマとの関係から定まる。従って、全体をconsistentに解析するには三領域のプラズマを統一的に取り扱う必要がある。この場合には、流体モデルの適用は必ずしも妥当ではない。

一方、ダイバータプラズマの輸送方程式のうち支配項だけを残して積分し、スロート部とダイバータ板付近だけのプラズマ諸量を扱う二点ダイバータモデルは、計算時間が極めて短い。このモデルでは中性粒子の輸送は解かないが、流体モデルで得た結果（ダイバータ板付近での粒子束増倍率）を用いることにより、ダイバータプラズマ特性を正確に表現することができる。2.3節では二点ダイバータモデルについて記述する。

主プラズマの輸送とスクレイプオフ層プラズマの輸送の整合は既に確立され、両者を一体化したトカマク輸送コードは広く一般に使用されている。しかし、スクレイプオフ層プラズマの輸送とダイバータプラズマの輸送とを矛盾なく整合させる方法については確立されていない。そこで、2.4節ではスクレイプオフ層プラズマの輸送を明確にし、ダイバータ室に流入する熱および粒子束に対して支配的なパラメータは流速であることを示す。この結果を踏まえて、2.5節ではスクレイプオフ層プラズマとダイバータプラズマの輸送がスロート部において矛盾なく整合する条件を考察する。とくに流速に関する整合条件を用いれば、二点ダイバータモデルをトカマク輸送コードに組込んで主プラズマとダイバータプラズマをconsistentに解析できることを示す。

2.1 ダイバータ室形状のモデル化

JT-60ダイバータ配位プラズマのMHD平衡磁気面と真空容器の概略構造とを図2.1に示す。図中、セパラトリックス磁気面（最外殻磁気面）は主プラズマ室側とトーラス外側にあるダイバータ室側とにまたがる。セパラトリックス磁気面自身は、主プラズマ室側ではトロイダルリミタ等の第一壁とは全く接触せず、ダイバータ室内にあるダイバータ板（中性化板）に交差する。この

セパラトリックス磁気面より外側の磁気面もダイバータ板と鎖交する。主プラズマから流出してきた熱および粒子によってこの領域にスクレイプオフ層プラズマが形成される。セパラトリックス磁気面と第一壁間のクリアランスがスクレイプオフ層の幅程度以上に確保されれば、主プラズマからスクレイプオフ層へ流出した熱および粒子の大半はダイバータ室へ排気される。排気されたイオン粒子はダイバータ板と衝突して中性粒子に変換されるが、その後の挙動（電離、吸着、反射、放出、排気、逆流等）はダイバータプラズマ特性へ大きな影響を与える。従ってダイバータ室内における中性粒子の輸送が重要となる。その輸送は形状に強く依存するので、モデル化には実際の形状をできる限り正確に反映させる必要がある。

図2.2にJT-60のダイバータ室の模式図(a)とそれに対応するモデル形状(b)を示す。図中の記号の意味は以下の通りである。

- δ_s : スクレイプオフ層プラズマの幅
- δ_t : 磁気リミタ主コイル保護ライナとセパラトリックス磁気面間のクリアランス
- δ_{void} : 磁気リミタ副コイル保護ライナとスクレイプオフ層プラズマの間に存在する真空領域の幅
- f_{pump} : 実効的なポンプ速度に相当するパラメータ。中性粒子のダイバータ室内壁への吸着、室外への排気、磁気リミタ副コイル裏からの逆流等の効果を実効的に示す。計算上はライナ部に飛来して来た粒子を f_{pump} の割合で消滅させる。
- L_1 : ポロイダル断面内に投影されたダイバータプラズマの長さ（ダイバータ室の入口からダイバータ板へ至る長さ）
- L_2, L_3 : ダクト部の大きさを決める長さ

次章以降で述べるJT-60のダイバータプラズマ特性の解析に対して定めた上記パラメータの標準的な値は次の通りである。 δ_s は DIVA 則⁸⁾ から 3 cm とした。 δ_t は JT-60 の MHD 平衡解析により判明した、セパラトリックス磁気面をダイバータ板の有効位置に当てる条件 ($3 \text{ cm} \leq \delta_t \leq 6 \text{ cm}$) から 4 ~ 5 cm とした。 δ_{void} は 2 ~ 3 cm としたが、これは JT-60 の最小スロート部の幅が 10 cm で、 $\delta_{void} = 10 - \delta_s - \delta_t$ なる関係があるためである。 f_{pump} は 0.1 と 0.2 を想定した。前者は奥室ライナ等の透間部のコンダクタンスから評価した値であり、後者は面積比から評価した値である。 L_1 は 60 cm あるいは 100 cm とした。熱および粒子束がダイバータ室へ実質的に流れ込む入口（スロート部）の定め方は、必ずしも明確ではない。図2.2(a)にはダイバータ板から逆算したスロート部までの長さをいくつか示した。最後に L_2 と L_3 については、各々 30 cm とした。

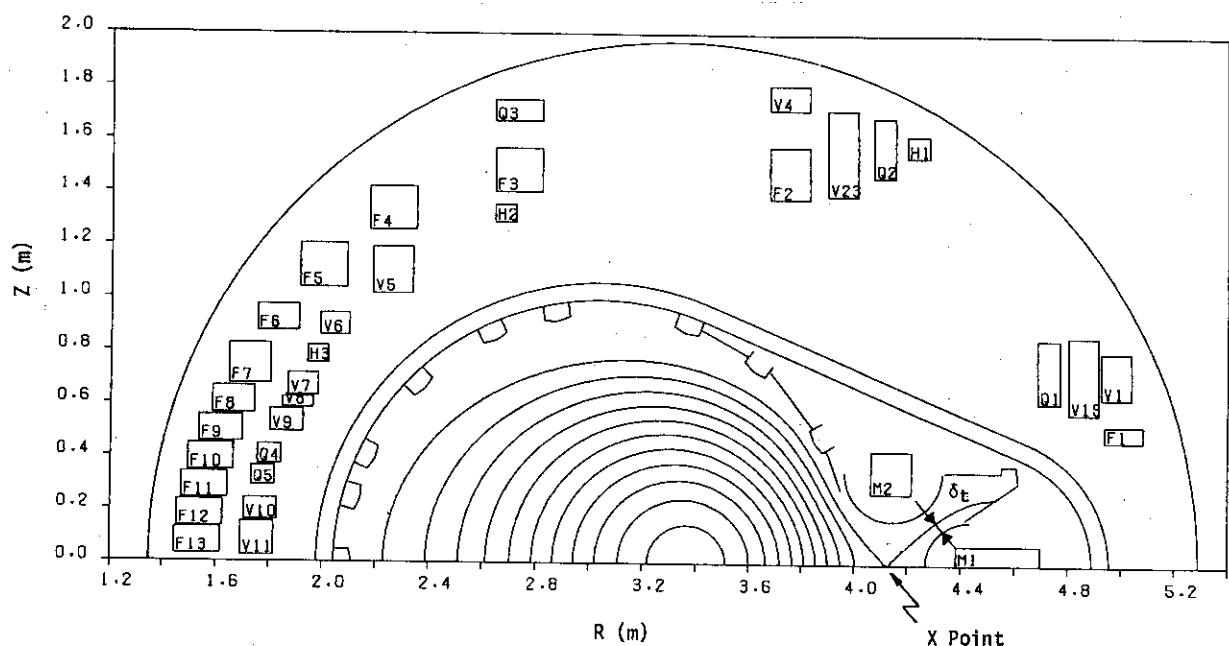


図 2.1 JT-60 ダイバータ配位プラズマ ($\beta_p = 2$) の MHD
平衡磁気面と真空容器の概略構造

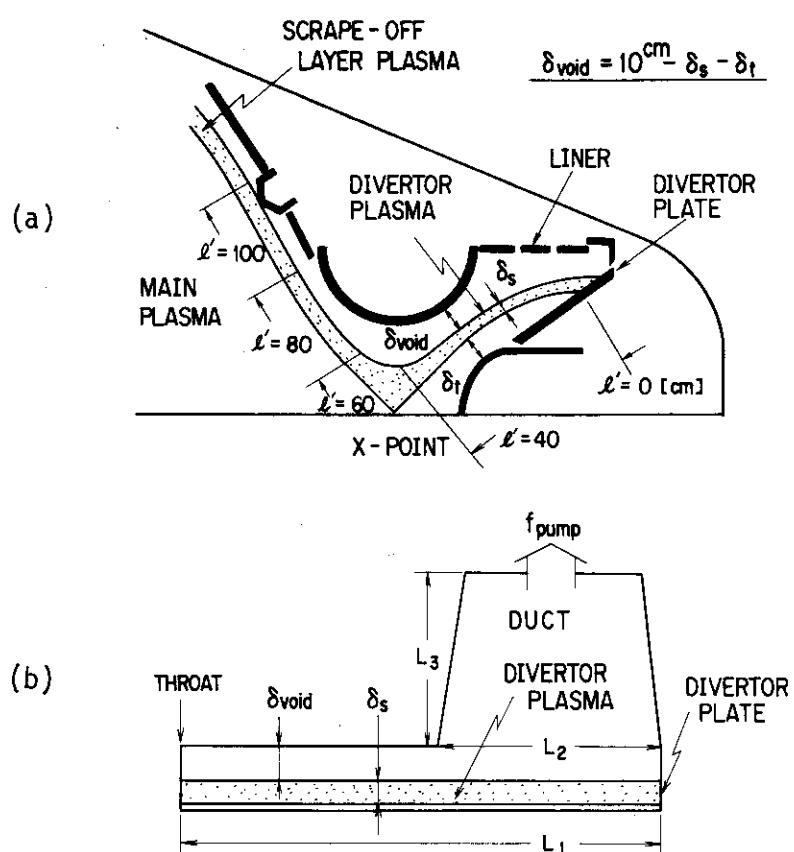


図 2.2 JT-60 のダイバータ室概略図とそのモデル形状

(a) ダイバータ室概略図

(b) モデル形状

2.2 流体モデル（ダイバータプラズマの輸送）

ダイバータプラズマは主プラズマと同様に流体方程式で記述でき⁹⁾、定常状態 ($\partial/\partial t = 0$) における粒子、運動量およびエネルギーの各輸送は次式で表わされる⁶⁾。

$$\frac{\partial f}{\partial z} = S \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \{ n (2U + T_e + T_i) \} = \frac{B_T}{B_P} S_P \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left\{ f \left(U + \frac{5}{2} T_i \right) + q_i \right\} = -V_z \frac{\partial P_e}{\partial z} + W_{eq} + W_i \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{5}{2} f T_e + q_e \right\} = V_z \frac{\partial P_e}{\partial z} - W_{eq} + W_e - W_R \quad (4)$$

ここで、 z 方向は磁力線の進行方向をボロイダル断面投影した方向に取り、磁力線に垂直方向の拡散は無視した。境界条件としてはダイバータ板前面近傍でのシース条件¹⁰⁾とボーム条件¹¹⁾を考える。これらについては次節であらためて述べる。また

$$U = -\frac{1}{2} m_p v_\ell^2$$

$$q_{e(i)} = - \left(\frac{B_P}{B_T} \right)^2 \kappa_{||}^{e(i)} \frac{\partial T_{e(i)}}{\partial z}$$

である。 S 、 S_P 、 W_i 、 W_e は各々粒子、運動量、エネルギーのソース項である。これらは中性粒との相互作用の結果生じる項であるが、シミュレーションでは図 2.2(b)の形状を考慮した2次元モンテカルロ計算で求める^{*)}。 V_z 、 v_ℓ は各々 z 方向、磁力線方向の流速、 f は粒子束密度、 $q_{e(i)}$ と $\kappa_{||}^{e(i)}$ は各々電子（イオン）の熱流束密度と磁力線方向の熱伝導率である。また W_R はダイバータプラズマの放射損失である。これについては付録 1 で触れる。

上式で記述される流体モデル（ダイバータコード）は、スロート部での粒子束 I_{th} と熱流束 Q_{th} を与え、ダイバータ室の形状を決めると、 z 方向に変化するダイバータプラズマの密度 $n(z)$ や電子（イオン）温度 $T_{e(i)}(z)$ 、また中性粒子密度 $n_0(z)$ 等を consistent に求めることができる。図 2.3 に代表的な計算結果例を示す。図 2.3 は低温高密度ダイバータプラズマの場合の z 方向の密度と温度の変化を示し、密度がダイバータ板の直前から急激に増加する様子が判る。

*) 本報告では中性粒子としては水素原子のみを扱い、水素分子は考えない。

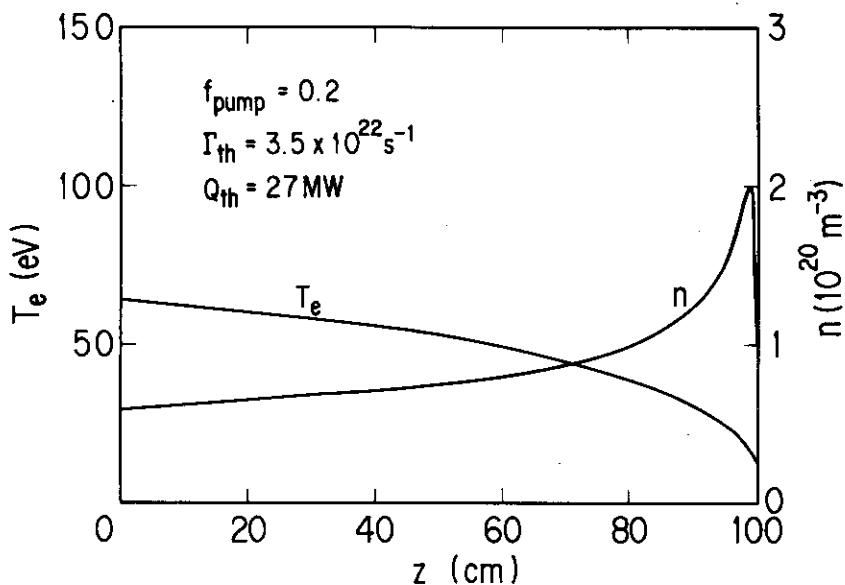


図 2.3 流体モデルによるダイバータプラズマの計算例

$z = 0 \text{ cm}$ がスロート部, $z = 100 \text{ cm}$ がダイバータ板である。

次章以降で示される、流体モデルによるダイバータプラズマの解析結果を容易に理解するためには、前節で述べたパラメータや磁力線のピッチ $\frac{B_P}{B_T}$ 等が流体方程式においてどのように意味づけられるか簡単に概観する。まずスロート部での f や q は各々 Γ_{th} と Q_{th} と次式で関係づけられる。

$$\Gamma_{th} = f \bar{S} \quad (5)$$

$$Q_{th} = (q_e + q_i) \bar{S}$$

ここで \bar{S} はスクレイプオフ層の等価的な断面積で、

$$\bar{S} = 4\pi R_p \cdot \delta_s \cdot \frac{B_P}{B_T} \quad (6)$$

と表わせる（2.5節参照）。従って与えた Γ_{th} や Q_{th} が同じでも、 δ_s が狭いか q_a (安全係数) が高いと f や q が高まって、流体方程式全体に影響を及ぼす。

f_{pump} , δ_{void} および L_1 は粒子保存式の粒子源に関連するパラメータで、ダイバータ板で発生した中性粒子の輸送を支配する。ダクト部からの流出が少ない (f_{pump} が小さい) ほど、あるいはスロート部からの逆流が少ない (δ_{void} が狭く L_1 が長い) ほど発生中性粒子は電離されやすく、その結果ダイバータ板付近の粒子リサイクリングが高まる。

2.3 二点ダイバータモデル

ダイバータプラズマの特性を解析的に求めるため、前節の流体方程式において次のような仮定を行う。

- 1) 運動量のソース項は無視する $S_p = 0$
- 2) 電子及びイオン温度は等しい $T_e = T_i = T$
- 3) 磁力線に沿ったエネルギー輸送の中で電子の conduction 項が支配的である。

これらの仮定によって磁力線に沿った定常状態の流体方程式は以下のように簡単化される⁷⁾。

$$\frac{\partial}{\partial \ell} (n v_\ell) = S \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial \ell} \left\{ n \left(v_\ell^2 + \frac{\partial T}{\partial \ell} \right) \right\} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial \ell} \left\{ -\kappa_{\parallel 0} T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial \ell} \right\} = -W_R \quad (9)$$

ここで、 ℓ は磁力線に沿った長さで $\ell \approx \frac{B_T}{B_P} z$ である。 $\ell = 0$ はスロート部を、 $\ell = L_D$ はダイバータ板を示す。 $\kappa_{\parallel 0} T^{5/2}$ は前節の κ_{\parallel}^e に等しい。ダイバータ板前面近傍における境界条件は、流速についてはボーム条件を、また熱流束についてはシース条件を用いる。

$$v_\ell(L_D) = \left(\frac{2T(L_D)}{m_p} \right)^{1/2} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} q(L_D) &= -\kappa_{\parallel 0} T^{5/2} \left. \frac{\partial T}{\partial \ell} \right|_{\ell=L_D} \\ &= \gamma n(L_D) v_\ell(L_D) T(L_D) \end{aligned} \quad (11)$$

ここで γ は heat transmission rate で、2次電子放出が無い場合 $\gamma = 7.8$ である。

簡略化された流体方程式(7)~(9)は、解析的に積分可能であり境界条件(10)、(11)を用いるとスロート部とダイバータ板付近の物理量は次のように表わすことができる（二点ダイバータモデル）。

$$\text{スロート部} \quad n_{th} = f_{\parallel} / C_D (R - \sqrt{R^2 - T_{th}/T_{ed}}) \quad (12)$$

$$T_{th} = \left\{ T_{ed}^{7/2} + L_D q_{\parallel} / \kappa_{\parallel 0} \right\}^{2/7} \quad (13)$$

$$v_{th} = C_D (R - \sqrt{R^2 - T_{th}/T_{ed}}) \quad (14)$$

$$\text{ダイバータ板付近} \quad n_{ed} = R f_{\parallel} / C_D \quad (15)$$

$$T_{ed} = \frac{1}{\gamma R f_{\parallel}} (q_{\parallel} - W_R / \bar{S}) \quad (16)$$

$$C_D = (2 T_{ed} / m_p)^{1/2} \quad (17)$$

ここで、 $n_{th} = n(0)$, $T_{th} = T(0)$, $v_{th} = v_\ell(0)$, $n_{ed} = n(C_D)$, $T_{ed} = T(L_D)$, $C_D = v_\ell(L_D)$ である。放射損失 W_R については付録 1 で触れる。

R はダイバータ板付近での粒子束とスロート部での粒子束との比を表わし、 R が大きいほどダイバータ板付近での粒子リサイクリングが高い。この粒子束増倍率 R は、ダイバータ板で発生する中性粒子がダイバータプラズマ中でイオン化される割合（イオン化率） η と、定常状態において次のような関係が成り立つ。

$$R = \frac{1}{1 - \eta} \quad (18)$$

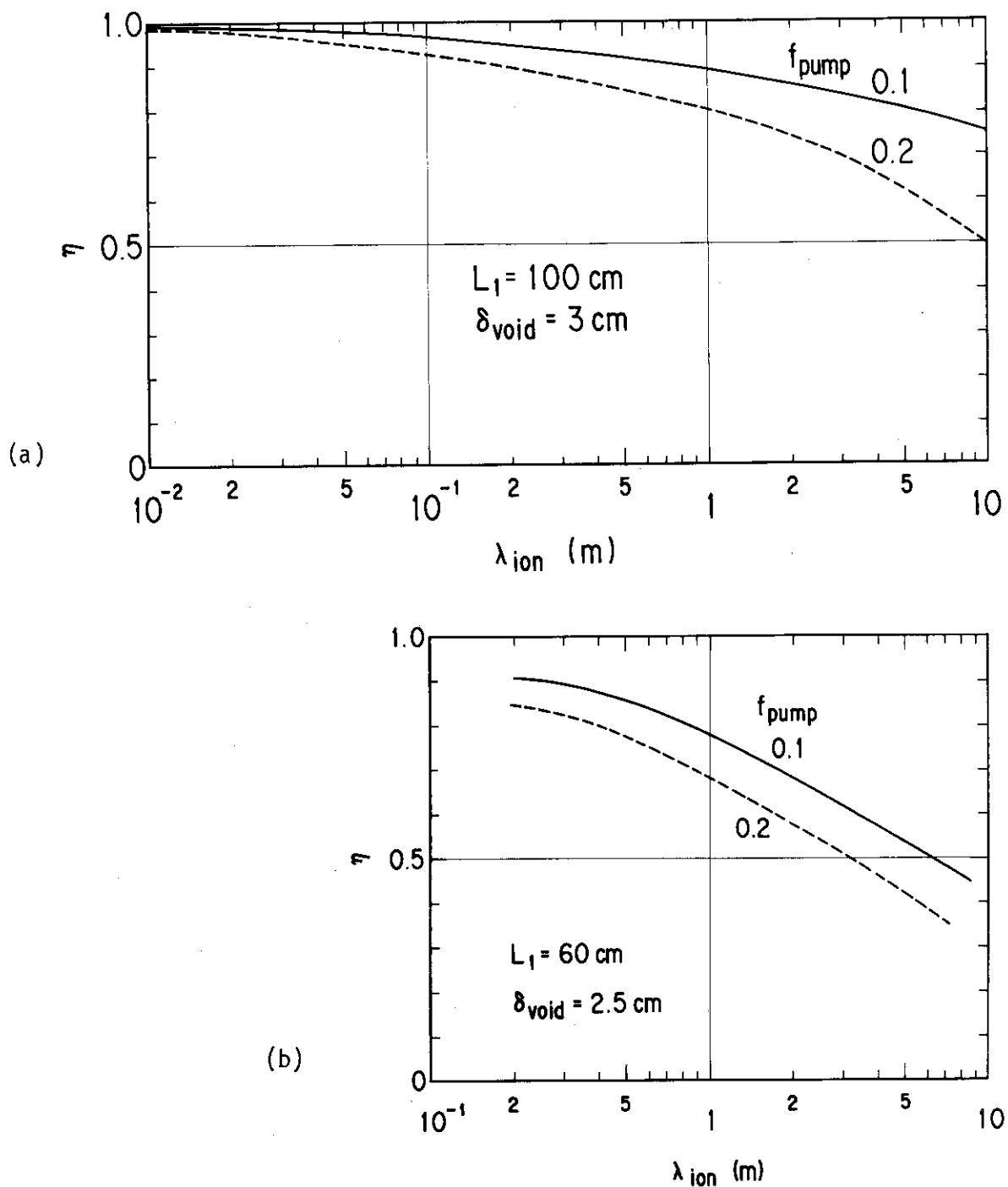
この η はダイバータ室の幾何形状、 f_{pump} 、プラズマ・パラメータ等に依存する。流体モデルではモンテカルロによる中性粒子輸送コードによって η を評価するが、計算時間がかかるため効率良くダイバータの特性を調べる場合には適切ではない。文献 7)では、いくつかの仮定を行って、 η と平均自由行程 λ_{ion} との関係式が導出された。ここでは JT-60 のダイバータプラズマ特性をより正確に取り込むために、その関数依存を流体モデル（ダイバータコード）による計算結果から決めた。

$$\eta = \eta(\lambda_{ion}(n_{ed}, T_{ed}))$$

$$\lambda_{ion} = \frac{C_D}{n_{ed} \langle \sigma v \rangle_{ion}(T_{ed})} \quad (19)$$

ここで $\langle \sigma v \rangle_{ion}$ は中性粒子が電子衝突によって電離される rate coefficient である。図 2.4 にイオン化率 η と平均自由行程 λ_{ion} の関係を、 $L_1 = 100\text{ cm}$ と $L_1 = 60\text{ cm}$ の場合について示す。 L_1 が長いとスロート部から主プラズマ側へ逆流する中性粒子の割合が少ない。そのためイオン化されない中性粒子の割合 $1 - \eta$ は近似的に f_{pump} に比例している（図 2.4(a)）。しかし L_1 が短いとスロート部への逆流が増し、 $1 - \eta$ は f_{pump} に比例しない（図 2.4(b)）。 f_{pump} やダイバータ室の形状を変えない限り、 Q_{th} や T_{th} を変えててもイオン化率 η と λ_{ion} の関係はあまり変化しない。

粒子束増倍率 R が与えられたとき、(12)～(17) 式よりスロート部とダイバータ板でのプラズマパラメータが求まる。式 (19) からイオン化の平均自由行程を計算し、図 2.4 のデータからイオン化率 η を評価する。 R と η が (18) 式を満足したときが定常状態における粒子束増倍率である。

図 2.4 中性粒子のイオン化率 η と平均自由行程 λ_{ion} の関係(a) $L_1 = 100 \text{ cm}$, $\delta_{\text{void}} = 3 \text{ cm}$ の場合(b) $L_1 = 60 \text{ cm}$, $\delta_{\text{void}} = 2.5 \text{ cm}$ の場合

両ケースとも、流体モデルによる計算結果に基づく。

二点ダイバータモデルで計算したダイバータプラズマ特性の例 ($Q_{th} = 27 \text{ MW}$, $L_1 = 100 \text{ cm}$) を図 2.5 に示す。図中の白丸印は流体モデルで計算した結果を示している。ある critical な Γ_{th} を越えるとダイバータ板付近の粒子リサイクリングが高まるため、 n_{ed} が急増すると同時に T_{ed} が下がって T_{th} との間に温度差が生じて、低温高密度ダイバータプラズマが実現される様子は、両モデルとも良く合致している。とくに Γ_{th} が高い領域で T_{th} が一定になり、かつ両モデルによる値が一致する。これは、この領域では $T_{th} \gg T_{ed}$ となって電子の thermal conduction が支配的となるため、3) の仮定が妥当であることを意味する。また Γ_{th} の低い領域で T_{th} と T_{ed} の温度差がとれず、高温低密度ダイバータプラズマになっている点も両モデルとも良く合致している。このように粒子束の広い領域にわたって、二点ダイバータモデルはダイバータコードの結果をよく再現している。このモデルを導く際に行なった仮定は、粒子リサイクリングの高い領域だけでなく、中間領域においてもよい近似である事がわかる。また熱流束をいろいろ変えた場合について計算した例を図 2.6 に示す。 Q_{th} を変えても二点ダイバータモデルは流体モデルに対して良い近似を与えていていることがわかる。従って、あるダイバータ室の形状について流体モデルで求めた κ と λ_{ion} の関係を用いれば、 Q_{th} や Γ_{th} が変わってもダイバータプラズマのパラメータは上記の二点ダイバータモデルで精度良く評価できることが判る。

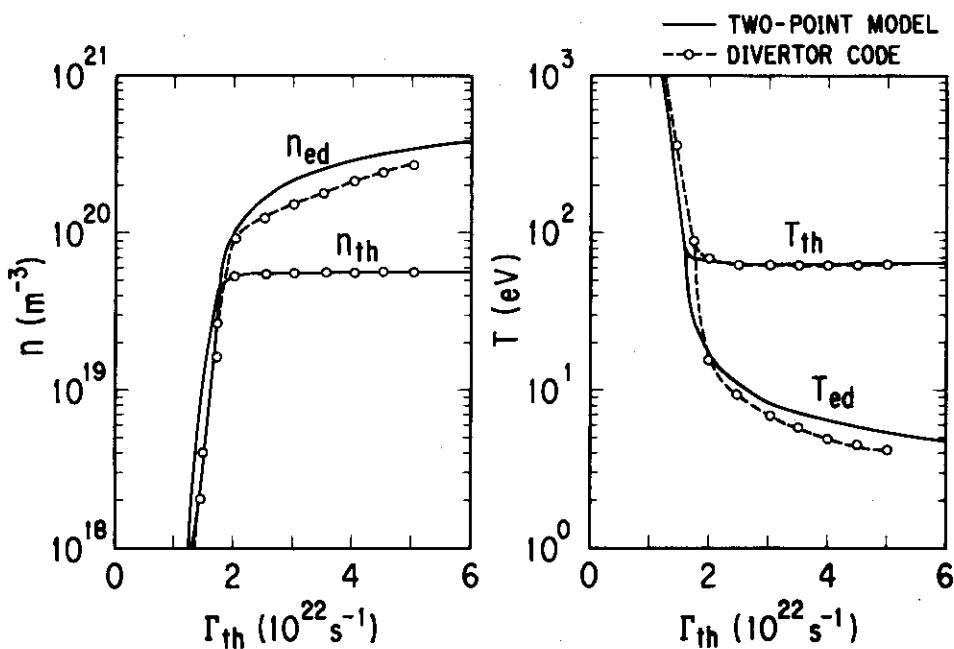


図 2.5 流体モデル（ダイバータコード）と二点ダイバータモデルで別々に評価したダイバータプラズマ特性の比較

計算条件は $f_{pump} = 0.1$, $L_1 = 100 \text{ cm}$, $Q_{th} = 27 \text{ MW}$.

広範な Γ_{th} 領域において、スロート部およびダイバータ板付近の温度と密度は、両モデルとも良く一致する。

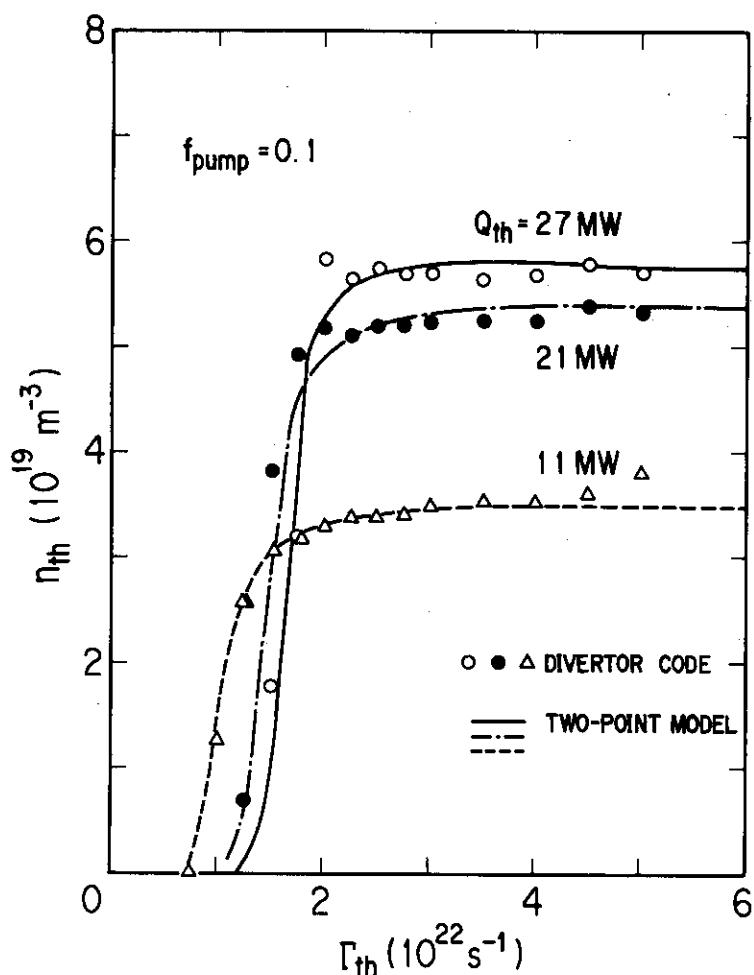


図 2.6 流体モデル(ダイバータコード)と二点ダイバータモデルで別々に評価した n_{th} 特性の比較

計算条件は $f_{pump} = 0.1$, $L_1 = 100$ cm.

広範な Q_{th} 領域において、 n_{th} 特性は両モデルとも良く一致する。

2.4 スクレイプオフ層プラズマの輸送

ダイバータ配位プラズマは主プラズマ、スクレイプオフ層プラズマ、ダイバータプラズマの三領域に分類される(図2.7)。主プラズマの輸送方程式は既に確立されており、ダイバータプラズマについては2.2節と2.3節で記述した。本節では、ダイバータ配位におけるスクレイプオフ層プラズマの輸送方程式を導き、そこでの輸送に大きく関与するパラメータを調べ、ダイバータプラズマの輸送との関連について触れる。

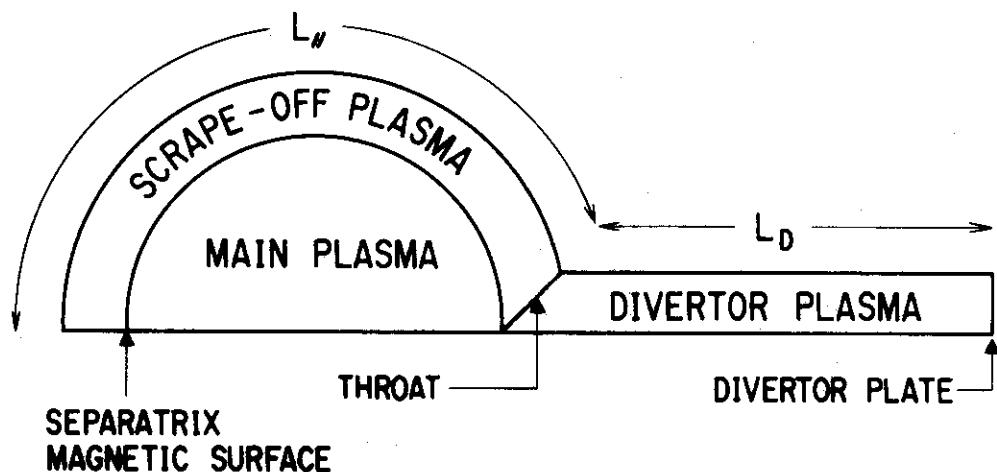


図2.7 ダイバータ配位プラズマの模式的な分類(JT-60)

主プラズマとスクレイプオフ層プラズマの境界がセパラトリックス
磁気面であり、スクレイプオフ層プラズマとダイバータプラズマの境界
がスロート部である。また $L_{//} = \pi R_p q_a$, $L_D \cong L_1 \cdot B_T / B_P$ である。

スクレイプオフ層では、磁力線を横切る輸送と磁力線に沿った輸送が重要である。これは主プラズマからスクレイプオフ層へ径方向に流入し拡散する熱および粒子と、そこから磁力線に沿ってダイバータ側へ流出する熱および粒子との競争によって、スクレイプオフ層プラズマの密度や温度の分布が定まるからである。

スクレイプオフ層プラズマの密度の式は、磁力線方向に平均化操作をすることによって

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_{\perp s} \frac{\partial n}{\partial r} \right) - \frac{n v_{//}}{L_{//}} + S \quad (20)$$

と表わせる。右辺第1項は磁力線に垂直方向の拡散を意味し、第2項は平行方向の損失を表わす。 $v_{//}$ はスロート部での流速であり、また $L_{//} = \pi q_a R_p$ である。上式の導出にあたって、スクレイプオフ層プラズマの物理量は磁力線に沿って大きく変化しないものと仮定した。同様にエネルギーの輸送方程式も磁力線方向の平均化操作をすることによって

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n T_i) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(\kappa_{\perp}^i \frac{\partial T_i}{\partial r} + \frac{3}{2} D_{\perp s} T_i \frac{\partial n}{\partial r} \right) \right\} \\ - \kappa_{\parallel 0}^i \frac{T_i^{3.5} - T_{ed}^{3.5}}{L_{\parallel} L_D} - \frac{5}{2} \frac{n T_i v_{\parallel}}{L_{\parallel}} + W_{eq} + W_i \quad (21)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n T_e) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(\kappa_{\perp}^e \frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{3}{2} D_{\perp s} T_e \frac{\partial n}{\partial r} \right) \right\} \\ - \kappa_{\parallel 0}^e \frac{T_e^{3.5} - T_{ed}^{3.5}}{L_{\parallel} L_D} - \frac{5}{2} \frac{n T_e v_{\parallel}}{L_{\parallel}} - W_{eq} + W_e \quad (22)$$

と表わせる。両式右辺第2項は conduction による磁力線方向のエネルギー輸送を意味し、導出には(13)式を用いた。同じく第3項は convection による輸送を表わす。式(20)～(22)で、磁力線を横切る拡散としてはボーム拡散を用い、各輸送係数は次のように仮定する。

$$D_{\perp s} = \alpha \frac{T_e}{16 e B} \quad (23)$$

$$\kappa_{\perp}^e = \kappa_{\perp}^i = n D_{\perp s} \quad (24)$$

以上のスクレイプオフ層プラズマの輸送方程式から密度分布や温度分布が定まり、スロート部を介してダイバータ側へ流入する熱および粒子束も決まる。スクレイプオフ層プラズマのパラメータは流速 v_{\parallel} 、拡散係数 $D_{\perp s}$ 、中性粒子のエネルギー E_0 等の影響を受けるので、これらのパラメータによる効果を調べた。その際、スクレイプオフ層プラズマの輸送を含んだトカマク輸送コードで解析した。

図2.8にボーム拡散の係数 α を0.1と0.5とした計算例を示す。図中 $r = 0.95 \sim 0.98 \text{ m}$ がスクレイプオフ層である。係数が大きくなると密度分布は多少平坦になっている。表2.1をみると主プラズマからの粒子束 Γ_p は2倍ほど大きくなっているが、ダイバータ室への粒子束 Γ_{th} はあまり変化していないことがわかる。標準的な係数として $\alpha = 0.2$ を選んだ。

Effect of Diffusion Coefficient

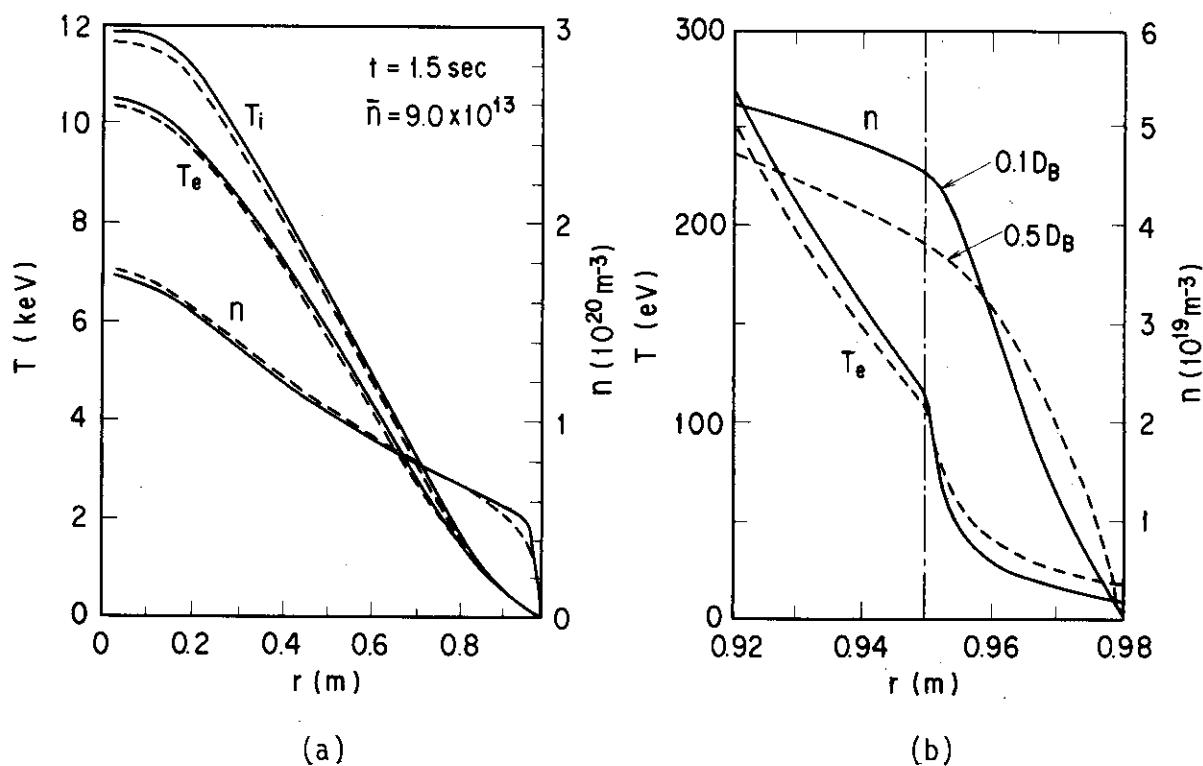


図 2.8 スクレイプオフ層プラズマへ与えるボーム拡散の影響

(a) 主プラズマのパラメータへの影響

(b) スクレイプオフ層プラズマのパラメータへの影響

 $D_{\perp s} = \alpha D_{\text{Bohm}}$ として $\alpha = 0.1$ と 0.5 を比較した場合、 Γ_{th} へ与える効果は両ケースによる差はない。表 2.1 スクレイプオフ層プラズマの輸送に及ぼす
粒子拡散 $D_{\perp s}$ の影響

$D_{\perp s}$	particle flux (10^{22} s^{-1})			confinement time (s)	
	Γ_p	Γ_w	Γ_{th}	τ_p	τ_E
$0.1 D_B$	1.45	0.16	2.14	0.37	0.52
$0.5 D_B$	3.0	2.8	2.4	0.17	0.52

 D_B : Bohm diffusion coefficient

図2.9に中性粒子がプラズマへはいってくるときのエネルギー E_0 によって密度分布がどう変化するかを示す。ガスパフによって供給される中性粒子や壁から放出される水素分子のエネルギーは数eV程度であるが、イオンが壁で中性化されて生じるリサイクル中性粒子や荷電交換により主プラズマ中で発生し直接壁で反射される中性粒子は数10eVから100eV程度のエネルギーをもつものと考えられる。表2.2に示されるように $E_0 = 50\text{ eV}$ の場合でも中性粒子のかなりの部分がスクレイプ領域でイオン化されており、 $E_0 = 5\text{ eV}$ と比べて顕著な差はみられない。標準のパラメータとして $E_0 = 50\text{ eV}$ とした。

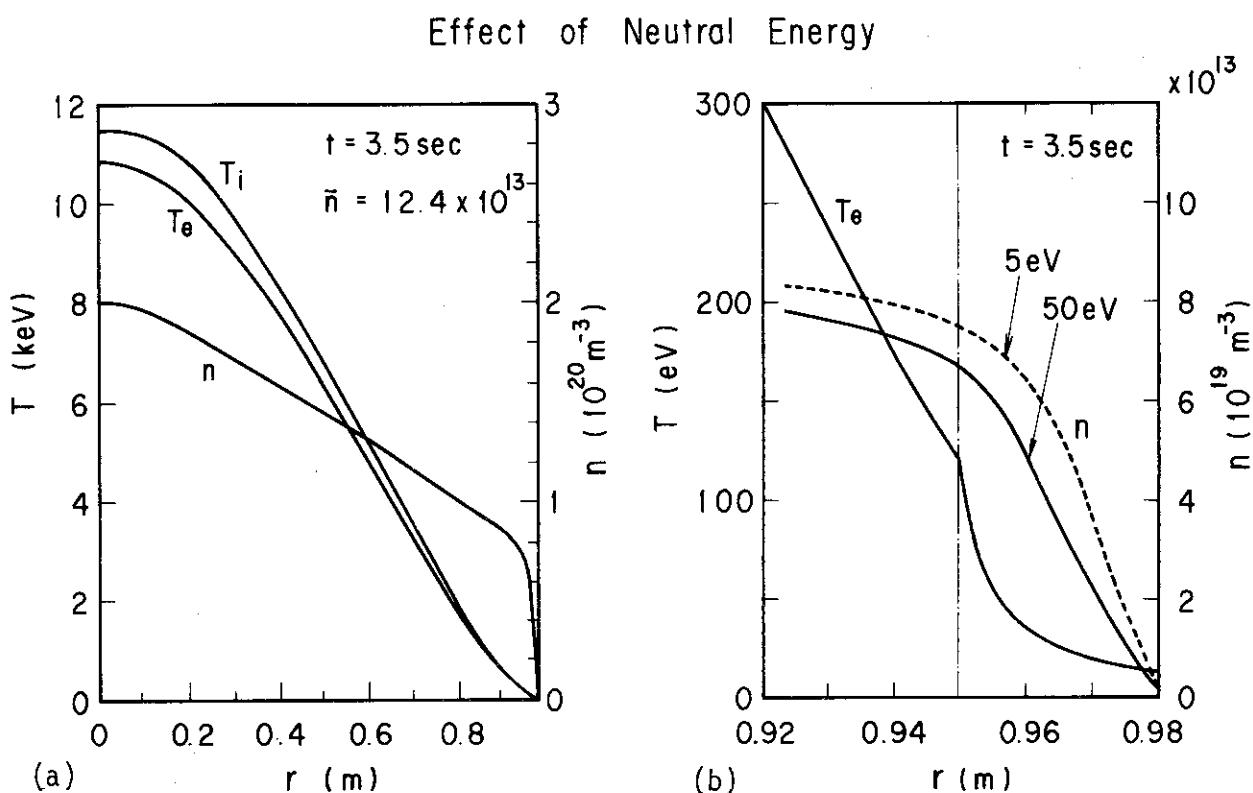


図2.9 スクレイプオフ層プラズマへ与える中性粒子エネルギーの影響

- (a) 主プラズマのパラメータへの影響
 - (b) スクレイプオフ層プラズマのパラメータへの影響
- $E_0 = 5\text{ eV}$ と 50 eV で比較した場合、 Γ_{th} へ与える効果に対して両ケースによる差はない。

表2.2 スクレイプオフ層プラズマの輸送に及ぼす中性粒子エネルギー E_0 の影響

E_0	particle flux (10^{22} s^{-1})			confinement time (s)	
	Γ_p	Γ_w	Γ_{th}	τ_p	τ_E
5 eV	1.05	0.28	4.63	0.75	0.59
50 eV	1.89	0.41	3.57	0.40	0.59

次に流速 v_{\parallel} を変えた場合の計算例を図 2.10 に示す。電子温度は磁力線方向の conduction 項で決っているため、 v_{\parallel} には影響されない。30 MW の追加熱を行っても、セパラトリックス磁気面での電子温度は 100 eV 程度である。一方、 v_{\parallel} が密度分布に及ぼす効果は大きい。

v_{\parallel} が大きくなるにつれて、スクレイプオフ層での密度が減少するが、ダイバータ室へ流入する粒子束は v_{\parallel} とともに増大する。ここで留意すべき点は、 v_{\parallel} がスクレイプオフ層プラズマの輸送に対して最も影響力のあるパラメータであり、更に v_{\parallel} と Γ_{th} はダイバータプラズマの v_{th} と Γ_{th} と consistent に与えられなければならない事である。後者については、2.5 節であらためて述べる。

Effect of Flow Velocity

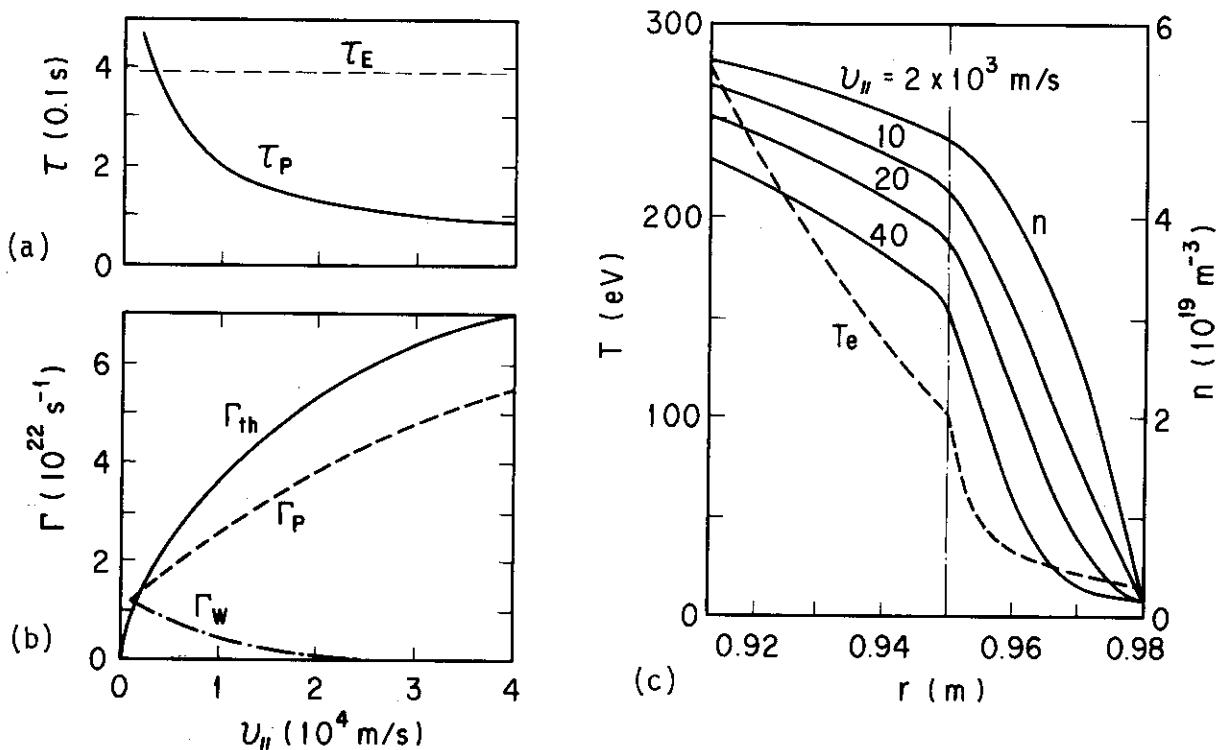


図 2.10 スクレイプオフ層プラズマへ与える流速の影響

- (a) 主プラズマの粒子閉じ込めと τ_p とエネルギー閉じ込め τ_E への影響
- (b) 主プラズマからの粒子束 Γ_p 、ダイバータ側への粒子束 Γ_{th} 、および壁への粒子束 Γ_w への影響
- (c) スクレイプオフ層プラズマの密度への影響
流束が増すと、スクレイプオフ層プラズマの密度は減少するが、ダイバータ側への粒子束 Γ_{th} は増加する。

本文の計算例はエネルギー輸送において conduction 項が支配的な場合、即ちスクレイプオフ層プラズマが低温かつ高密度の場合である。加熱入力パワーに比べて主プラズマの密度が相対的に低いと、スクレイプオフ層プラズマの温度が高まるため、ダイバータプラズマとの温度差がなくなつて v_{\parallel} は音速となる。この場合の計算例を図 2.11 に示す。密度は極めて低く、電子温度が高い様子がわかる。

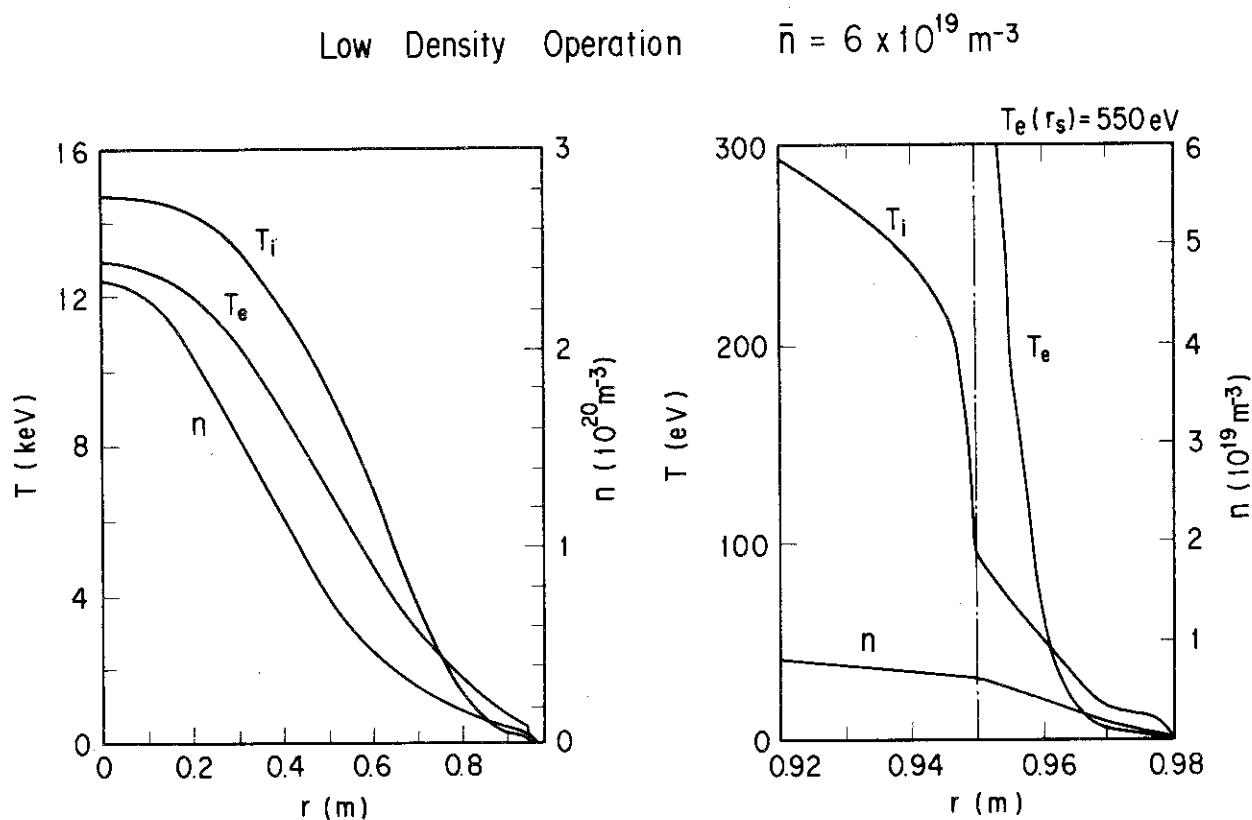


図 2.11 低密度時に高パワー追加熱した時のスクレイプオフ層プラズマの解析

計算条件は追加熱パワー 30 MW, 主プラズマの平均密度 $6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。

この場合、スクレイプオフ層プラズマは低密度かつ高温である。ダイバータプラズマとの温度差がとれないため、スクレイプオフ層プラズマのエネルギー輸送は convection 項が支配的になり、流速も音速となる。このため、とくにスクレイプオフ層領域での電子温度分布は急峻となる。

2.5 ダイバータプラズマとスクレイプオフ層プラズマの輸送の整合

本節では、スロート部におけるスクレイプオフ層プラズマとダイバータプラズマの輸送の矛盾のない結合について述べる。

スロート部を介してスクレイプオフ層からダイバータ側へ流入する粒子束は(20)式の第2項より、次式で表わせる。

$$\Gamma_{th} = \int n v_{\parallel} \frac{dV_s}{L_{\parallel}} \quad (25)$$

また熱流束は(21)、(22)式の第2、3項より、

$$Q_{th} = \sum_{j=i,e} \int (\kappa_{\parallel 0}^j \frac{T_j^{3.5} - T_D^{3.5}}{L_D} + \frac{5}{2} n v_{\parallel} T_j) \frac{dV_s}{L_{\parallel}} \quad (26)$$

と記述される。積分はスクレイプオフ層の全体積(V_s)で行う。スロート部でスクレイプオフ層プラズマとダイバータプラズマがconsistentに結びつくためには、両者の Γ_{th} および Q_{th} が各々相等しくならねばならない。

空間的に v_{\parallel} が一様であれば(25)式は、

$$\Gamma_{th} = \langle n_e \rangle_s v_{\parallel} \bar{S} \quad (27)$$

と書ける。ここで $\langle n_e \rangle_s$ はスクレイプオフ層プラズマの体積平均密度であり、 \bar{S} はスクレイプオフ層の実効的断面積で、 $\bar{S} = \frac{V_s}{L_{\parallel}} = 4\pi R_p \cdot \delta_s \cdot \frac{B_p}{B_T}$ である。一方、スロート部におけるダイバータプラズマの粒子束は次式で与えられる。

$$\Gamma_{th} = n_{th} v_{th} \bar{S} \quad (28)$$

スクレイプオフ層プラズマとダイバータプラズマの Γ_{th} がスロート部で矛盾なく結合する条件は、 $\langle n_e \rangle_s = n_{th}$ かつ $v_{\parallel} = v_{th}$ である。従って、同じ Γ_{th} に対して $\langle n_e \rangle_s$ と n_{th} が一致することと、 v_{\parallel} と v_{th} が一致することとは等価であり、いずれか一方の条件を満たせば両プラズマの Γ_{th} を矛盾なく整合させることができる。これら二つの結合条件を適用した具体例を Q_{th} の結合を含めて以下に記す*)。

まず $\langle n_e \rangle_s$ と n_{th} を一致させる場合の例を図2.12に示す。トカマク輸送コードを用いた解析により、主プラズマ密度が同じ場合 v_{\parallel} を変えると、 Γ_{th} に対する $\langle n_e \rangle_s$ の特性は図中の破線で示されるように線形であることがわかる。一方、太い実線は Q_{th} と同じにして流体モデルで求めた Γ_{th} に対する n_{th} 特性である。実線と破線の交点で $\langle n_e \rangle_s = n_{th}$ となり、 Γ_{th} に関してスクレイプオフ層プラズマとダイバータプラズマはスロート部で矛盾なく結合される。主プラズマの平均密度が同じでも定常状態と非定常状態では密度分布が異なるので Γ_{th} と $\langle n_e \rangle_s$ の関係は

*) 電子の thermal conduction が大きい場合、 Q_{th} に対する v_{\parallel} の影響は小さい。従って Q_{th} の結合は、スロート部で両プラズマの Q_{th} が同じであれば良い。

異なる。破線は非定常状態での、また一点鎖線は定常状態での Γ_{th} と $\langle n_e \rangle_s$ の関係である。図中非定常状態で $\langle n_e \rangle = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ における両プラズマの結合条件は、 $\Gamma_{th} = 2.25 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ 、 $\langle n_e \rangle_s = n_{th} = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ であり、このとき $v_{\parallel} = 3 \times 10^3 \text{ m/s}$ であることがわかる。また定常状態でみると、 $\langle n_e \rangle = 1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ では（低温）高密度ダイバータプラズマが得られるが、 $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ では不充分であることが理解される。このような結合方法を用いると、主プラズマ特性の関係を大局的に見通すことができる。但し、この手法では、流体モデルで与えた Q_{th} とトカマク輸送コードで評価された Q_{th} が等しいことが前提となる。この方法による解析例は第3章で示す。

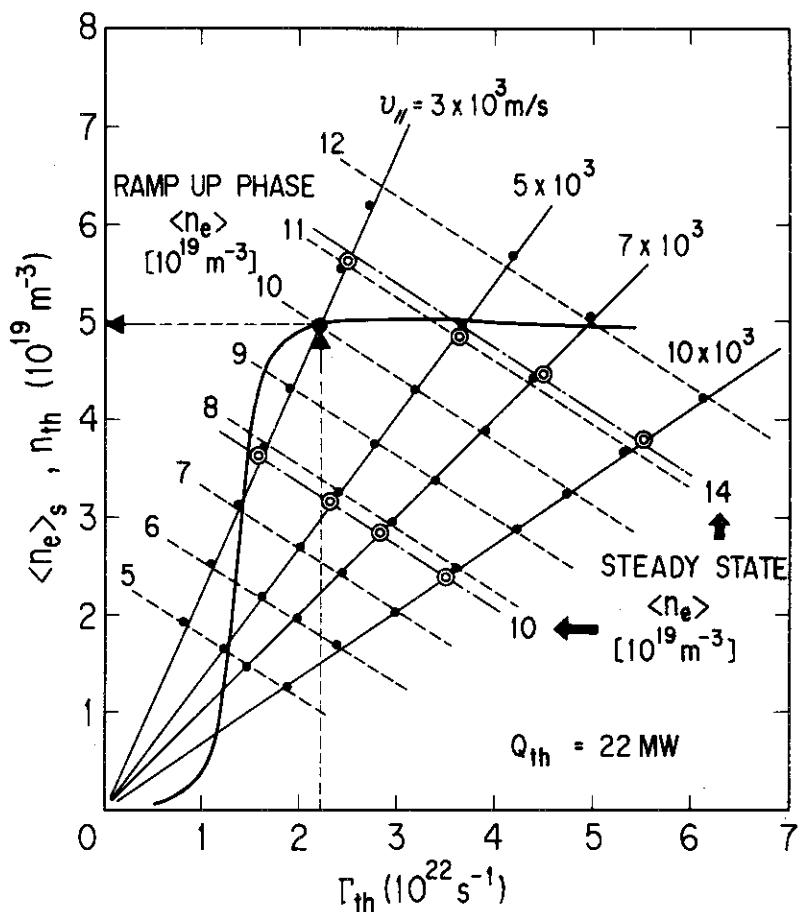
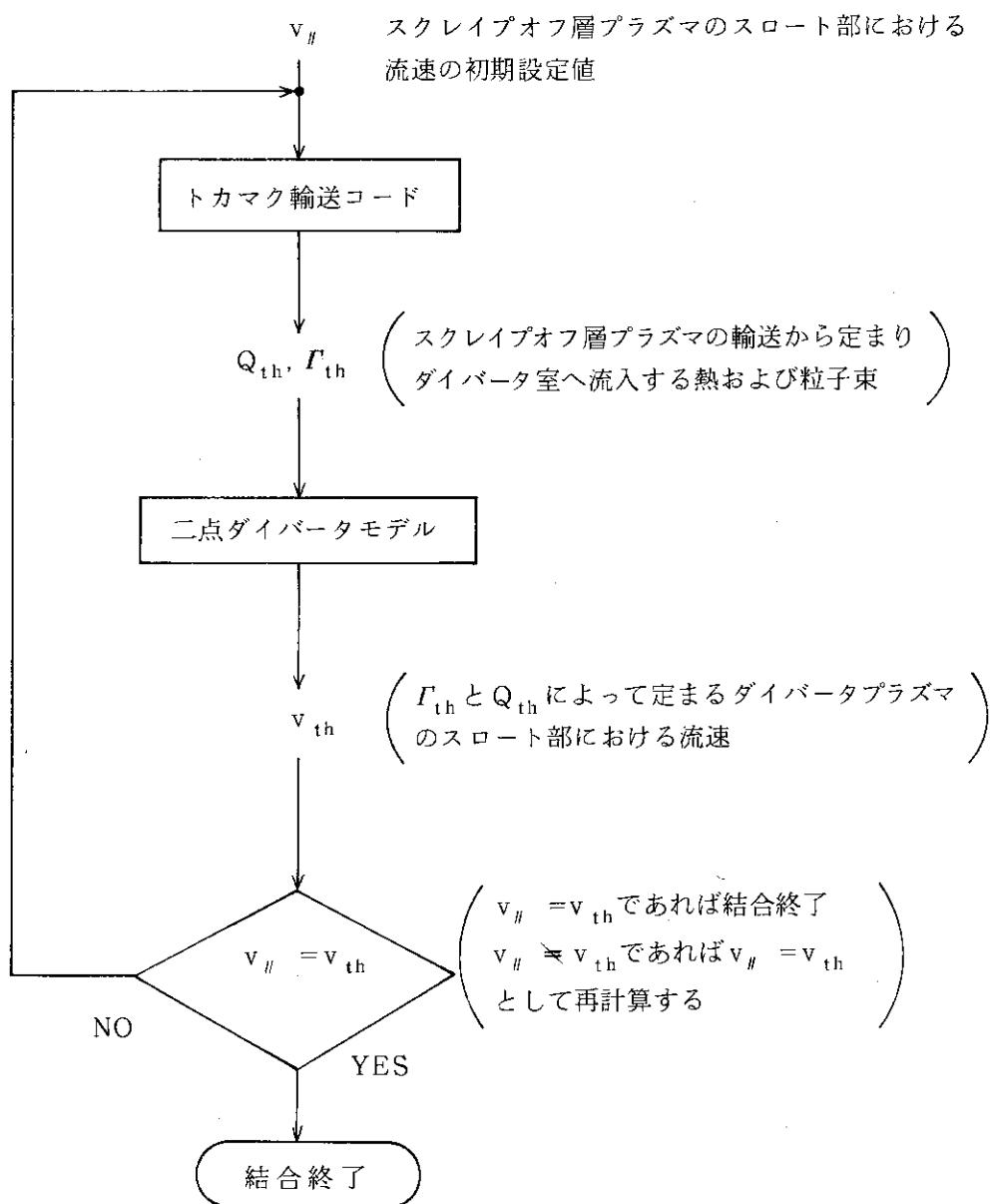


図 2.12 ダイバータプラズマとスクレイプオフ層プラズマの整合条件
(n_{th} と $\langle n_e \rangle_s$ を一致させる場合)
 n_{th} と Γ_{th} の関係(実線)は流体モデルによる解析から求め、
 $\langle n_e \rangle_s$ と Γ_{th} の関係(破線、一点鎖線)はトカマク輸送コードによる解析から求めた。両者の交点が整合条件であり、
そのときの主プラズマ密度が判る。

次に、 v_{\parallel} と v_{th} の一致をはかる手法を用いると、ダイバータ配位プラズマ（主プラズマ、スクレイプオフ層プラズマ、ダイバータプラズマ）の輸送を自動的にかつconsistentに解析できることを示す。この場合、二点ダイバータモデルをトカマク輸送コードに組込み、以下の流れ図で示される繰返し計算を行う。 Q_{th} に対する v_{\parallel} の影響は小さいので、トカマク輸送コードで計算



した Q_{th} はそれ自身が二点ダイバータモデルの初期条件となり、スロート部における Q_{th} の結合は満たされる。一方、 Γ_{th} に対する v_{\parallel} の影響は大きいので、 v_{\parallel} が v_{th} に一致するまで繰返し計算する必要がある。図 2.13 は、繰返し計算によって Γ_{th} の結合がはかられる様子を模式的に示している。図中直線はスクレイプオフ層プラズマの v_{\parallel} と Γ_{th} の関係を、また曲線はダイバータプラズマの v_{th} と Γ_{th} の関係を表わす。両者の交点で $v_{\parallel} = v_{th}$ となり、 Γ_{th} の矛盾のない結

合が完了する。トカマク輸送コードの時間ステップ毎にこの繰返し計算をすることによって、主プラズマとダイバータプラズマの輸送を自動的にかつ consistent に解析できる。この整合方法は、特に主プラズマのパラメータが時間的に大きく変化する場合の解析に対して有用であり、その適用例は第4章で示す。

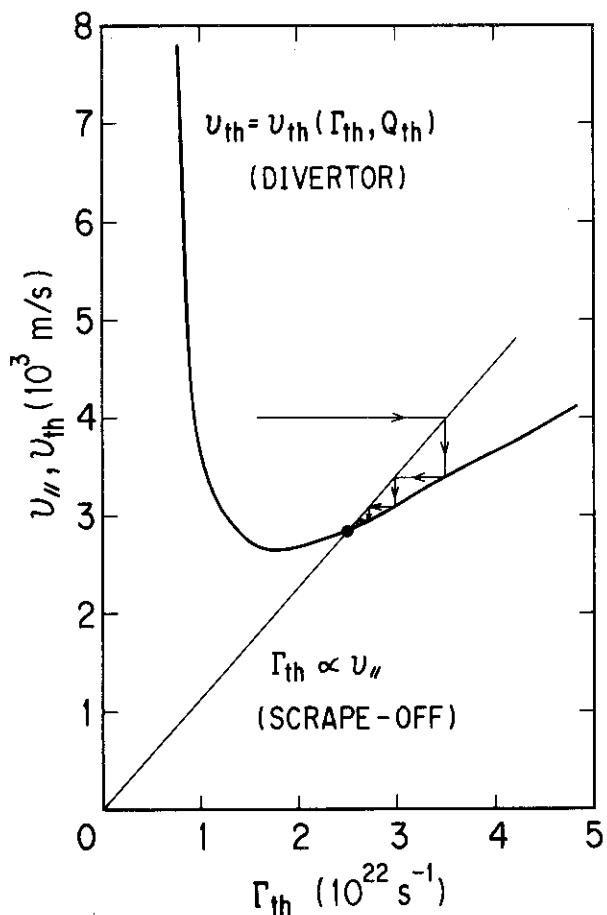


図 2.13 ダイバータプラズマとスクレイプオフ層プラズマの整合条件
(v_{th} と v_{\parallel} を一致させる場合) の模式図

3. ジュール加熱プラズマでのダイバータプラズマ特性

ジュール加熱時における JT-60 のダイバータプラズマ特性を、流体モデル単独で解析した結果と、主プラズマの輸送との関連から解析した結果について記す。本章では、ダイバータ形状や他のパラメータがダイバータプラズマ特性へ与える影響に主眼を置いて解析した。表 3.1 に本章で用いたパラメータの標準値と参考値を示す。断りがない限り今後示される解析結果は標準値を使用している。また本章全般にわたって次の二点を考慮した。

- 1) δ_{void} の標準値は 2.5 cm であるが、そのダイバータ特性への影響（スロート部を通じて中性粒子が主プラズマ室へ逆流する効果の大小）を見るために、両極端の場合 ($\delta_{\text{void}} = 0.1 \text{ cm}$, 5.0 cm) も含めた。
- 2) ダイバータプラズマの放射損失としては付録 1 に示す水素の line radiation だけを仮定した。

尚、OH(II)実験（1986 年 3 月）以降にダイバータ奥室に導入される遮蔽板の効果 ($f_{\text{pump}} = 0.02$) については付録 2 で触れる。また OH(I)実験（1985 年 4 ~ 6 月）で得たダイバータプラズマ特性について、簡単な解析を行い付録 3 にまとめた。

表 3.1 ジュール加熱プラズマでの解析で
用いたパラメータの標準値と参考値

parameters	standard values	reference values
f_{pump}	0.1, 0.2	
δ_{void} (cm)	0.1, 2.5, 5.0	
L_1 (cm)	60	100
B_P/B_T	0.127	0.073, 0.059
δ_s (cm)	3.0	1.0
Q_{th} (MW)	2.0	0.5, 1.0, 1.5
χ_e (m ² /S)	$5 \times 10^{19}/n_e$	$5 \times 10^{19}/\sqrt{2} n_e$
χ_e/D	4, 8	
D_s/D_{Bohm}	0.2	
filling gas	hydrogen	deuterium

$$L_2 = L_3 = 30 \text{ cm}$$

3.1 f_{pump} 依存性と L_1 依存性

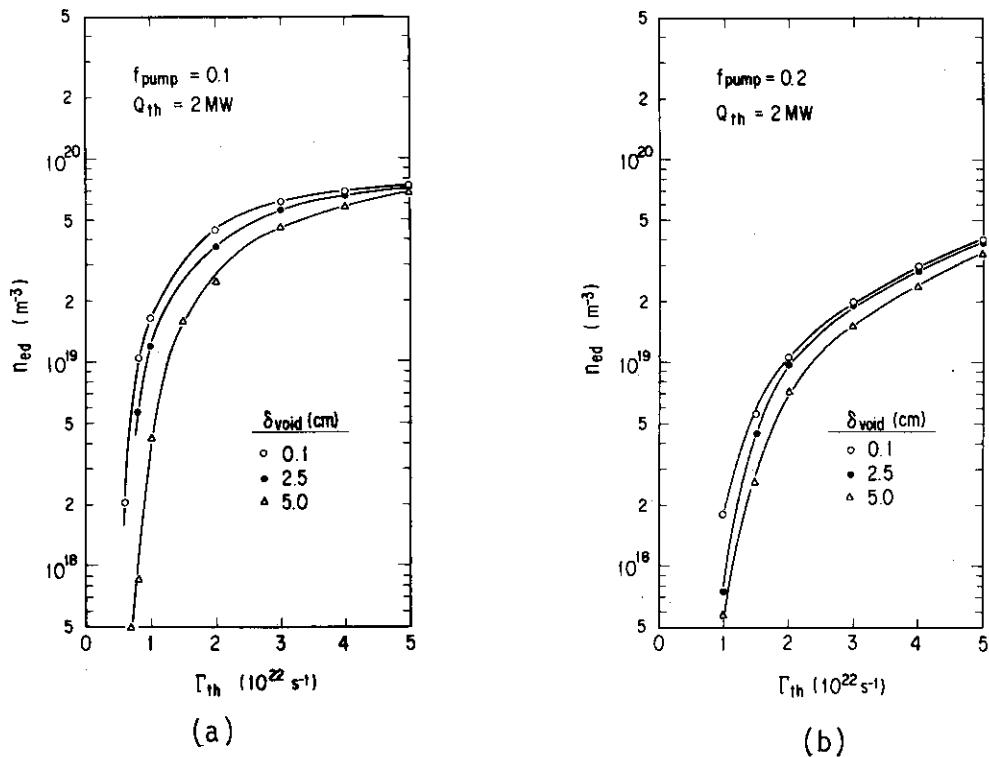
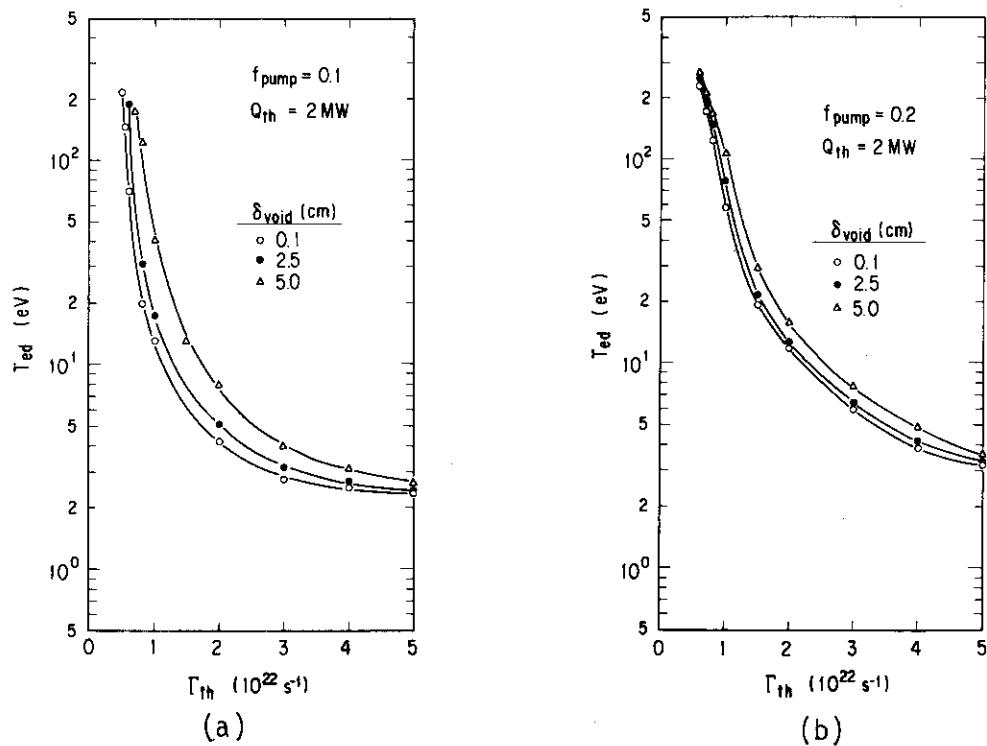
本節では、ダイバータ形状のうち実効ポンプ速度 f_{pump} 、真空領域幅 δ_{void} 、ダイバータプラズマ長 L_1 がダイバータプラズマ特性へ与える影響を調べる。JT-60 の第 1 期ジュール加熱実験（1985 年 4 ～ 6 月）では、ダイバータ奥室に遮蔽板がないため、ダクト部に飛来した中性粒子は奥室ライナの透間部から主プラズマ室へ流出しやすい。ここでは、 δ_{void} の影響を含めて $f_{\text{pump}} = 0.1$ と 0.2 におけるダイバータプラズマ特性を、流体モデルによる解析（粒子束に対する特性）とトカマク輸送コードとの組合せによる解析（主プラズマ密度に対する特性）によって比較検討した結果を示す。次に L_1 とダイバータプラズマ特性の関係について述べる。

流体モデルで評価した、 f_{pump} とダイバータプラズマ諸量（電子密度 n_{ed} 、電子温度 T_{ed} 、中性粒子密度 n_{0d} ）の関係を図 3.1 から図 3.3 に示す。これらの諸量は、ダイバータ板から 1 cm 手前での値である。同様に f_{pump} とダイバータプラズマ全域での放射損失 $P_{\text{rad}}^{\text{div}}$ の関係を図 3.4 に示す。いずれの場合も、ある critical な粒子束 Γ_{th} を越えるとダイバータ板付近の粒子リサイクリングが高まるため、 n_{ed} 、 n_{0d} 、 $P_{\text{rad}}^{\text{div}}$ は急激に増加し、 T_{ed} は低下する。次の三点で f_{pump} および δ_{void} によるダイバータプラズマ特性の相違が認められる。

- 1) f_{pump} が小さいほど n_{ed} 、 n_{0d} 、 $P_{\text{rad}}^{\text{div}}$ は Γ_{th} より低い領域から増加し始め、その立ち上がり方はより急激であり絶対値も大きい。 T_{ed} も Γ_{th} のより低い領域から低温になる。
- 2) f_{pump} が小さいほどダイバータプラズマ特性に対する δ_{void} の効果が顕著となる。
- 3) δ_{void} が小さいほどダイバータプラズマは Γ_{th} のより低い領域から低温高密度になる。

1) は、ダイバータ板で発生した中性粒子は f_{pump} が小さいほど電離されやすいためから理解される。2) と 3) は、ダクト部からダイバータ室外へ流出する中性粒子が減ると、スロート部から主プラズマ室へ中性粒子が逆流する効果がダイバータプラズマ特性に明確に現れ、更に δ_{void} が狭くなるほどその中性粒子が電離されやすくなるためである。

このように f_{pump} が小さいほど Γ_{th} に対するダイバータプラズマ特性の非線形性が強まり、低温高密度のダイバータプラズマが得られやすい。また δ_{void} がダイバータプラズマ特性へ及ぼす影響も明確になる。

図 3.1 粒子束に対する n_{ed} 特性(a) $f_{pump} = 0.1$ (b) $f_{pump} = 0.2$ 図 3.2 粒子束に対する T_{ed} 特性(a) $f_{pump} = 0.1$ (b) $f_{pump} = 0.2$

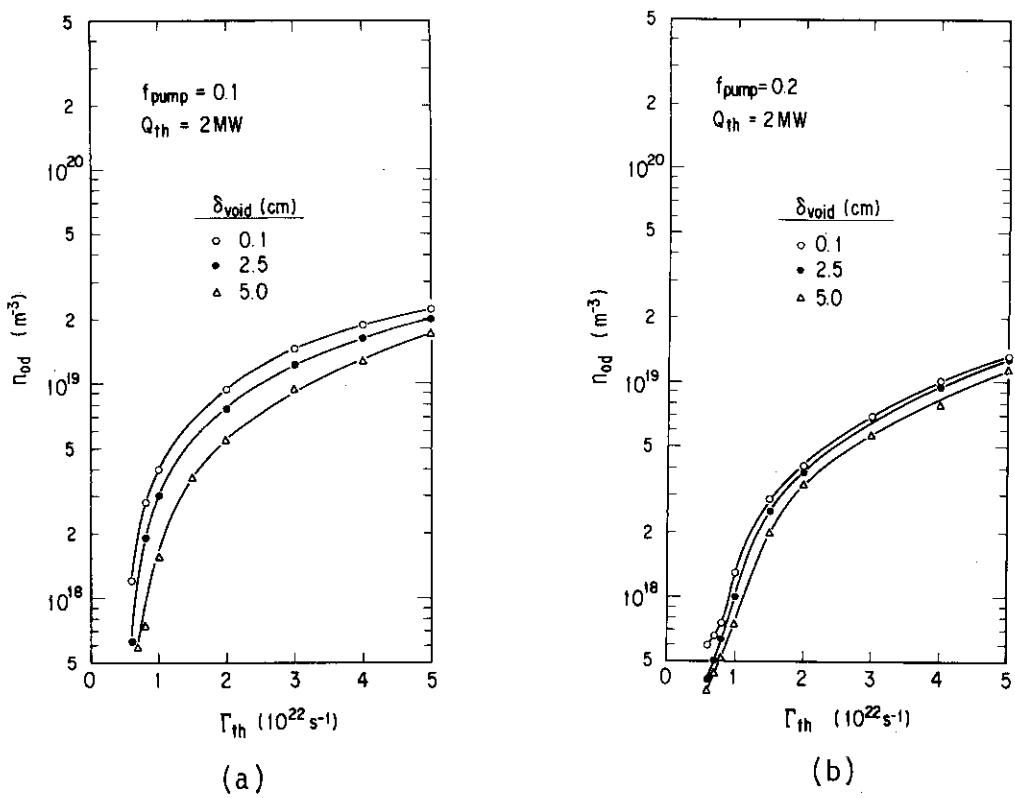
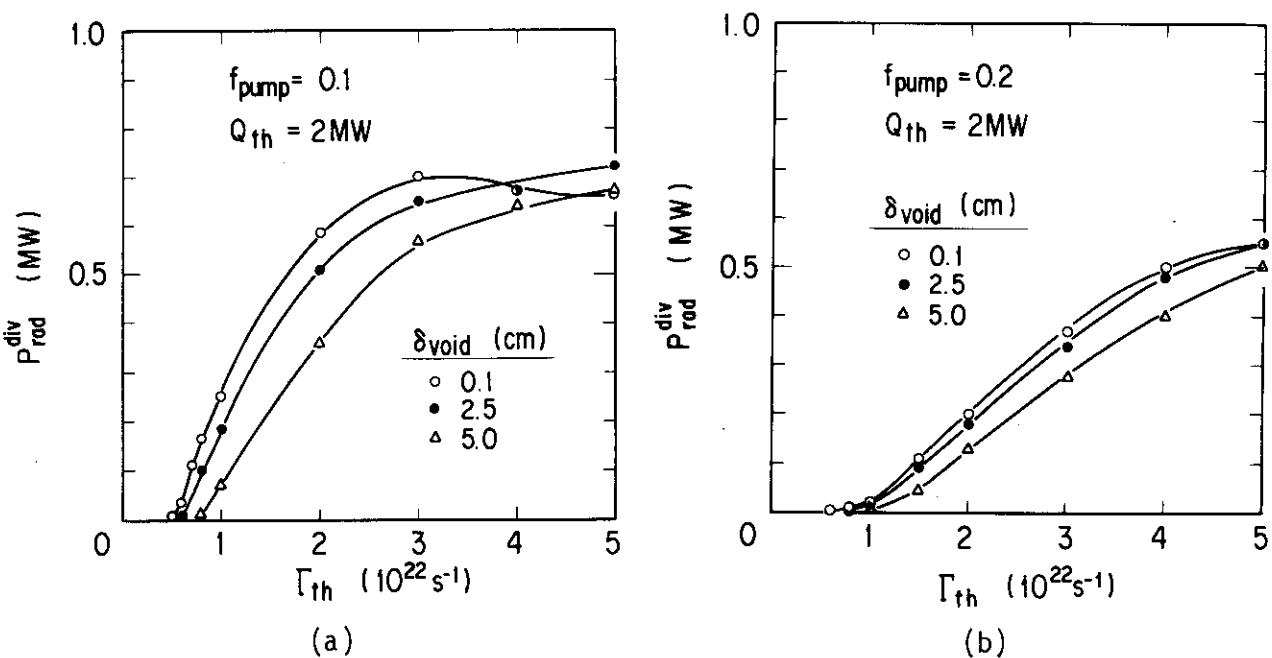
図 3.3 粒子束に対する n_{ad} 特性(a) $f_{\text{pump}} = 0.1$ (b) $f_{\text{pump}} = 0.2$ 

図 3.4 粒子束に対する放射損失特性

(a) $f_{\text{pump}} = 0.1$ (b) $f_{\text{pump}} = 0.2$

流体モデルの結果とトカマク輸送コードの結果を、 $n_{th} = \langle n_e \rangle_s$ の整合条件を使って結合し評価した、 f_{pump} と主プラズマ密度 $\langle n_e \rangle$ に対するダイバータプラズマ特性 (n_{ed} , T_{ed} , P_{rad}^{div}) を図 3.5 から図 3.7 に示す。ここで、 $\langle n_e \rangle$ は定常状態での体積平均電子密度である。主プラズマの熱拡散係数 χ_e は INTOR 則とし、粒子拡散係数 D は χ_e の $\frac{1}{4}$ と $\frac{1}{8}$ を仮定した（表 3.1 参照）。結果をみると、 f_{pump} と δ_{void} に対するダイバータプラズマ特性は流体モデルだけで評価したものと基本的に同じである。即ち、

4) f_{pump} や δ_{void} が小さいと $\langle n_e \rangle$ のより低い領域から、 n_{ed} や P_{rad}^{div} は高まり T_{ed} は低下する。

ここでは、D によるダイバータプラズマ特性の相違について考える。D が大きいほど、主プラズマからスクレイプオフ層に流入する粒子数が多いので、流速が同じであればスクレイプオフ層プラズマの平均電子密度 $\langle n_e \rangle_s$ が増す。このため、 $\langle n_e \rangle$ が同じでも D が大きいほど、スロート部からダイバータ室へ流入する粒子束 I_{th} が増して、ダイバータプラズマの温度は下がり密度は高まる。即ち、

5) ダイバータ形状や $\langle n_e \rangle$ が同じ場合、D にはほぼ比例して n_{ed} は増加し、 T_{ed} は低下する。ことが判る。

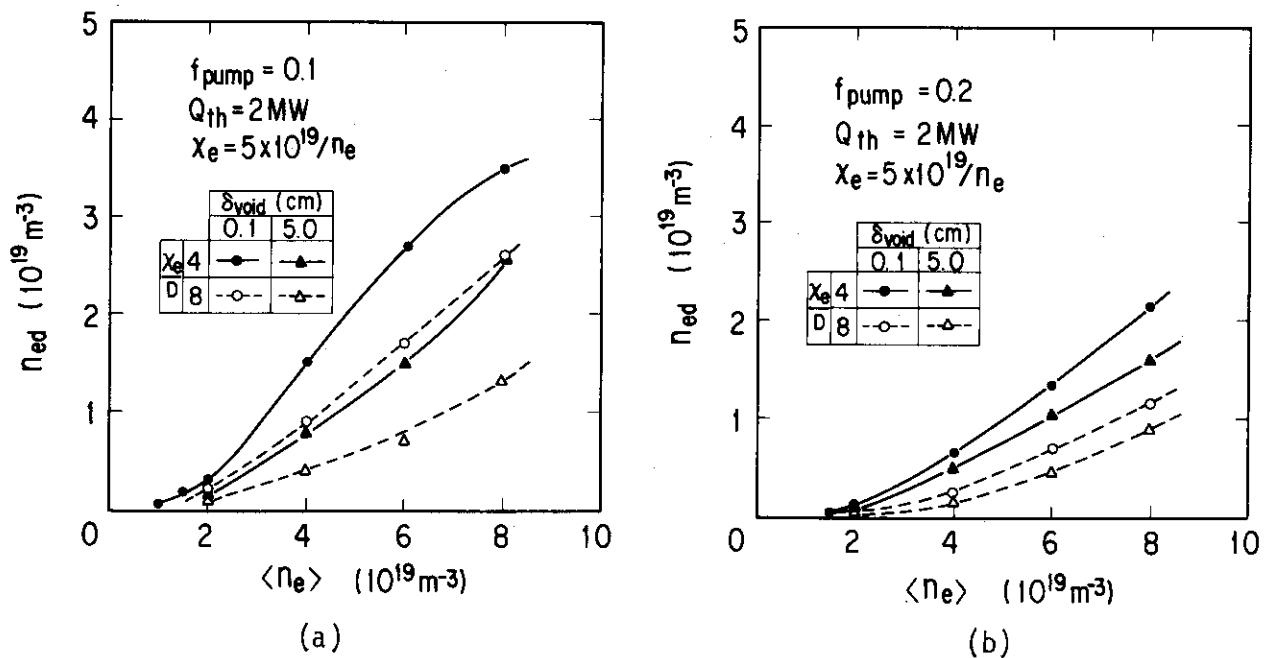


図 3.5 主プラズマ密度に対する n_{ed} 特性

- (a) $f_{pump} = 0.1$
- (b) $f_{pump} = 0.2$

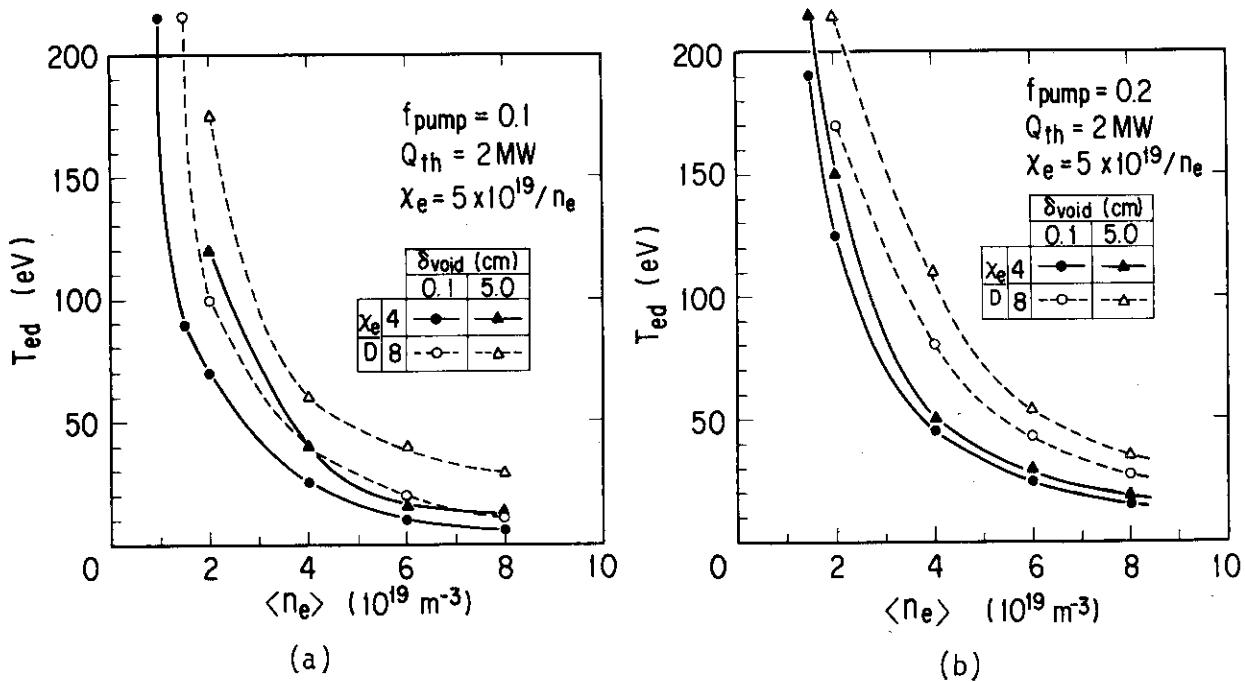
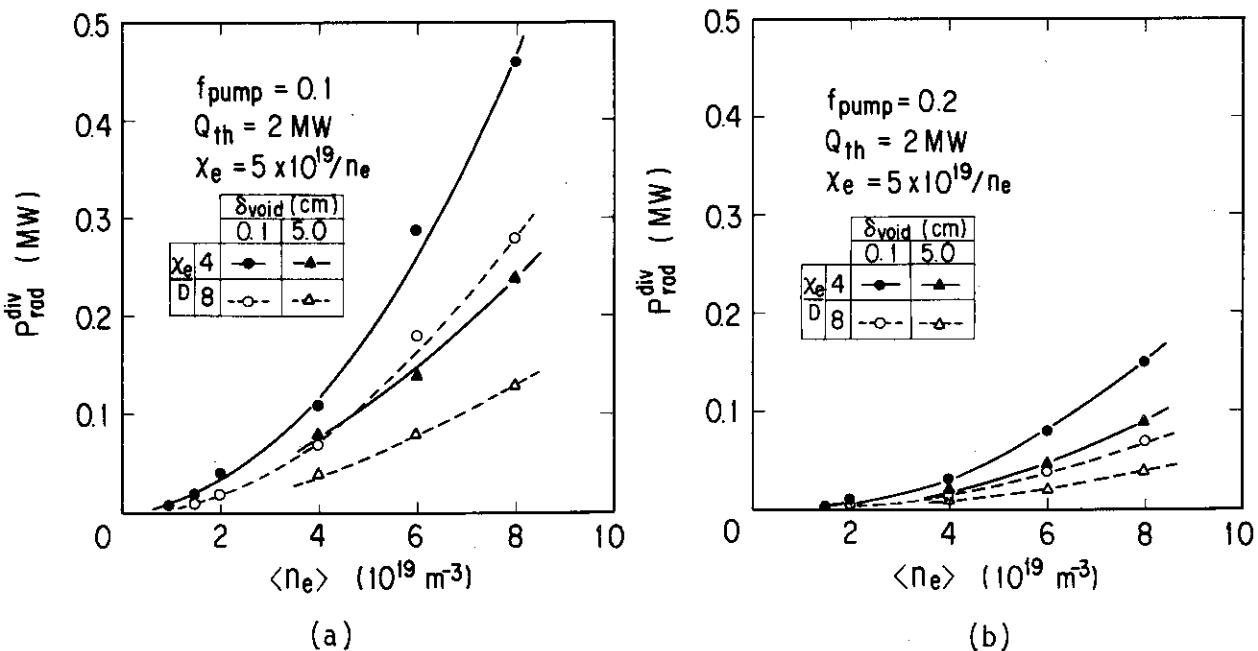
図 3.6 主プラズマ密度に対する T_{ed} 特性(a) $f_{\text{pump}} = 0.1$ (b) $f_{\text{pump}} = 0.2$ 

図 3.7 主プラズマ密度に対する放射損失特性

(a) $f_{\text{pump}} = 0.1$ (b) $f_{\text{pump}} = 0.2$

次に L_1 に対するダイバータプラズマ特性の相違を流体モデルを使って調べた結果について述べる。図 3.8(a) は $L_1 = 100 \text{ cm}$ としたときの n_{ed} 特性である。 $L_1 = 60 \text{ cm}$ のときの n_{ed} 特性 [図 3.1(a)] と比較して、 $\delta_{\text{void}} = 5 \text{ cm}$ の場合に L_1 が長くなったことによる影響が認められる。即ち、

- 6) δ_{void} が大きくても L_1 が長ければ、スロート部からの中性粒子の逆流が抑えられ、 n_{ed} が高まる。

δ_{void} が小さい場合 ($\delta_{\text{void}} = 0.1 \text{ cm}$) は元々逆流が少ないので L_1 が n_{ed} 特性に及ぼす影響は小さいことが、両図の比較から理解される。一方図 3.8(b) に示される n_{th} 特性をみると、 L_1 が長いほど高 Γ_{th} 領域で n_{th} はより小さな値で飽和する。これは二点ダイバータモデルの (12), (13) 式から理解できる。即ち、 Γ_{th} が大きい領域では $T_{\text{th}} \gg T_{\text{ed}}$ なので、(13) 式右辺第2項が T_{th} を定める。 $L_D \approx L_1 \cdot B_T / B_P$ であるから、 L_1 が大きいと T_{th} は高まり、(12) 式より n_{th} は低下する。トカマク輸送コードで求まる $\langle n_e \rangle_s$ と Γ_{th} と関係と n_{th} と Γ_{th} の関係を整合させると、図 2.12 から判るように n_{th} の飽和値が低いほど低温高密度ダイバータプラズマがより低い主プラズマ密度で得られる。このように、

- 7) L_1 が長いほどより低い主プラズマ密度から低温高密度ダイバータプラズマが実現されやすい。

ことが理解される。

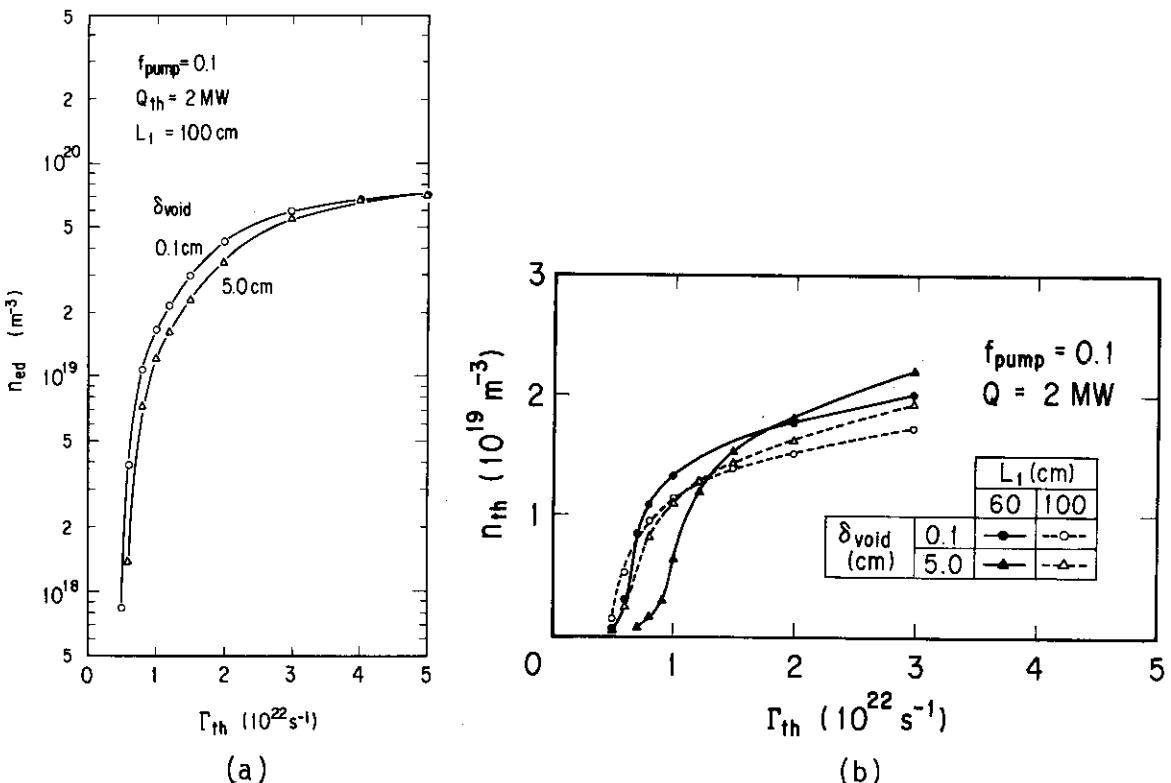


図 3.8 粒子束に対するダイバータプラズマの密度特性 ($L_1 = 100 \text{ cm}$)

(a) n_{th} 特性

(b) n_{ed} 特性

3.2 その他のパラメータ依存性

本節では、安全係数 q_a 、スクレイプオフ層の幅 δ_s および熱流束 Q_{th} がダイバータプラズマ特性へ与える影響について述べ、水素ガス放電と重水素ガス放電のダイバータプラズマ特性を比較検討する。

q_a 依存性

プラズマ電流を 1.5 MA 前後に固定して B_T だけを変えた場合、即ち一定の Q_{th} に対して q_a だけが変化したときの n_{ed} 特性を図 3.9 に示す。図中 $B_P/B_T = 0.073$ は $q_a = 3.7$ ($B_T = 4.5$ T), $B_P/B_T = 0.127$ は $q_a = 2.1$ ($B_T = 3.0$ T) に相当する。この図は流体モデルだけで評価したものであるが、

8) q_a が高いほど、 n_{ed} は Γ_{th} の低い領域からより急激に立ち上り、到達密度も高い；

ことがわかる。これは q_a が大きいと \bar{S} が小さくなっている、粒子束密度 f と熱流束密度 q の両方が増すためである。次にこの結果とトカマク輸送コードの結果を結合させて、主プラズマの定常状態における平均密度 $\langle n_e \rangle$ に対する n_{ed} 特性を評価したものを図 3.10 に示す。前図に比べ q_a に対する n_{ed} 特性の相違は明確ではない。これは、スクレイプオフ層プラズマの平均密度 $\langle n_e \rangle_s$ が同じでも q_a が高いほど \bar{S} が小さくなっているので、スロート部の粒子束 Γ_{th} が小さくなり、前記の効果が相殺されるためである。このため、

9) 主プラズマ密度 $\langle n_e \rangle$ に対する n_{ed} 特性は、 q_a に依存する度合は小さい、

ことが判る。

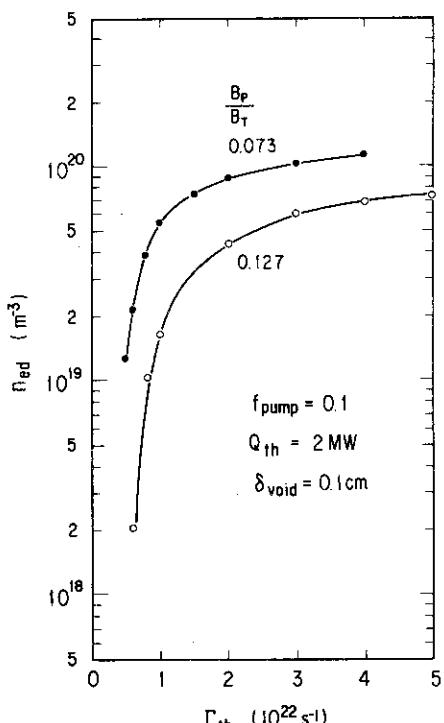


図 3.9 粒子束に対する n_{ed} 特性 (q_a 依存性)

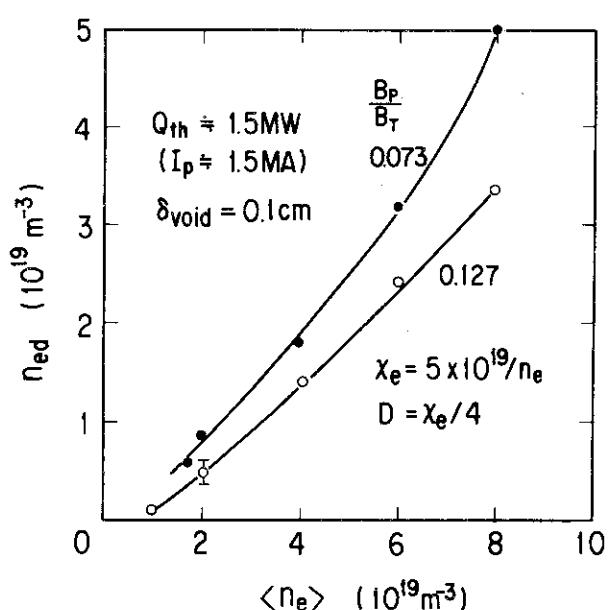


図 3.10 主プラズマ密度に対する n_{ed} 特性
(q_a 依存性)

δ_s 依存性

スクレイピオフ層の幅に対する依存性も \bar{S} に関連しているので、流体モデルだけで解析する限り本質的には q_a 依存性と同じはずである。図 3.11 は δ_s が 3 cm (標準値) と 1 cm の場合の n_{ed} 特性を流体モデルだけで求めたもので、

10) δ_s が小さいほど n_{ed} は Γ_{th} の低い領域からより急激に立上り、到達密度も高い、

ことがわかる。図 3.12 はトカマク輸送コードの結果と整合させて評価した n_{ed} 特性である。 δ_s が小さいと粒子束 Γ_{th} が充分に取れない。このため流体モデルによる結果が打ち消されて、

11) δ_s が小さいほど粒子束が減るため、主プラズマ密度 $\langle n_e \rangle$ が増しても n_{ed} の増加は少ない、

ことが判る。

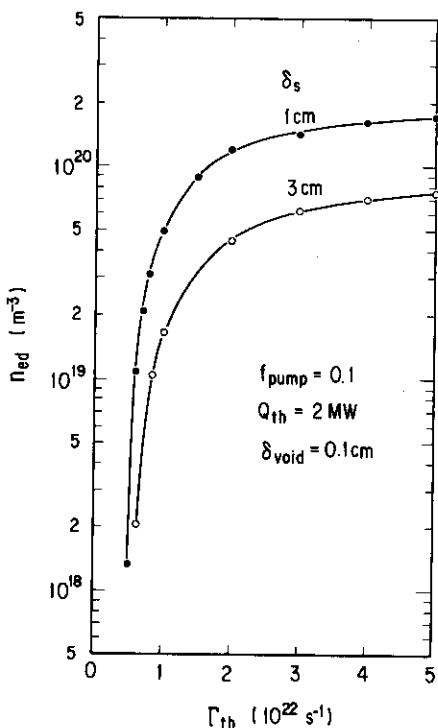


図 3.11 粒子束に対する n_{ed} 特性 (δ_s 依存性)

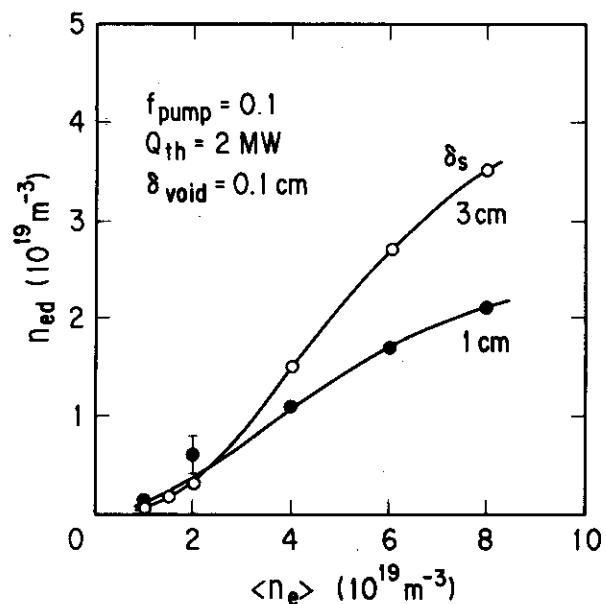


図 3.12 主プラズマ密度に対する n_{ed} 特性 (δ_s 依存性)

 Q_{th} 依存性

スロート部への入力パワーのみが異なる場合のダイバータプラズマ特性 (n_{ed} , P_{rad}^{div}) を図 3.13 に示す。この場合 \bar{S} への影響がないので、図中の各曲線の相違は熱流束密度 q だけである。本図より、

12) Q_{th} が大きいほど、 n_{ed} や P_{rad}^{div} は Γ_{th} のより高い領域になってから増加しはじめるが、その立上りはより急激であり、かつ絶対値もより大きい、

ことが判る^{*)}。 $P_{\text{rad}}^{\text{div}}$ の Q_{th} に対する比は、 $\Gamma_{\text{th}} = 1.5 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ で約 $1/3$ である。

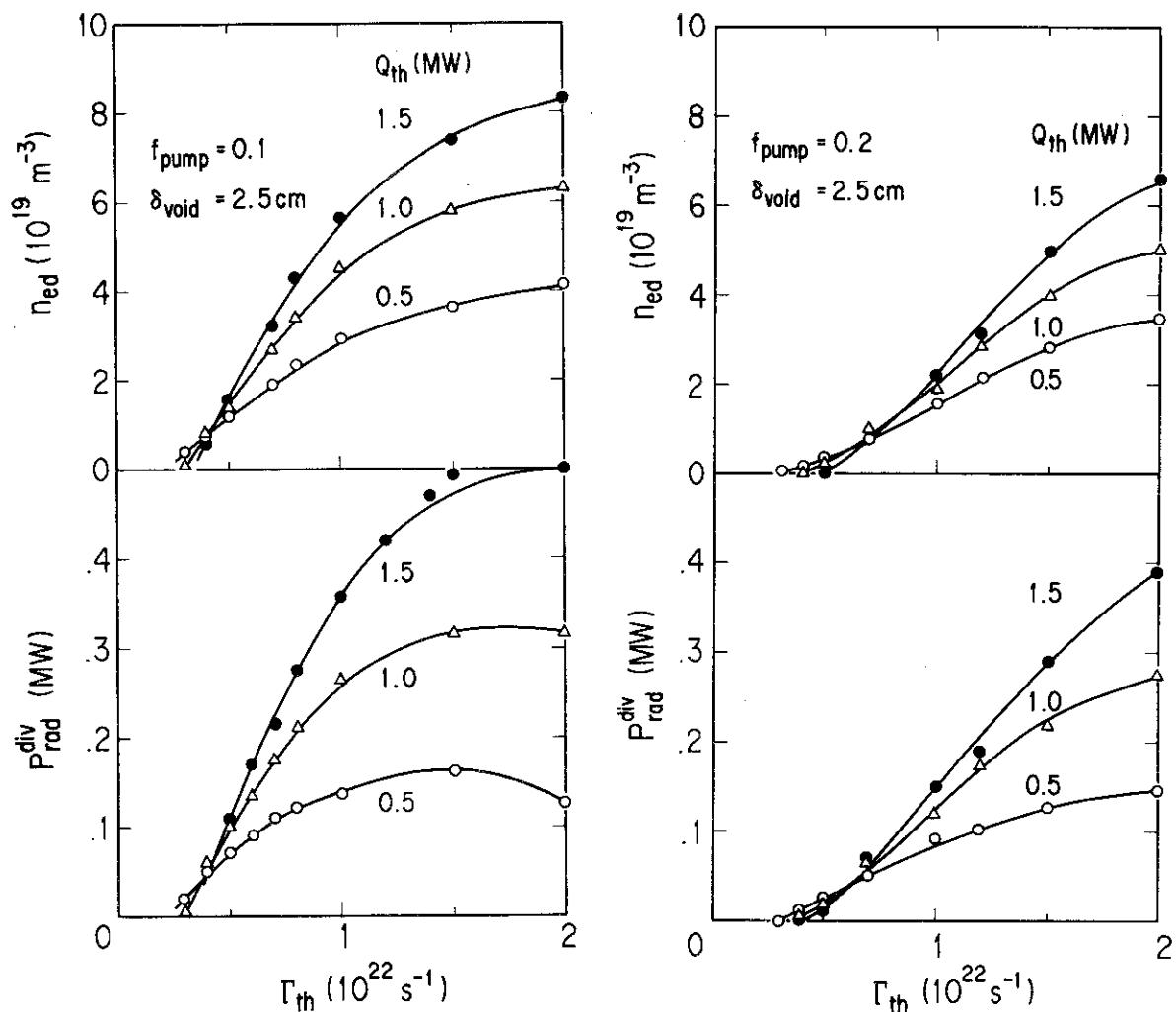


図 3.13 粒子束に対する n_{ed} と放射損失特性 (Q_{th} 依存性)

(a) $f_{\text{pump}} = 0.1$

(b) $f_{\text{pump}} = 0.2$

水素ガス放電と重水素ガス放電の比較

両放電でのダイバータプラズマ特性の比較は次の点で興味深い。実験事実として重水素ガス放電の方がエネルギー閉じ込めが良いため粒子拡散も少ないと予想されるが、その一方流速 v_{\parallel} が音速に比例すれば重水素の方が質量比の $1/2$ 乗だけ遅くなつて $\langle n_e \rangle_s$ が高まりやすい。水素ガス放電に比べて重水素ガス放電はこのような相殺し合う二つの効果があるので、そのダイバータプラズマ特性が水素ガス放電のそれと同じか否か輸送コードと組合せて解析した。

図 3.14 は流体モデルだけで求めた n_{ed} 特性であるが、

*) 高パワー追加熱入力があると、この傾向はより顕著となる（図 2.6 参照）。

13) 重水素ガス放電のほうが、 n_{ed} はより低い Γ_{th} の領域からより急激に立ち上り、かつ到達密度も高い。

次にトカマク輸送コードの結果と整合させて求めた、主プラズマ密度 $\langle n_e \rangle$ に対する n_{ed} 特性を図 3.15 に示す。主プラズマの熱拡散係数は水素プラズマでは INTOR 則、重水素プラズマでは INTOR 則の $1/\sqrt{2}$ とし、粒子拡散係数は $D = \chi_e / 4$ を仮定した。低 $\langle n_e \rangle$ 領域では両放電の n_{ed} 特性に差異は少ないが、高 $\langle n_e \rangle$ 領域 ($\langle n_e \rangle \gtrsim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) では重水素ガス放電時の n_{ed} はまだ増加するのに対し、水素ガス放電時の n_{ed} は飽和するように見える。これはスクレイプオフ層プラズマの輸送が、重水素では v_{\parallel} が遅く $\langle n_e \rangle_s$ が高い系に、また水素では v_{\parallel} が速く $\langle n_e \rangle_s$ が低い系になっているためである。

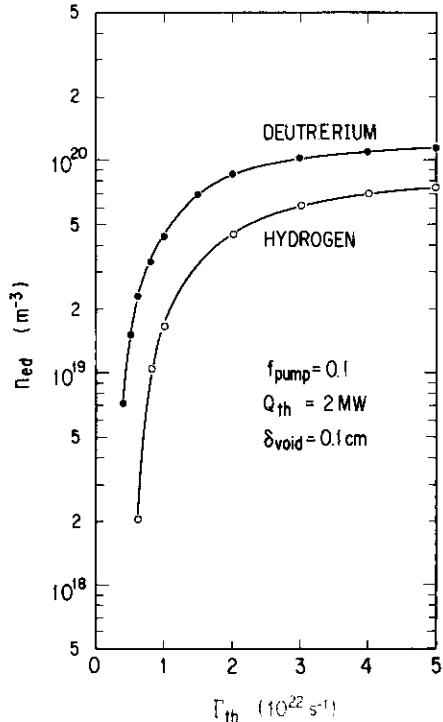


図 3.14 粒子束に対する n_{ed} 特性
(水素放電と重水素放電の比較)

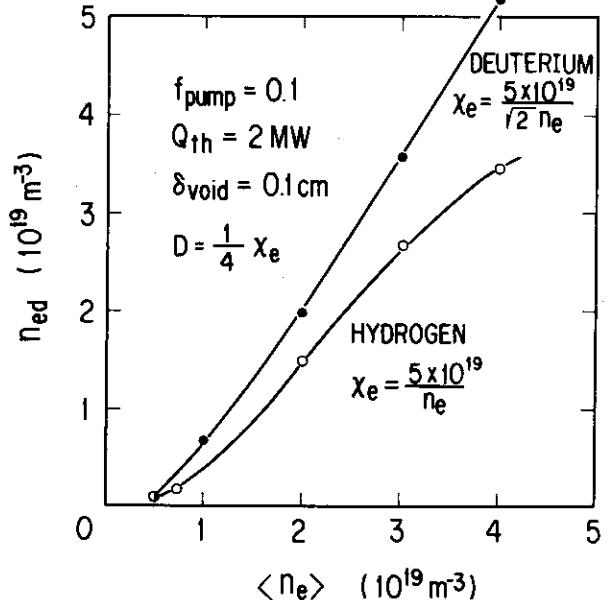


図 3.15 主プラズマ密度に対する n_{ed} 特性
(水素放電と重水素放電の比較)

本章で解析した、ダイバータプラズマ特性に及ぼす諸パラメータの影響の度合を、流体モデル単独で評価した場合^{*1)} とトカマク輸送コードと整合させて評価した場合^{*2)} に分けて表 3.2 にまとめた。前者で影響力の大きいパラメータは、 f_{pump} , $q_a (B_p/B_T)$, δ_s , Q_{th} であるが、主プラズマ密度の観点（後者）からみると、 f_{pump} , L_1 , δ_s , Q_{th} , D である。実験的には主プラズマ密度に対してダイバータプラズマ特性を観測することが多く、また L_1 , δ_s , D は制御

*1) ダイバータプラズマ特性を粒子束の関数として評価する。

*2) ダイバータプラズマ特性を主プラズマ密度の関数として評価する。

できない。従って、 Q_{th} が一定の場合、 f_{pump} を小さくすると同時に主プラズマ密度を高めて I_{th} を増すことによって低温高密度ダイバータプラズマを実現することが重要である。 f_{pump} が小さい場合は δ_{void} も効果を顕し、それが狭いほどダイバータプラズマは高密度になる。JT-60では δ_t が制御可能なので δ_{void} を変えることができる（2.1 節参照）。

表 3.2 ダイバータプラズマのパラメータ依存性のまとめ

Parameters	Main effect	Fluid model	Coupling model
f_{pump}	• particle recycling	◎	◎
δ_{void}	in divertor	○	○
L_1	chamber	△	◎
B_P/B_T	• heat & particle	◎	△
δ_s	flux density	◎	◎
Q_{th}	• heat flux density	◎	◎
D	• particle flux		◎
$D_{\perp s}$	at throat		△

◎ large
 ○ middle
 △ small } effect on divertor plasma characteristics

4. 追加熱プラズマでのダイバータプラズマ特性

追加熱(NBI／RF加熱)時におけるJT-60ダイバータプラズマ特性を、流体モデル(ダイバータコード)単独で、更に二点ダイバータモデルを組込んだトカマク輸送コードで解析した。¹²⁾ 使用したパラメータの標準値を表4.1に示す。本章で示す内容は、高パワー追加熱時の f_{pump} 依存性と放射損失依存性、低温高密度ダイバータプラズマを実現するために要請される主プラズマ密度と追加熱パワーの注入方法、主プラズマの異なる粒子拡散係数 D に対するダイバータプラズマ特性である。尚、主プラズマ中の放射損失は考慮していないので、本章では入力された追加熱パワーにほぼ等しいパワーがダイバータ室に流入した場合について検討した。

表 4.1

parameters	standard values
f_{pump}	0.1, 0.2
δ_{void} (cm)	3.0
L_1 (cm)	100
B_P/B_T	0.127
δ_s (cm)	3.0
Q_{th} (MW)	27
χ_e (m^2/s)	$7.5 \times 10^{19}/n_e$
χ_e/D	6
D_s/D_{Bohm}	0.2
filling gas	hydrogen

$$L_2 = L_3 = 30 \text{ cm}$$

4.1 f_{pump} 依存性と放射損失依存性

高パワー追加熱時で f_{pump} が 0.1 と 0.2 のときのダイバータプラズマ特性 (n_{ed} と n_{th} , T_{ed} と T_{th} , R と $P_{\text{rad}}^{\text{div}}$) の相違を図 4.1～4.3 に示す。これは流体モデルによる解析結果で、 $Q_{\text{th}} = 27 \text{ MW}$ とし、放射損失は水素と酸素（混入量 1.25 %）の line radiation を仮定した。図 4.1 の n_{ed} 特性をみると、 $f_{\text{pump}} = 0.1$ のほうがより低い Γ_{th} 領域 ($\Gamma_{\text{th}} \sim 1.5 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$) から急激に増加する。この傾向は、 Q_{th} が小さい場合（図 3.1）と同様である。しかし同じ f_{pump} でも、例えば図 3.1(a) と図 4.1(a) を比べると、 Q_{th} が大きければ n_{ed} が急激に立上がる Γ_{th} 領域は高めになる。このことは、図 3.2(a) と図 4.2(a) の比較からわかるように、 $T_{\text{ed}} \lesssim 10 \text{ eV}$ の低温ダイバータプラズマを得るために、より多くの粒子束が必要であることを意味する。また f_{pump} が大きければ ($f_{\text{pump}} = 0.2$)、図 4.2(a) と(b) の比較からわかるように、低温ダイバータプラズマを得るには、更に多くの粒子束を必要とする。

高パワー追加熱時でも粒子束が充分大きければ ($f_{\text{pump}} = 0.1$ では $\Gamma_{\text{th}} \gtrsim 2.5 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$, 0.2 では $4 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$)、低温でより高密度はダイバータプラズマ ($T_{\text{ed}} \lesssim 10 \text{ eV}$, $n_{\text{ed}} \gtrsim 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$) が実現される。これは、ダイバータ板付近の粒子リサイクリングの強さを表わす粒子束増倍率 R が、 $Q_{\text{th}} < 2 \text{ MW}$ では最大 10 程度であるのに対し、 $Q_{\text{th}} = 27 \text{ MW}$ では図 4.3 に示されるように 30～50 まで高まるためである。また粒子束が大きい領域では n_{ed} が高いため放射損失 $P_{\text{rad}}^{\text{div}}$ も大きく、 $P_{\text{rad}}^{\text{div}}$ は Q_{th} の 40～60 % を占めることが同図は示している。

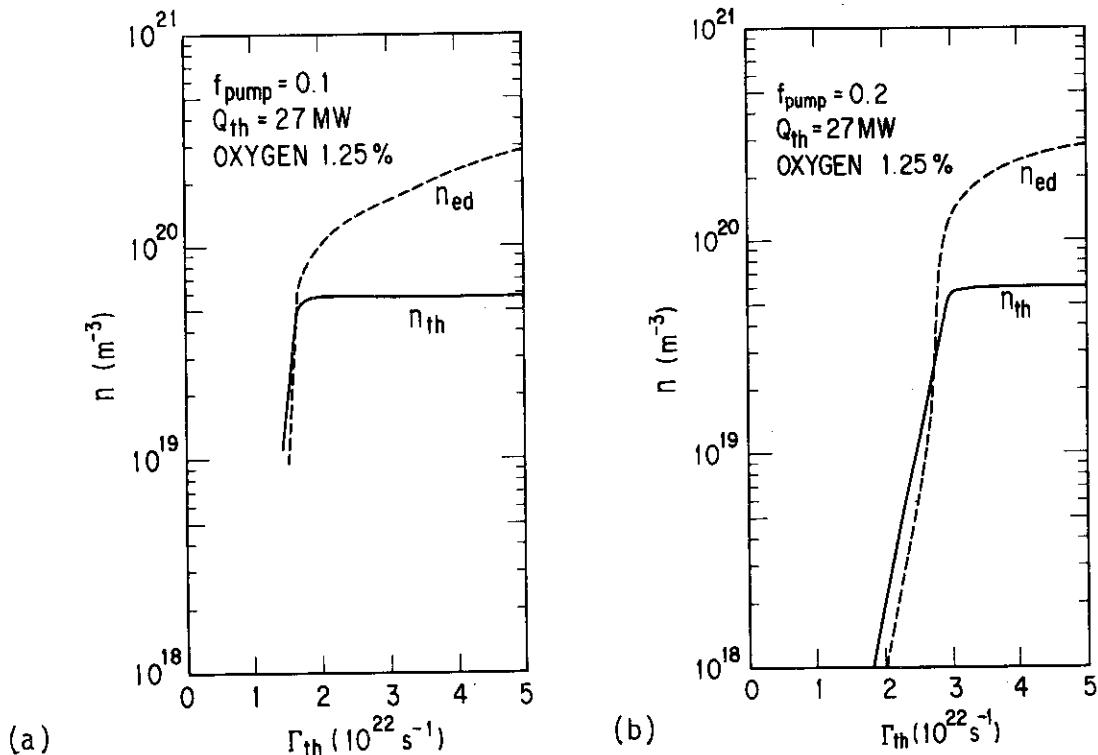


図 4.1 粒子束に対するダイバータプラズマの密度特性

(a) $f_{\text{pump}} = 0.1$

(b) $f_{\text{pump}} = 0.2$

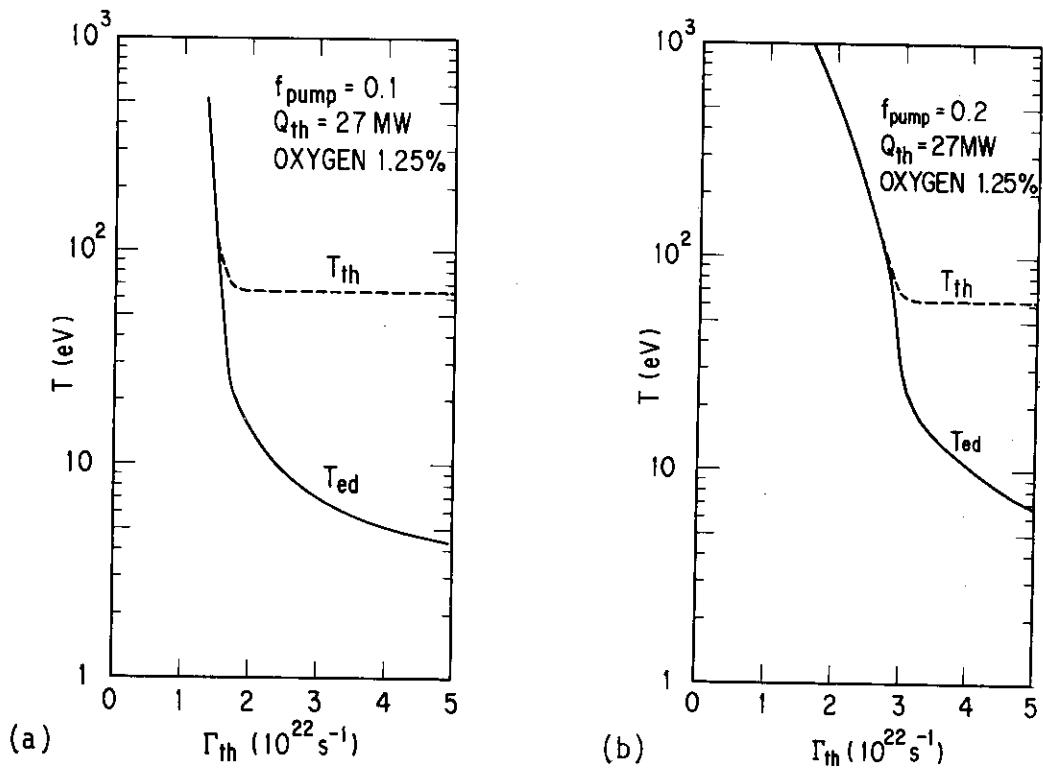


図 4.2 粒子束に対するダイバータプラズマの温度特性

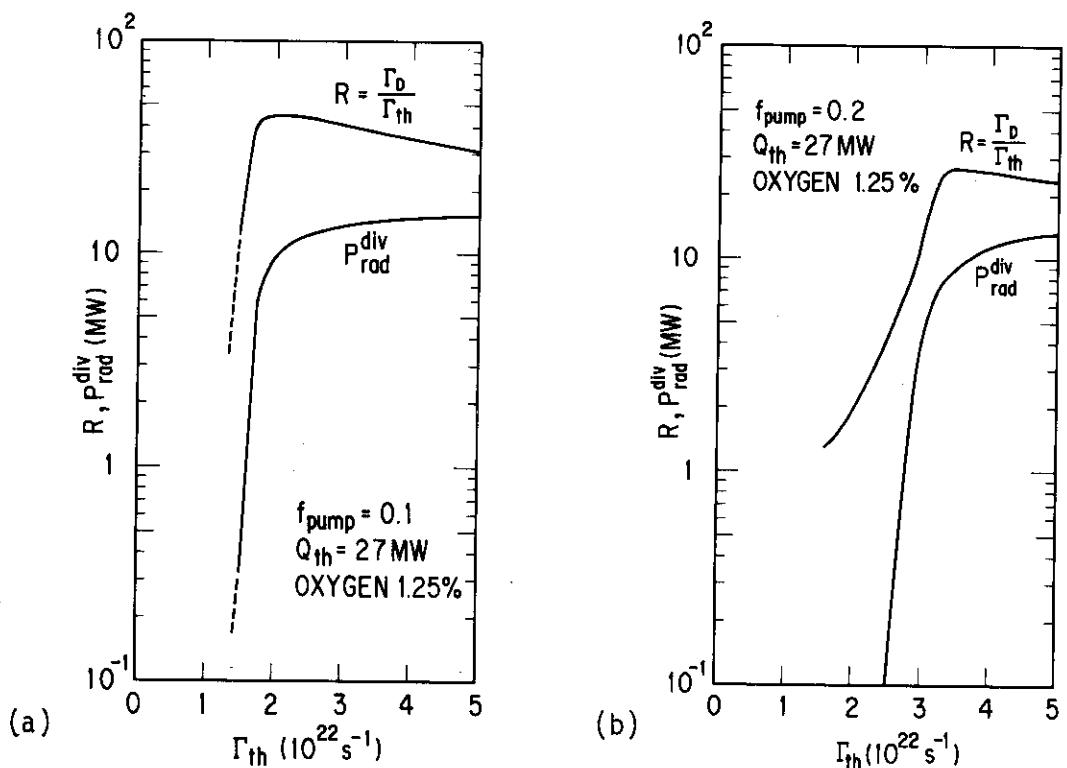
(a) $f_{\text{pump}} = 0.1$ (b) $f_{\text{pump}} = 0.2$ 

図 4.3 粒子束に対する粒子束増倍率と放射損失特性

(a) $f_{\text{pump}} = 0.1$ (b) $f_{\text{pump}} = 0.2$

図4.4は、 f_{pump} が異なると主プラズマ密度 $\langle n_e \rangle$ に対するダイバータプラズマ特性も変わることを示している。これは、 $Q_{\text{th}} = 27 \text{ MW}$, $\chi_e = 7.5 \times 10^{19} / n_e$, $D = \chi_e / 6$ を仮定して、二点ダイバータモデルを組込んだトカマク輸送コードで解析したものである。 $f_{\text{pump}} = 0.1$ (実線)では、 $\langle n_e \rangle = 1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ で低温高密度ダイバータプラズマ($T_{\text{ed}} = 10 \text{ eV}$, $n_{\text{ed}} = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$)が得られる。しかし、 $f_{\text{pump}} = 0.2$ (破線)で低温高密度ダイバータプラズマを得るには、更に高い主プラズマ密度が必要であることを示している。

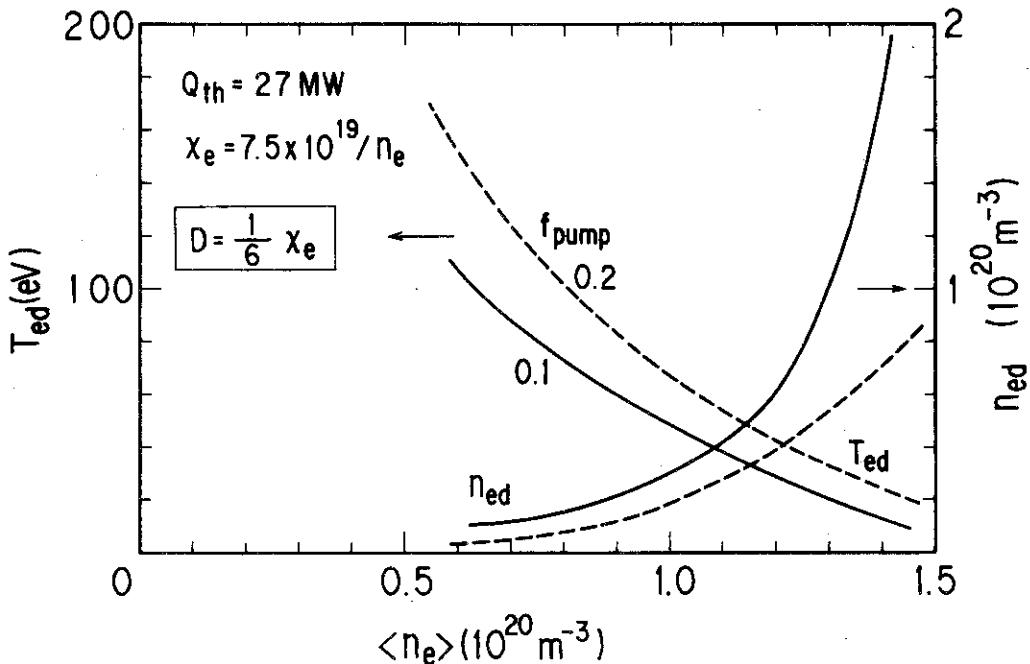


図4.4 主プラズマ密度に対するダイバータプラズマ特性(f_{pump} 依存性)

次に、放射損失が異なる場合のダイバータプラズマ特性の比較を図4.5に示す。放射損失として、図中の破線Aは水素のline radiationだけを、また実線Bは水素と混入量1.25%の酸素のline radiationを各々仮定した。放射損失は当然Bのほうが大きく、その影響はダイバータプラズマの温度や密度に現われる。

粒子束 Γ_{th} がすこぶる小さい領域では、A, Bとも $P_{\text{rad}}^{\text{div}} \ll Q_{\text{th}}$ なので T_{ed} には差異は生じない。 Γ_{th} が増しダイバータ板付近の粒子リサイクリングが急激に高まる領域にはいると、図に示されるように放射損失が大きいほど、 T_{ed} はより低下すると同時に粒子束増倍率の立上がりがより早いためにそれに応じて n_{th} や n_{ed} も急上昇する。この領域では、 T_{ed} , n_{th} , n_{ed} に放射損失によって有意な差が生じる。高 Γ_{th} 領域では、 T_{ed} は放射損失の大小に関係なく低温となるが、 n_{th} や n_{ed} は放射損失が大きいほどその飽和値が低下する。これは放射損失が大きいと高 Γ_{th} 領域で粒子束増倍率が小さいためである。

放射損失に関する上記の結果と、 $\langle n_e \rangle_s$ と Γ_{th} の関係とを整合させることによって、次のことが判る。ダイバータプラズマ中の放射損失が大きい場合、より低い主プラズマ密度から低温ダイバータプラズマが得られるが、それに応じてダイバータ板付近の密度も低下する。一方放射損失が小さければ、低温高密度プラズマを実現するには主プラズマ密度を充分に高める必要がある。

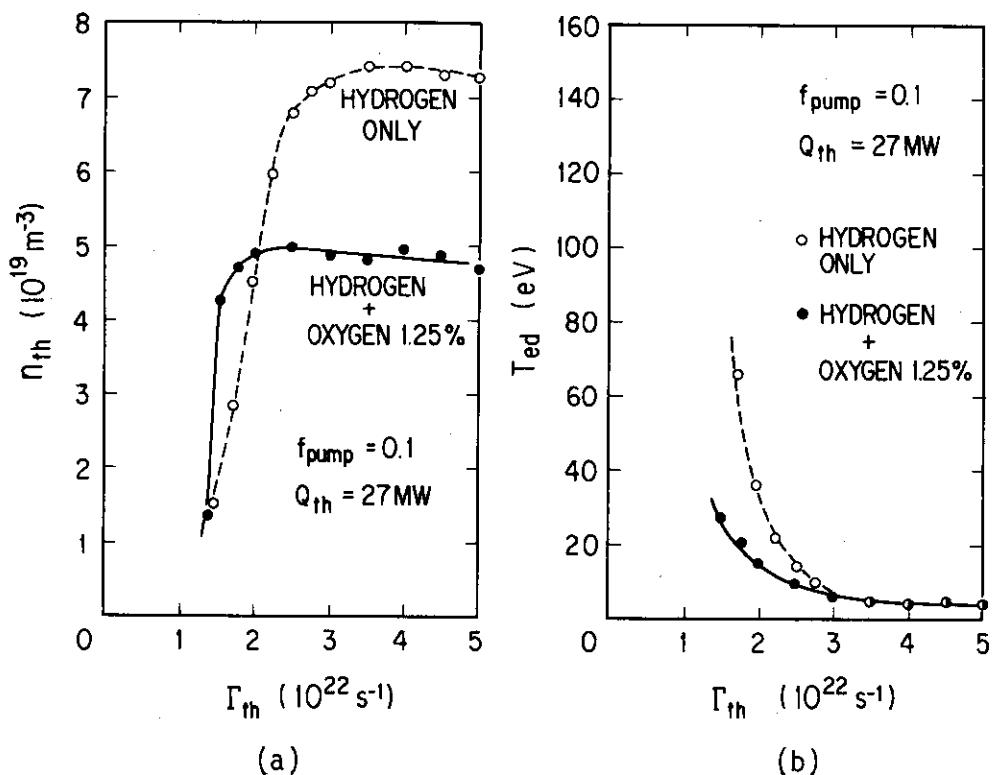


図 4.5 粒子束に対するダイバータプラズマ特性

(a) n_{th} 特性

(b) T_{ed} 特性

4.2 低温高密度ダイバータプラズマと主プラズマの関係

二点ダイバータモデルを組込んだトカマク輸送コードを使って、高パワー追加熱入力時における低温高密度ダイバータプラズマ実現の可能性と、そのために要請されるプラズマ運転方法を調べた。その際、 f_{pump} は 0.1 とし、放射損失は付録 1 で記述される E_{rad} に対して factor 2 ~ 4 倍したものを仮定した。

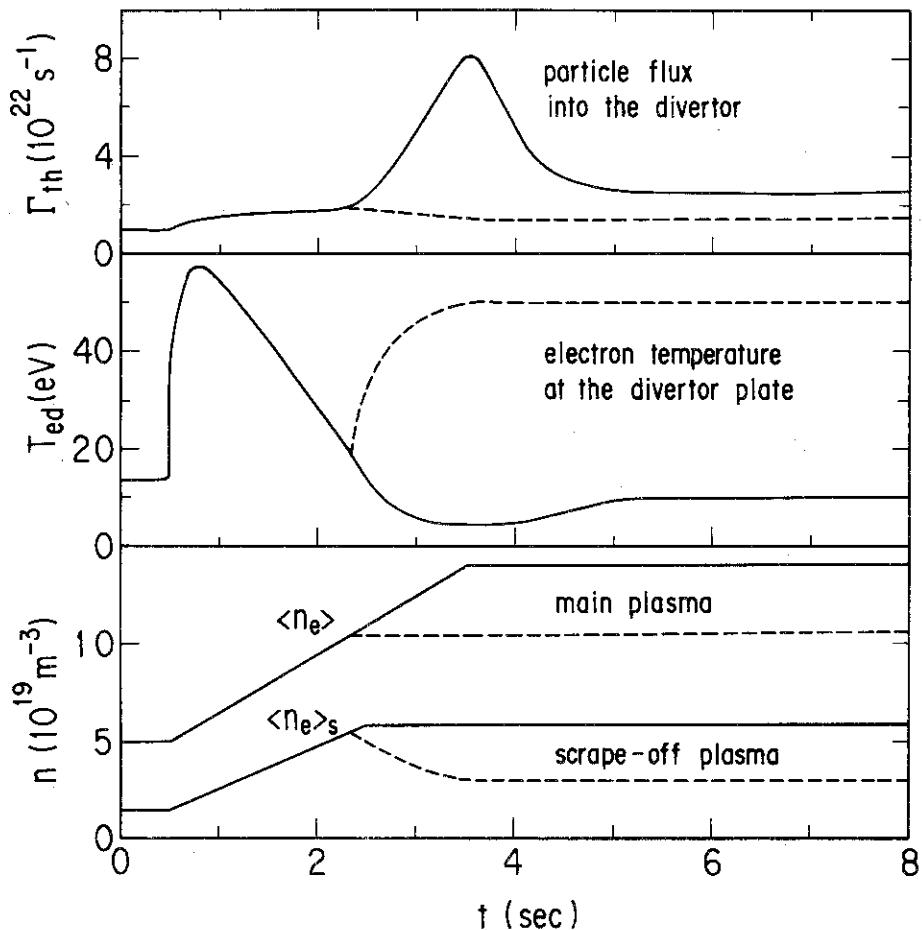


図 4.6 高パワー追加熱時におけるダイバータ配位プラズマパラメータの時間変化(その 1)

実線は主プラズマ密度を $1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ まで高めて定常運転する場合、破線は $1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ まで高めて定常運転する場合を示す。

計算条件は $\chi_e = 7.5 \times 10^{19} / n_e$, $D = \chi_e / 6$, $f_{\text{pump}} = 0.1$ である。

図 4.6 は、主プラズマ密度とダイバータプラズマ特性の時間変化をみたものである。 $t = 0$ から 0.5 秒まではジュール加熱入力のみの定常状態で、このとき主プラズマ平均密度 $\langle n_e \rangle$ は $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、ダイバータ板付近の温度 T_{ed} は 14 eV、密度 n_{ed} はおよそ $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ である。 $t = 0.5$ 秒からステップ的に高パワーの追加熱 (30 MW) がなされる。この場合主プラズマは密度制御されて $1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (破線) あるいは $1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (実線) まで立上げられる。この主プラズマ密度の到達値が異なる二ケースについて解析すると、図に示されるように T_{ed} 特性に大

きな相違が認められる。即ち、 $Q_{th} = 27 \text{ MW}$ に対して $\langle n_e \rangle = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ では、 T_{ed} の定常値は 50 eV で低温ダイバータプラズマにはならない。一方 $\langle n_e \rangle = 1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ まで立上げると、 T_{ed} は 10 eV まで低減し低温高密度ダイバータプラズマが実現される ($n_{ed} = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$)。両者の相違の原因は Γ_{th} 特性にあることが図から理解される。 $\langle n_e \rangle = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ で定常運転すると主プラズマの密度分布が変化し、それに伴ってスクレイピオフ層プラズマの密度 $\langle n_e \rangle_s$ が下がり Γ_{th} も減少する。一方、 $\langle n_e \rangle = 1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ まで立上げてから定常運転すれば、 Γ_{th} が充分に高まってダイバータ板付近の粒子リサイクリングが増し、低温高密度プラズマが実現される。このように追加熱パワーが大きい場合、低温高密度ダイバータプラズマを得るために、それに応じて主プラズマは高密度運転する必要がある。ダイバータ奥室に粒子流出防止のための遮蔽板が導入された場合 ($f_{pump} = 0.02$)、低温高密度ダイバータプラズマ実現に要する主プラズマ密度がどの程度低減されるかという検討は付録 2 にまとめた。

二点ダイバータモデルを組んだトカマク輸送コードを用いると、ダイバータ配位プラズマ(主プラズマ、スクレイピオフ層プラズマ、ダイバータプラズマ)を consistent に解析することができます。前図は解析されたパラメータの一部であり、その他のパラメータの解析例を図 4.7 に示す。これらは前図で主プラズマ密度を $\langle n_e \rangle = 1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ まで立上げた場合の結果で、(a) 主プラズマの温度と密度、(b) 粒子束の内訳、(c) エネルギーおよび粒子閉じ込め時間、(d) セパラトリックス磁気面でみた主プラズマからの熱入力 Q_p (磁力線に垂直方向) とスロート部でみたダイバータ側への熱入力 Q_{th} (磁力線に平行方向) を示している。追加熱開始から $t = 2$ 秒までは、主プラズマ密度の増加に対して流出束 Γ_p の増加が小さいため、粒子閉じ込め時間 τ_p は増加するが Γ_{th} の変化は小さい。 $t = 2$ 秒から 3.5 秒にかけては、スクレイピオフ層の流速 v_{\parallel} が急激に大きくなり、 Γ_{th} が急増すると共に Γ_p も増すため τ_p は減少する。このときスクレイピオフ層プラズマの密度 $\langle n_e \rangle_s$ は飽和し、低温高密度ダイバータプラズマが実現される。 $t = 3.5$ 秒から 6 秒にかけては、主プラズマ密度を一定にする制御が開始され、補給ないし再補給される粒子量が減少するため τ_p は増加し Γ_{th} は減少する。 $t = 6$ 秒以降は、主プラズマとダイバータプラズマは定常状態になる。このとき主プラズマ密度は $\langle n_e \rangle = 1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ と高いため、ダイバータ側へ流れ込む粒子束も $\Gamma_{th} = 2.5 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ と大きく、ダイバータプラズマは低温高密度で定常状態になっている。図 4.8 にこの時点における温度と密度の空間分布を、主プラズマ側とスクレイピオフ層プラズマ側に分けて示す。

図 4.9 は、追加熱パワーの注入方法を適切に制御すると、追加熱中でも T_{ed} を低く保てることを示している。主プラズマ密度を高密度 ($\langle n_e \rangle = 1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$) まで高めながら、 $t = 0.5$ 秒で追加熱パワーをステップ的に投入した場合 (図中の点線、図 4.6 の実線と同じ) と $t = 0.5$ から 2.5 秒にかけて緩やかに追加熱パワーを増した場合を比較すると、後者のほうが追加熱中でも T_{ed} を 10 eV 程度以下にできるので好ましいことが判る。

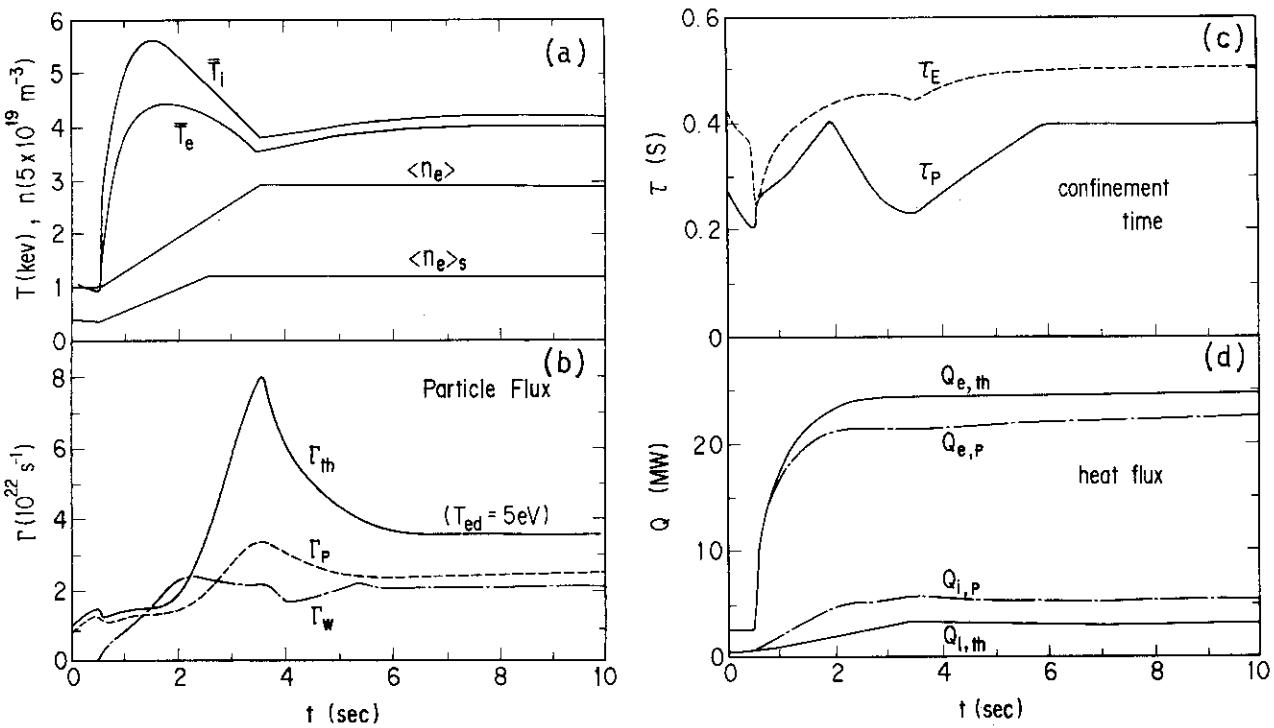


図 4.7 高パワー追加熱時におけるダイバータ配位プラズマパラメータの時間変化(その 2)

- (a) 主プラズマの温度 \bar{T}_e , \bar{T}_i と密度 $\langle n_e \rangle$ およびスクレイプオフ層プラズマの密度 $\langle n_e \rangle_s$
- (b) 主プラズマからの粒子束 Γ_p , ダイバータ側へ流入する粒子束 Γ_{th} および壁への粒子束 Γ_w
- (c) エネルギー閉じ込め時間 τ_E と粒子閉じ込め時間 τ_p
- (d) 主プラズマからスクレイプオフ層へ流入する熱流束 $Q_{e,p}$, $Q_{i,p}$ およびダイバータ側へ流出する熱流束 $Q_{e,th}$, $Q_{i,th}$

いずれも、前図で主プラズマ密度を $1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ まで高める場合の時間の変化を示す。

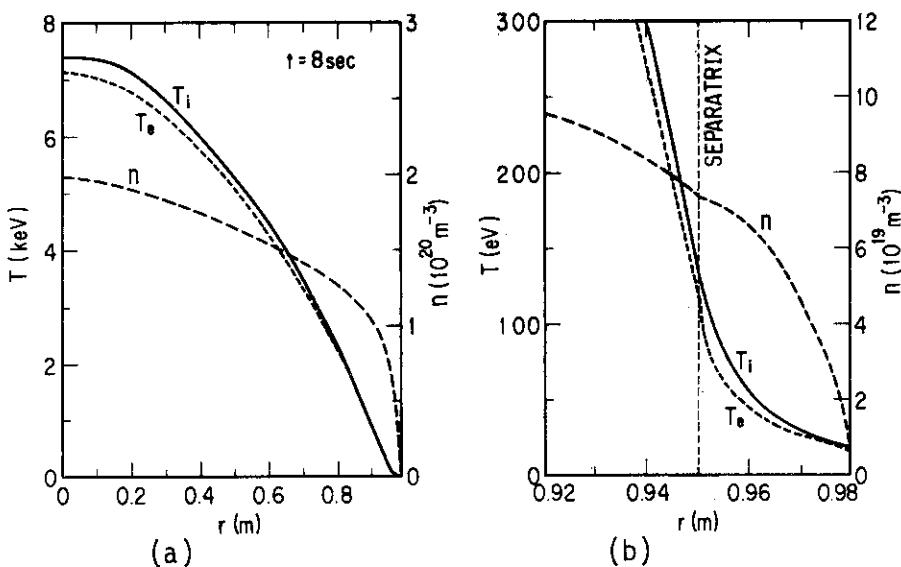


図 4.8 高パワー追加熱時におけるダイバータ配位プラズマパラメータの空間分布

主プラズマ密度を $1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ まで高めて定常になった時点($t = 8$ 秒)

での空間分布である。

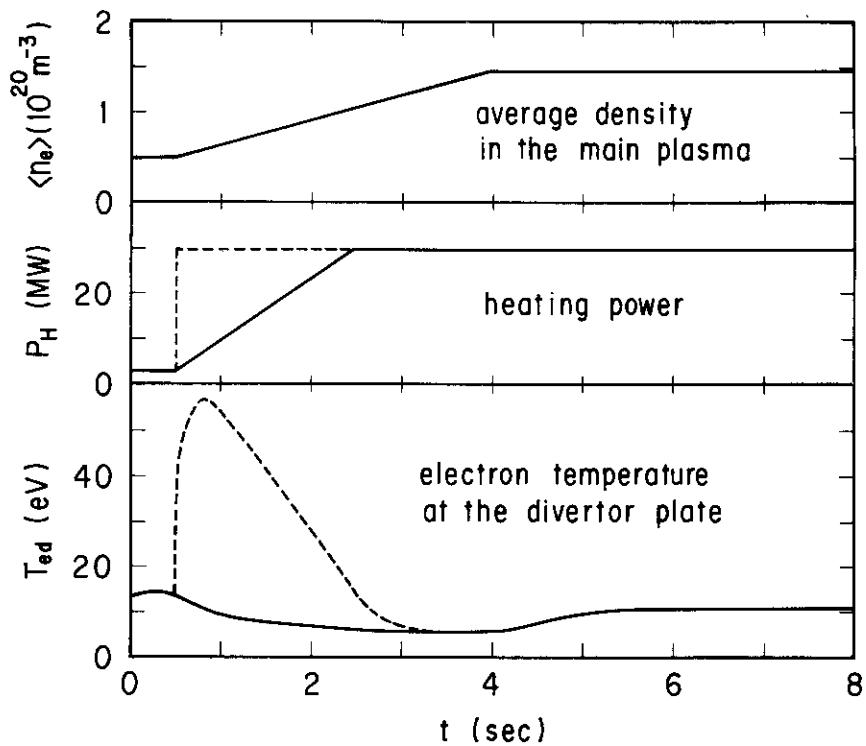


図 4.9 追加熱パワーの注入方法とダイバータプラズマ温度の関係

30 MWの追加熱パワー入力に対して、実線は $t = 0.5$ 秒から 2.5 秒にかけて追加熱パワーを緩やかに高めた場合を、破線はステップ的に入力した場合を示す。

計算条件は図 4.6 と同じである。

図 4.10 は、主プラズマの粒子拡散係数 D が異なると、低温高密度プラズマを得るのに必要な主プラズマ密度 $\langle n_e \rangle$ も変わることを示している。仮定した χ_e [m²/s] は、

Reduced INTOR 則 (ケース a, 図中実線)

$$\chi_e = 7.5 \times 10^{19} / n_e$$

INTOR 則 (ケース b, 一点鎖線)

$$\chi_e = 5.0 \times 10^{19} / n_e$$

Wenderstein-D III 則¹³⁾ (ケース c, 破線)

$$\chi_e = 2.85 \times 10^{19} / n_e \sqrt{T_e}$$

である。各ケースとも、 χ_i は新古典拡散の 3 倍を、粒子拡散係数 D は χ_e の $1/6$ を仮定した。 D が大きい、即ち粒子閉じ込め時間が短いほど、低温高密度ダイバータプラズマはより低い $\langle n_e \rangle$ で得られる。 $T_{ed} \lesssim 10$ eV にするには、追加熱時 ($Q_{th} = 27$ MW) でケース a あるいは c のスケーリング則を仮定すると、 $\langle n_e \rangle \gtrsim 1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ が必要である。尚、ジュール加熱時 ($Q_{th} = 2$ MW) でケース a のスケーリング則を仮定した場合には、 $\langle n_e \rangle \gtrsim 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ が必要である。

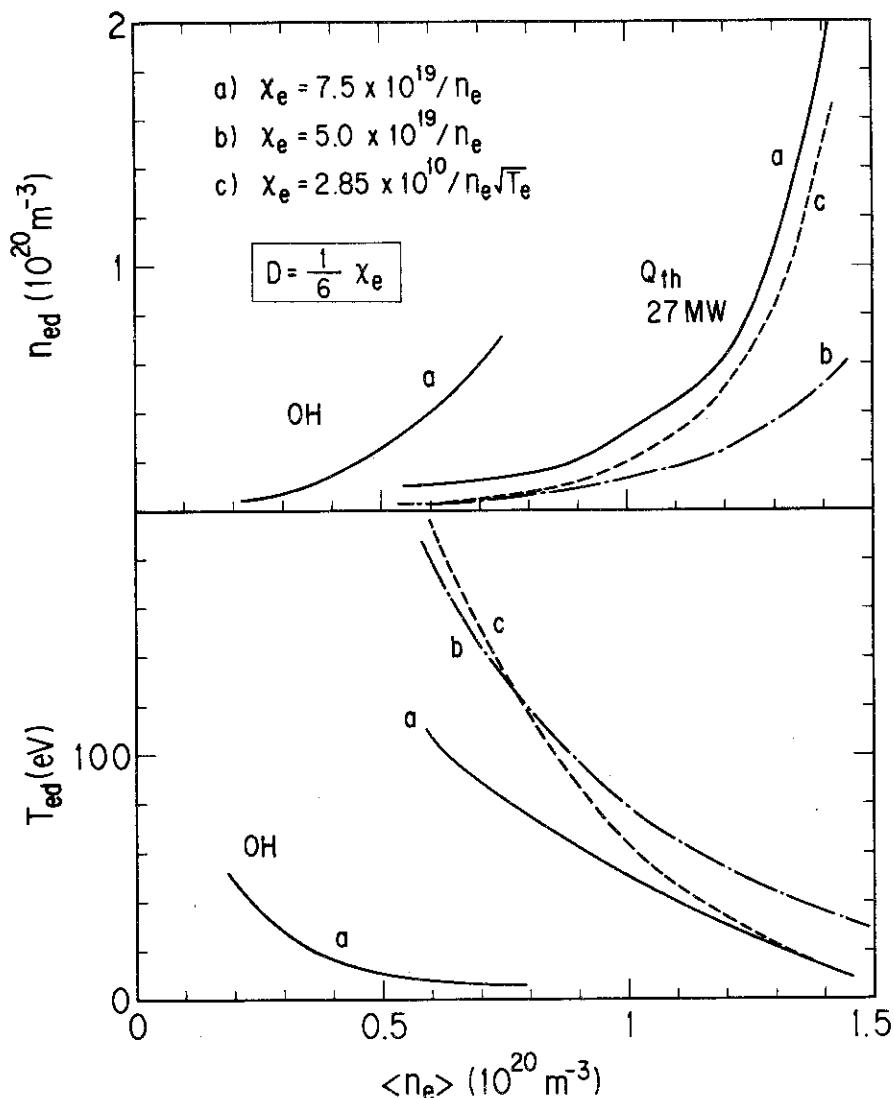


図 4.10 主プラズマの輸送係数と低温高密度ダイバータプラズマの関係
粒子拡散係数Dが大きいほど、低温高密度ダイバータプラズマが
より低い主プラズマ密度から実現される($f_{\text{pump}} = 0.1$)。

以上の解析結果から、 $Q_{\text{th}} = 27 \text{ MW}$ の熱入力に対して低温高密度ダイバータプラズマを実現させるには、高い主プラズマ密度($\langle n_e \rangle \gtrsim 1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$)が必要であることが判る。しかし、本章前書きで記したように主プラズマ中での放射損失を考慮していないので、実際には Q_{th} は27 MWより小さくなるものと予想される。またダイバータ奥室に遮蔽板が設置され f_{pump} が0.02程度に小さくなることが期待される(付録2)。このため、実験的には本章の解析結果よりも低い主プラズマ密度から低温かつ高密度なダイバータプラズマが得られるものと考えられる。

5. ま と め

JT-60 のジュール加熱および高パワー追加熱時におけるダイバータプラズマ特性を、流体モデルと新しく開発したシミュレーションモデルを使って定量的に検討した。このシミュレーションモデルは、ダイバータプラズマ、スクレイプオフ層プラズマおよび主プラズマの各輸送を consistent に解析できるという点で有用である。両モデルを併用して得られた主要な検討結果は次の通りである。

- 1) ダイバータプラズマ特性に対して影響の大きいパラメータは、ダイバータ室の実効的なポンプ速度 f_{pump} 、スロート部からダイバータ板までの長さ L_1 および主プラズマの粒子拡散係数 D である。 f_{pump} は小さいほど、 L_1 は長いほど、 D は大きいほど、低温で高密度なダイバータプラズマがより低い粒子束あるいは主プラズマ密度から得られる。
- 2) 高パワー追加熱入力がある場合でも、主プラズマ密度を高めれば低温高密度ダイバータプラズマが実現される。
- 3) ダイバータ奥室に中性粒子の流出を防ぐ遮蔽板が取付けられると f_{pump} が小さくなるので、高パワー追加熱時において低温高密度ダイバータプラズマを得るために必要な主プラズマ密度を低減させることができる。
- 4) ダイバータプラズマ中の放射損失が大きいと、より低い主プラズマ密度で低温ダイバータプラズマが得られるが、到達密度は低くなる。スロート部の密度が飽和する粒子束領域では、ダイバータ板付近の到達温度は放射損失の大きさには依らない。

謝 辞

本研究を終始指導され有益な助言を頂いた下村安夫主任研究員に深く謝意を表します。流体モデル（ダイバータコード）の提供と有益な議論を頂いた斎藤誠次研究員（現在、日立基礎研究所）と杉原正芳副主任研究員に、また水素の line radiation を評価する collisional - radiative モデルを提供して頂いた山田喜美雄研究員に深く感謝致します。ダイバータ室の内部構造について御教示頂いた安東俊郎、中村博雄両研究員に感謝致します。有益な議論を頂いた滝塚知典研究員、臨界プラズマ実験室の諸氏、鈴木康夫臨界プラズマ実験室々長に感謝致します。

本研究は、日本原子力研究所計算センターの FACOM 380 および VP - 100 を用いて為されたことを感謝の意を込めて記します。

参 考 文 献

- 1) Wagner F., Becker G., Behringer K., Campbell D., Eberhagen A., et al.: Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1408.
- 2) Keilhacker M., Becker G., Behringer K., Campbell D., Eberhagen A., et al.: "Proc. of 9th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Baltimore, 1982", Vol.3, IAEA, Vienna (1983) 183.
- 3) Shimada M., Washizu M., Sengoku S., Suzuki N., Nagami M., et al.: J. Nucl. Mater. 128 & 129 (1984) 340.
- 4) JT-60 Team: "Initial Experiments in JT-60" (invited paper presented at 12th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Budapest, 1985), JT-60 Team: "Proc. of 12th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Budapest, 1985", Vol.1 (1985) 375.
- 5) Petracic M., Heifetz D., Post D., Langer W. and Singer C.: "Proc. of 9th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Baltimore, 1982", Vol.3, IAEA, Vienna (1983) 323.
- 6) Saito S., Sugihara M. and Fujisawa N.: J. Nucl. Mater. 121 (1984) 199.
- 7) Saito S., Kobayashi T., Sugihara M., Hirayama T. and Fujisawa N.: Nucl. Fusion 25 (1985) 828.
- 8) Shimomura Y., Maeda H., Kimura H., Azumi M., Odajima K., et al.: JAERI-M 7457 (1977).
- 9) Singer C.E. and Langer W.D.: PPPL-1920 (1982).
- 10) Hobbs G.D. and Wesson J.A.: Plasma Physics 9 (1967) 85.
- 11) Bohm D.: "Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields", (Eds: Guthrie A. and Wakerling R.K.), McGraw-Hill, New York (1949).
- 12) Azumi M., Shimizu K., Hirayama T., Takizuka T., Sugihara M., et al.: "Proc. of 10th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, London, 1984", Vol.2, IAEA, Vienna (1985) 131.
- 13) Wenderstein VII-A Team and NI Group: "Proc. of 9th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Baltimore, 1982", Vol.2, IAEA, Vienna (1983) 813.

付録 1 ダイバータプラズマの放射損失モデル

本文と付録で使用したダイバータプラズマの放射損失 W_R は次の通りである。

流体 モデル	{	水素の line radiation 損失	……………(第 3, 4 章と付録 2)
		水素および酸素の line radiation 損失	……………(第 4 章)
二点ダイバー タ モデル	{	水素のイオン化損失	……………(第 4 章)
		水素の line radiation 損失	……………(付録 3)

水素のイオン化損失

流体モデルでは中性粒子の輸送も解くので、イオン化損失の Z 方向の分布を求めることができます。一方、二点ダイバータモデルでは、イオン化損失は空間的に積分された量として次式のように表わすことができる。

$$\begin{aligned} W_R &= 1.6 \times 10^{-19} R \Gamma_{th} \cdot \eta \cdot E_{rad} \\ &= 1.6 \times 10^{-19} (R-1) \Gamma_{th} \cdot E_{rad} \end{aligned}$$

ここで、 R は粒子束増倍率、 η はダイバータ板で発生した中性粒子のイオン化率、 E_{rad} はイオン化のポテンシャルエネルギー (13.6 eV) である。この表式は、粒子リサイクリングが増す領域、つまり T_{ed} が下がって n_{ed} が高まる Γ_{th} 領域から W_R が増大することを意味している。 W_R の絶対値については、 E_{rad} を factor 2 ~ 4 倍すると不純物等による放射損失を含めて、流体モデルによる結果と良く一致する。

水素の line radiation

水素の line radiation は、準位間の電子衝突による励起イオン化過程と各準位への再結合過程を含む collisional-radiative モデルを使用し、放射光の自己吸収効果を無視し、エネルギー準位 $n = 10$ までの rate equation を解いて求めた¹⁾。流体モデルでは、 z 方向に中性粒子密度、電子密度および電子温度がわかるので、水素の line radiation も分布をもって評価される。本文と付録 2 で示した放射損失 P_{rad}^{div} は、スロート部からダイバータ板までの積分値である。

一方、二点ダイバータモデルでは中性粒子密度 n_0 の正確な評価はできないが、おおよそ n_{ed}/n_0 は B_T/B_P 程度である^{*)}。実際、流体モデルで $q_a = 4$ のときの n_{ed}/n_0 (ダイバータ板 1 cm 手前での比) を調べると、図 A - 1 に示される結果を得た。 n_{ed}/n_0 は約 10 と近似でき、これを仮定すると二点ダイバータモデルでも水素の line radiation を評価することができる。図 A - 2 に $n_{ed}/n_0 = 10$ として前記の rate equation を解いて求めた水素の line radiation power density $I_{H_{rad}}$ を示す。同図には、 H_α 線放射の power density I_{H_α} も併せて示した。

*) ダイバータ板付近の粒子束密度は $f_{ion} = n_{ed} \cdot v_z = n_{ed} \cdot C_D \cdot B_P / B_T$, $f_{neutral} = n_0 \cdot v_0$ である。

v_0 はイオンの熱速度であり $f_{ion} = f_{neutral}$ であるから、 $n_{ed}/n_0 = B_T/B_P$ である。

$I_{H\alpha}$ が全体に占める割合は約 1 %である。

酸素の line radiation

酸素の line radiation は、図 A-3²⁾ の中で一点鎖線で示される、cooling rate を仮定して評価した。 $5 \text{ eV} \leq T_e \leq 20 \text{ eV}$ の領域では、計算条件 ($n\tau$) を変えても cooling rate は不变である。低温かつ高密度なダイバータプラズマは主としてこの領域で議論される。 $T_e \leq 5 \text{ eV}$ の領域では cooling rate が急減するため、また $T_e > 40 \text{ eV}$ の領域ではダイバータプラズマの密度が高まらないため、各々酸素の line radiation は入力パワー Q_{th} に比べて小さい。このため、流体モデル（ダイバータコード）では $5 \text{ eV} \leq T_e \leq 40 \text{ eV}$ 以外の領域では酸素の line radiation は無視した。尚、cooling rate に電子密度と酸素の密度を掛けたものが power density である。

参考文献

- 1) Yamada K.: private communication.
- 2) Shimada M.: JAERI-M 82-195 (1982).

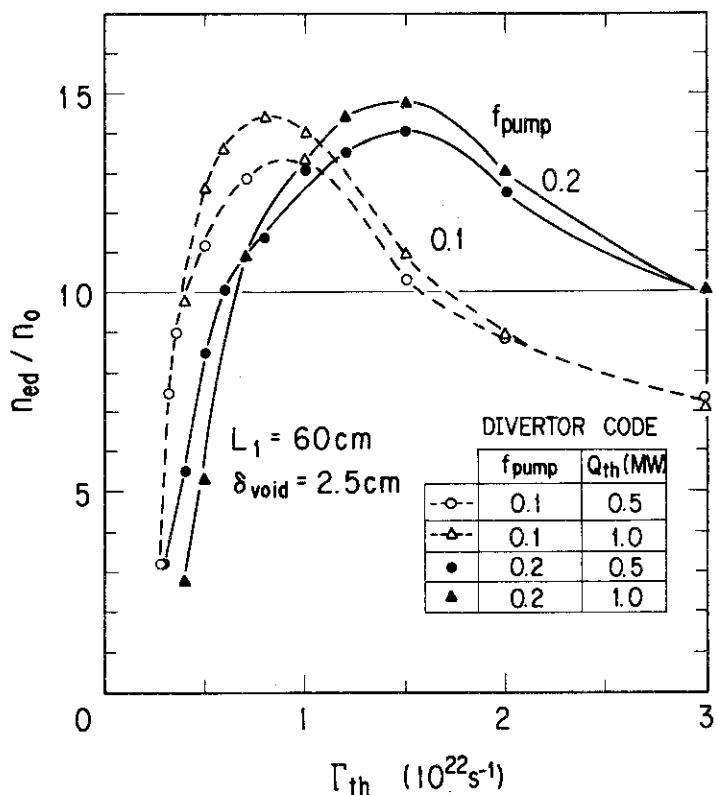
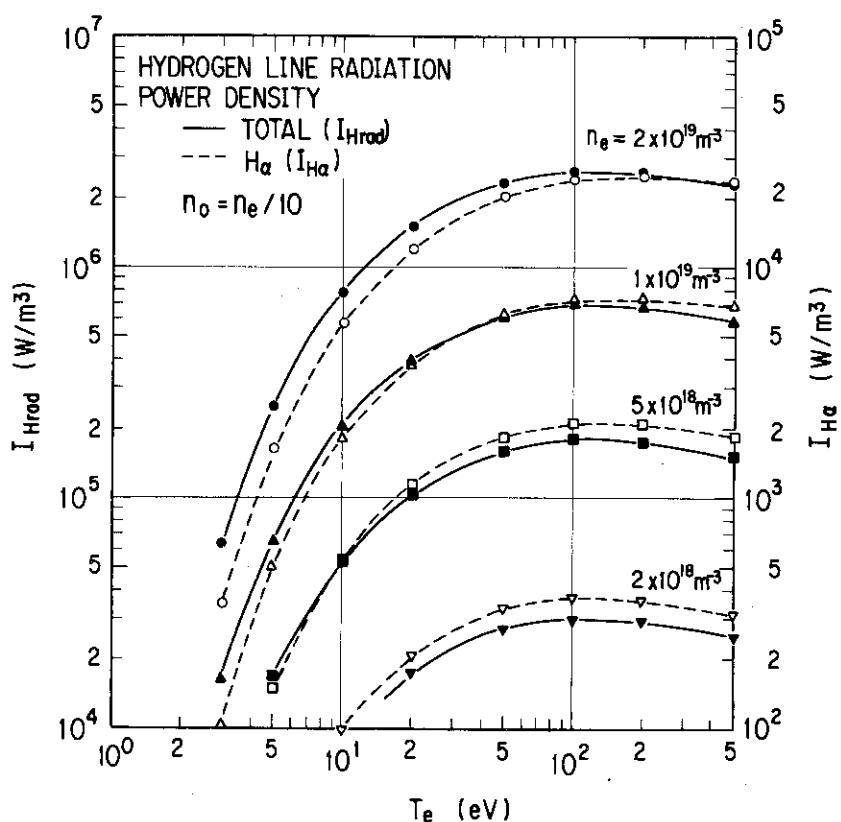
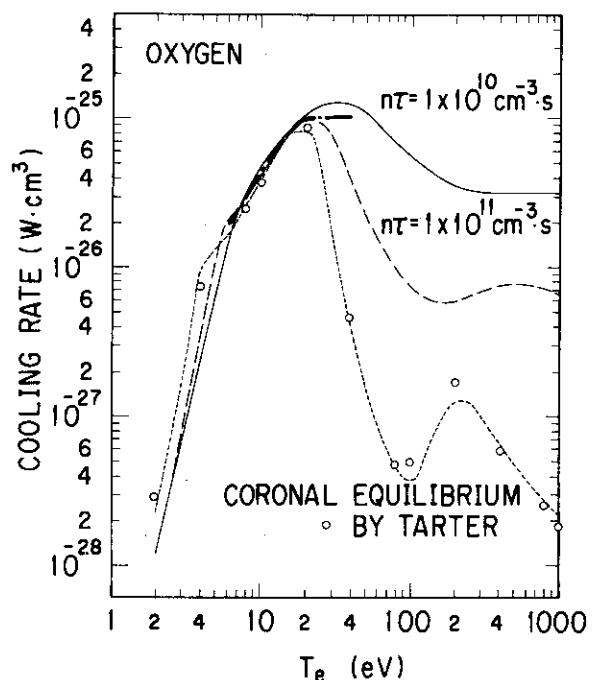


図 A-1 ダイバータ板付近の電子密度と中性粒子密度の比



図A-2 水素のline radiation全体とH_α line radiationのパワー密度
 $n_0/n_e = 1/10$ を仮定し, collisional-radiativeモデル
 で評価した。



図A-3 酸素のcooling rate
 一点鎖線が流体モデルで用いた酸素のcooling rateである。

付録2 遮蔽板の効果

JT-60 のダイバータ配位をより「閉じた」状態 (closed divertor) にするため, OH(II) 実験 (1986年3月) 以降ダイバータ室 (ダクト部) 奥からの粒子流出を防止する遮蔽板が、粒子排気設備 ($Zr/A\ell$ ゲッタポンプ) とともに導入される。これに伴い f_{pump} が 0.02 程度になる。そこでジュール加熱と追加熱時で $f_{pump} = 0.02$ の場合のダイバータプラズマ特性を調べ、各々第3章と4章での結果と対比させた。

まずジュール加熱時 ($Q_{th} = 2 \text{ MW}$) のダイバータプラズマ特性に対する遮蔽板の効果を見る。図A-4は流体モデル (ダイバータコード) のみによる解析結果 ($L_1 = 60 \text{ cm}$) で、 n_{ed} は本文図3.1, T_{ed} は図3.2, n_{od} は図3.3, P_{rad}^{div} は図3.4と各々対応し、 f_{pump} 以外のパラメータは共通である。 $f_{pump} = 0.1$ に比べて 0.02 では、低温高密度プラズマがより低い Γ_{th} 領域から実現されることが判る。図A-5はトカマク輸送コードの結果と整合させて評価した、主プラズマの平均密度 (定常状態) に対するダイバータプラズマ特性である。この図は本文図3.5および3.6に対応する。この場合も $f_{pump} = 0.1$ に比べて 0.02 では、より低い $\langle n_e \rangle$ から低温高密度ダイバータプラズマが実現されることが判る。

次に追加熱時 ($Q_{th} = 27 \text{ MW}$) における遮蔽板の効果を見る。図A-6に Γ_{th} に対する n_{th} 特性 (流体モデル) および $\langle n_e \rangle_s$ 特性 (トカマク輸送コード) の解析結果 ($L_1 = 100 \text{ cm}$) を示す。 $f_{pump} = 0.02$ では 0.1 に比べ、 n_{th} はより小さな Γ_{th} 領域から急上昇し、またその飽和値も低下する。これに伴い低温高密度プラズマを得るために必要な主プラズマ密度 (定常状態) が低減することが判る。例えば $f_{pump} = 0.1$ では $\langle n_e \rangle = 1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ が必要であるのに対し、 $f_{pump} = 0.02$ ではおよそ $\langle n_e \rangle = 1.1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ で済む。但し、トカマク輸送コードでは、 $\chi_e = 7.5 \times 10^{19} / n_e [\text{m}^2/\text{s}]$, $\chi_e/D = 6$ とした。

遮蔽板がダクト部に設けられると相対的にスロート部への粒子の逆流が増す。一般にダイバータ室への熱入力 Q_{th} が大きく、かつダイバータ室の形状において L_1 が短く δ_{void} が広い条件下では、スロート部への逆流が強調される。このような場合に流体モデルでダイバータプラズマ特性を解析すると、ダイバータ板付近の粒子リサイクリングが急増する Γ_{th} 領域で「三重解」が生じる¹⁾。図A-7に JT-60 のダイバータプラズマ解析で得た「三重解」の例を示す。この図は、 $Q_{th} = 27 \text{ MW}$, $f_{pump} = 0.02$, $L_1 = 60 \text{ cm}$, $\delta_{void} = 5 \text{ cm}$ における n_{th} 特性の解析結果である。 $\Gamma_{th} \equiv (0.8 \sim 1.4) \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ の領域で n_{th} が Γ_{th} に対して反転する。即ち、一つの Γ_{th} に対して三つの n_{th} が存在している。しかし、この結果にトカマク輸送コードで求めた $\langle n_e \rangle_s$ 特性 (図A-6) を整合させて評価すると、主プラズマ密度 $\langle n_e \rangle$ に対する n_{ed} 特性には「三重解」は現われない。

参考文献

- 1) Saito S., et al.: Nucl. Fusion, 25 (1985) 828.

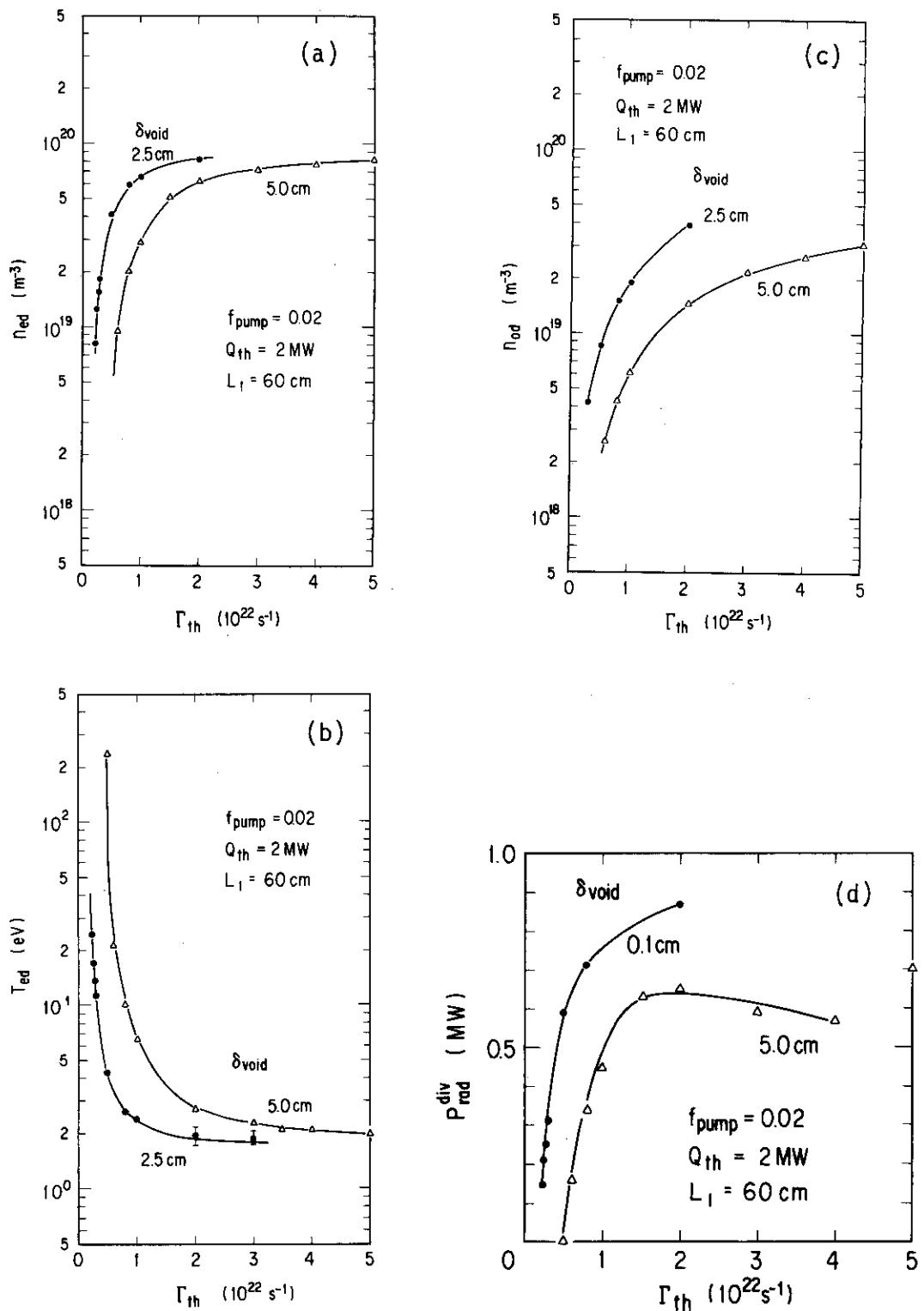


図 A-4 粒子束に対するダイバータプラズマ特性

(a) n_{ed} 特性(b) T_{ed} 特性(c) n_{ed} 特性(d) P_{rad}^{div} 特性計算条件は $f_{pump} = 0.02$, $L_1 = 60 \text{ cm}$, $Q_{th} = 2 \text{ MW}$

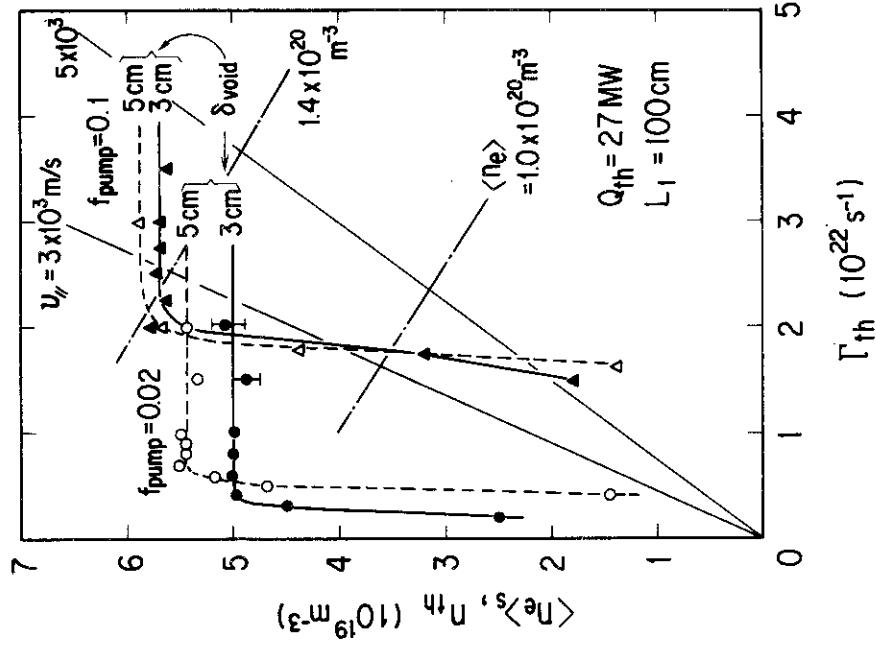


図 A-6 n_{th} 特性に対する遮蔽板の効果
遮蔽板が無い場合 ($f_{pump} = 0.1$) に比べ、遮蔽板がある ($f_{pump} = 0.02$) と、 n_{th} は低い T_{th} 領域から立ち上がりると同時にその飽和値も低くなるため、低温度高密度ダイバータプラズマがより低い主プラズマ密度で実現される。
計算条件は $L_1 = 100$ cm, $Q_{th} = 27$ MW.

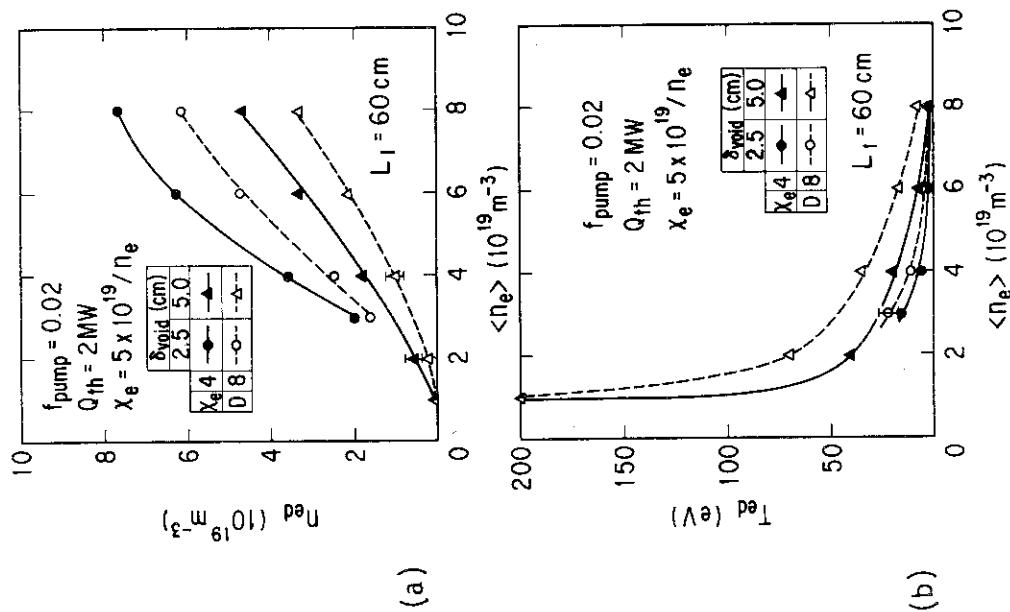
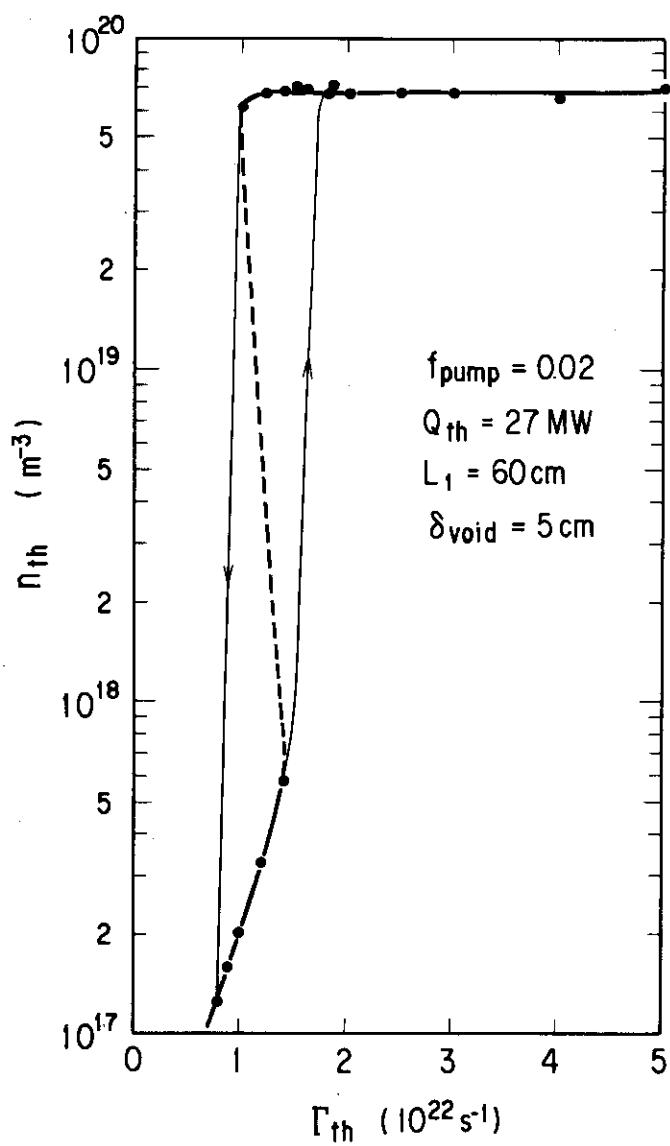


図 A-5 主プラズマ密度に対するダイバータプラズマ特性
(a) n_{ed} 特性
(b) T_{cd} 特性
計算条件は $f_{pump} = 0.02$, $L_1 = 60$ cm, $Q_{th} = 2$ MW.

図 A-7 n_{th} 特性にみられる三重解

太い実線と破線が粒子束に対する n_{th} 特性である。黒丸印はダイバータコードにおける収束解を示す。

付録 3 OH(I)実験の解析結果

OH (I) 実験 (1985 年 4 ~ 6 月) で得られたダイバータプラズマ特性のうち、ダイバータ室で観測された H_{α} 線強度 (H_{α}^{div}) と放射損失 ($P_{\text{rad}}^{\text{div}}$) について、それぞれ実験結果と二点ダイバータモデルによる解析結果との比較を試みた。OH (I) 実験で得られたグローバルな粒子閉じ込め時間 τ_p と主プラズマの線平均密度 \bar{n}_e の関係¹⁾ より評価される主プラズマからの流出束は N_e / τ_p であり、 Γ_{th} に等しい。即ち、

$$\Gamma_{\text{th}} = \frac{N_e}{\tau_p}$$

である。ここで N_e は主プラズマでの全電子数で、密度が 4 乗分布であれば $N_e = \frac{5}{6} \cdot \bar{n}_e \cdot V_p$ である。ダイバータ配位でのプラズマ体積 V_p は 45 m^3 程度である。この Γ_{th} に対する H_{α}^{div} と $P_{\text{rad}}^{\text{div}}$ の特性を図 A-8 に示す。図中 ●印は $I_p = 1 \text{ MA}$ 、△印は 1.5 MA 放電のときの実験結果である。²⁾ 一方実線は各々についての二点ダイバータモデルによる解析結果で、 H_{α}^{div} と $P_{\text{rad}}^{\text{div}}$ は collisional-radiative モデル (付録 1) で計算した。その際、中性粒子密度は $n_{\text{ed}} / 10$ を、 $P_{\text{rad}}^{\text{div}}$ は水素の line radiation の 3 倍を仮定した。また η と λ_{ion} の関係は図 2.4 (b) で $f_{\text{pump}} = 0.2$ のときの結果を用い、 \bar{S} は 0.07 m^2 (1 MA 放電) および 0.11 (1.5 MA 放電) とし、放射体積は 0.34 m^3 ($\delta_s = 3 \text{ cm}$ で z 方向にダイバータ板手前 20 cm から一様に放射する) とした。

図 A-8 から次の四点がわかる。

- 1) H_{α}^{div} の絶対値については、実験結果と解析結果は factor 2 以内で合致する。
- 2) $P_{\text{rad}}^{\text{div}}$ については、水素の line radiation の 2 ~ 3 倍程度の放射損失を仮定して解析すると実験結果とほぼ合う。
- 3) 2) の結果から、水素の line radiation は実験値 $P_{\text{rad}}^{\text{div}}$ の $1 / 3$ であるとすると、それに対する H_{α}^{div} の比 $H_{\alpha}^{\text{div}} / (P_{\text{rad}}^{\text{div}} / 3)$ は約 $1 / 200$ である。一方 collisional-radiative モデルで評価した power density の比 $I_{H_{\alpha}} / I_{H_{\text{rad}}}$ は約 $1 / 100$ (図 A-2 参照) であり、両者は factor 2 程度で合致する。
- 4) 高 Γ_{th} 領域で $P_{\text{rad}}^{\text{div}}$ は、解析結果では飽和するのに対し実験結果では減少するという相違がみられる。例えば、 1.5 MA 放電について $P_{\text{rad}}^{\text{div}}$ の解析値に対する実験値の比をみると、 $\Gamma_{\text{th}} \cong 1 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ ではその比はほぼ 0.9 であるが、 $\Gamma_{\text{th}} \cong 2 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ では 0.7 程度まで下がる。

このように H_{α}^{div} と $P_{\text{rad}}^{\text{div}}$ に関する実験結果と解析結果は大局的には良く一致していると言える。詳細な点で異なる原因としては、磁力線方向およびその垂直方向の放射損失分布の変化、line radiation の自己吸収効果、中性粒子の原子・分子過程の影響³⁾、水素以外の不純物による放射損失等が考えられる。これらについては実験と解析の両面から今後検討する必要がある。

参考文献

- 1) Yamada K., et al.: to be Published in JAERI-M 86-057.
- 2) Koide Y., et al.: to be published in JAERI-M 86-056.
- 3) Müller E.R., et al.: Nucl. Fusion, 22 (1982) 1651.

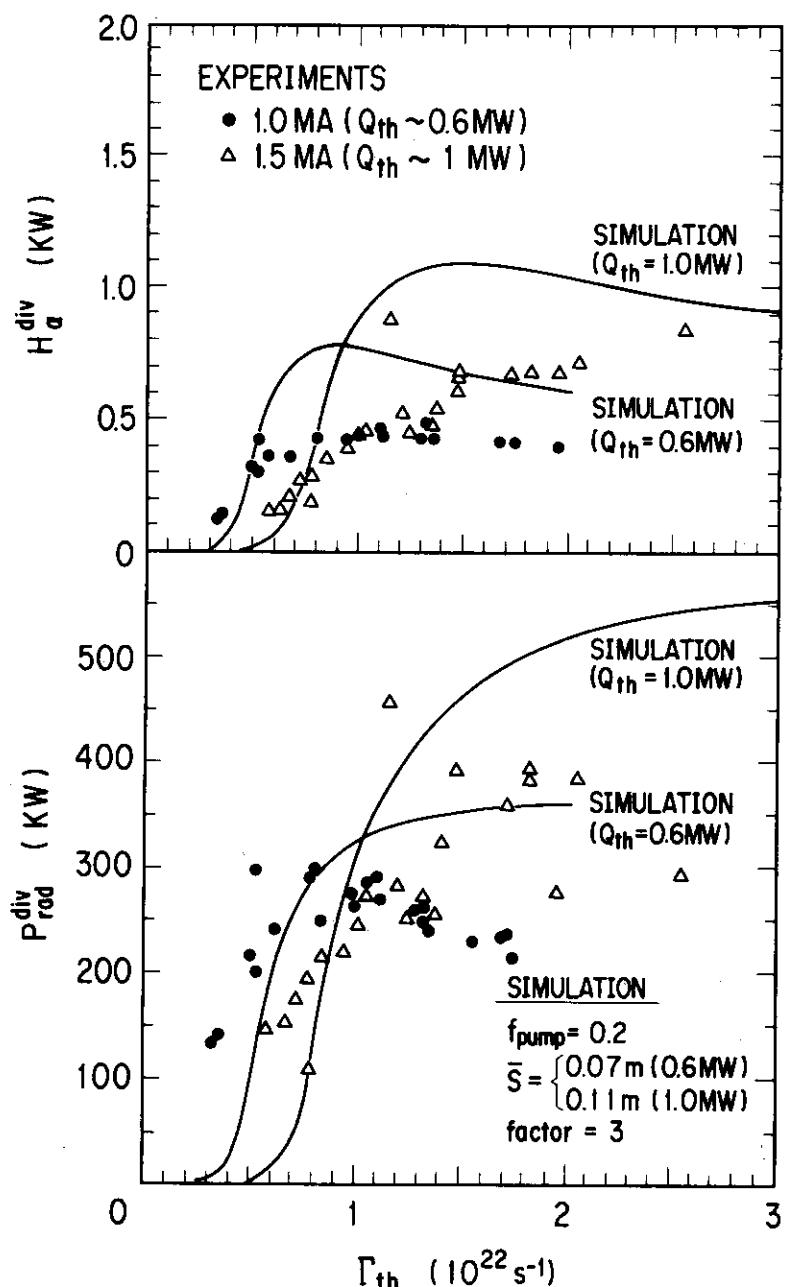


図 A-8 ダイバータ室の H_α 線強度と放射損失に関する
実験結果とシミュレーション結果の比較