

JAERI-Research

95-051



## JT-60Uにおける水素原子拳動と粒子閉じ込め

1995年7月

竹永秀信・清水勝宏・朝倉伸幸・辻-飯尾俊二\*  
鳴田道也・菊池 満・内野喜一郎\*\*・村岡克紀\*\*

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

本レポートは、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、お申し越しください。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。

This report is 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, 1995

---

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 いばらき印刷株

## J T-60Uにおける水素原子挙動と粒子閉じ込め

日本原子力研究所那珂研究所炉心プラズマ研究部

竹永 秀信・清水 勝宏・朝倉 伸幸・辻-飯尾 俊二\*  
嶋田 道也+・菊池 満・内野喜一郎\*\*・村岡 克紀\*\*

(1995年6月19日受理)

J T-60U装置における粒子閉じ込め特性を明らかにするために、水素原子挙動解析を行い粒子閉じ込め時間を定量的に評価した。まず、モンテカルロ中性粒子輸送解析コードD E G A Sを、周辺プラズマパラメータを求める簡易ダイバータコードと組み合わせ、J T-60U実験条件のもとで計算できるように整備した。次に、このコードの計算結果と放射光測定結果との比較から、水素原子の主プラズマへの侵入過程を明らかにし、主プラズマでのリサイクリングによる荷電粒子生成数を評価した。さらに、粒子バランスを定量的に解析し、粒子閉じ込め時間を求めた。この解析を、J T-60U装置のLモード、Hモードプラズマにおいて系統的に行い、粒子閉じ込め時間のデータベースを得た。それを基に、粒子閉じ込め時間のパラメータ依存性、および粒子閉じ込めとエネルギー閉じ込めの関係について明らかにした。

---

那珂研究所：〒311-01 茨城県那珂郡那珂町向山801-1

+ 企画室

\* 東京工業大学原子炉工学研究所

\*\*九州大学総合理工学研究科

Study of Neutral Particle Behavior and Particle Confinement in JT-60U

Hidenobu TAKENAGA, Katsuhiro SHIMIZU, Nobuyuki ASAKURA, Shunji TSUJI-IIO\*  
Michiya SHIMADA+, Mitsuru KIKUCHI, Kiichiro UCHINO\*\* and Katsunori MURAOKA\*\*

Department of Fusion Plasma Research  
Naka Fusion Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received June 19, 1995)

In order to understand the particle confinement properties in JT-60U, the particle confinement time was estimated through analyses of the neutral particle behavior. First, the neutral particle transport simulation code DEGAS using a Monte-Carlo technique was combined with the simple divertor code for calculating the edge plasma parameters, and was developed to calculate under the experimental conditions in JT-60U. Then, the charged particle source in the main plasma due to the ionization of the neutral particles was evaluated from the analyses of the neutral particle penetration to the main plasma based on results of the simulation code and measurements of D $\alpha$  emission intensities. Finally, the particle confinement time was estimated from the analysis of particle balance. The analyses were performed systematically for the L-mode plasma and H-mode plasma of JT-60U, and a data base of the particle confinement time was obtained. The dependence of the particle confinement time on the plasma parameters and the relationship between the properties of the particle confinement and the energy confinement were examined.

Keywords: Simulation Code, Neutral Particle Behavior, Particle Confinement Time,  
L-mode Plasma, H-mode Plasma, Energy Confinement

+ Office of Planning

\* Laboratory for Nuclear Reactors, Tokyo Institute of Technology

\*\* Department of Energy Conversion, Kyushu University

## 目 次

1.はじめに	1
2.水素原子挙動解析手法	3
2.1 JT-60U装置	3
2.2 解析コードの構成	3
2.3 簡易ダイバータコード	5
2.4 D E G A S コード	6
3.水素原子挙動解析結果	16
4.水素原子挙動解析精度の検討	24
5.粒子閉じ込め特性	31
5.1 粒子バランス解析	31
5.2 粒子閉じ込め時間の電子密度依存性	31
5.3 粒子閉じ込めとエネルギー閉じ込めの関係	32
6.まとめ	35
謝 辞	37
参考文献	37

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Method of Neutral Behavior Analysis .....	3
2. 1 JT-60U Device .....	3
2. 2 Structure of Analysis Code .....	3
2. 3 Simple Divertor Code .....	5
2. 4 DEGAS Code .....	6
3. Results of Neutral Behavior Analysis .....	16
4. Sensitivity Analysis .....	24
5. Particle Confinement Properties .....	31
5. 1 Analysis of Particle Balance .....	31
5. 2 Dependence of Particle Confinement Time on Electron Density .....	31
5. 3 Relationship between Particle Confinement and Energy Confinement .....	32
6. Summary .....	35
Acknowledgements .....	37
References .....	37

## 1. はじめに

トカマク装置では種々の閉じ込め改善モードが発見され、閉じ込め改善度としてLモード比例則の最大3-4倍程度のプラズマが得られている。現在、実験炉ITER[1]や原型炉SSTR[2]などの次期装置の設計が行われているが、これらの設計が閉じ込め改善モードを基にできるかどうかは重要である。そのため、これらの閉じ込め改善モードが、核融合炉心プラズマとして採用可能かどうかの検証が急がれている。

核融合プラズマに適用可能なプラズマは、良いエネルギー閉じ込め特性を持つばかりでなく、粒子閉じ込め特性がむしろ悪いくらいのプラズマである。核燃焼を維持するためには、ヘリウム灰を速やかに排気し、ヘリウム灰の密度を燃料密度の数%程度に抑えることが必要である[3]。さらに、ダイバータプレートへの熱負荷を低減するためには、ダイバータプラズマを低温・高密度にすることが求められる。そのような低温・高密度ダイバータプラズマの形成には、十分な粒子束を主プラズマから得る必要がある。これらのヘリウム灰排気およびダイバータプラズマ形成の観点からは、粒子閉じ込め特性はむしろ悪いくらいの方が好ましい。

このように、粒子閉じ込め特性は次期装置の設計にとって非常に重要である。しかし、エネルギー閉じ込めに関しては、比例則という形で次期装置の設計に反映されているのに対して、粒子閉じ込めに関しては、設計に反映させ得る程度にデータベースが整っていないのが現状である。

粒子バランスについて定量的に解析するためには、水素原子の電離による荷電粒子生成数を評価する必要がある。荷電粒子生成数の評価には、水素原子からの放射光を測定する方法が広く用いられてきた。しかし、測定値が積分値なため、水素原子の多くが周辺プラズマで電離する大型装置では、そこでの発光が強く、測定値から直接主プラズマ内の荷電粒子生成数を評価することは困難である。するために、水素原子の主プラズマへの侵入過程を明らかにし、真空容器内全体で電離する水素原子の中で、主プラズマ内で電離する割合を求める必要がある。

上記の観点から、まずJT-60U装置における水素原子挙動を明らかとするために、モンテカルロ中性粒子輸送解析コードを、周辺プラズマパラメータを求める簡易

ダイバータコードと組み合わせ、JT-60U実験条件のもとで計算できるように整備した。次に、このコードの計算結果と放射光測定結果との比較から、水素原子の主プラズマへの侵入過程を解析し、主プラズマでのリサイクリングによる荷電粒子生成数を評価した。さらに、粒子バランスを定量的に解析し、粒子閉じ込め時間を評価した。この解析を、JT-60U装置のLモード、Hモードプラズマにおいて系統的に行い、粒子閉じ込め時間のデータベースを得た。それを基に、粒子閉じ込め時間のパラメータ依存性、および粒子閉じ込めとエネルギー閉じ込めの関係について明らかにした[4]。

本報告書は6章から構成されている。2章では水素原子挙動解析手法について述べた。3章では水素原子挙動解析結果について記述した。4章では水素原子挙動解析精度について検討した。5章では粒子閉じ込め特性について議論した。6章はまとめである。

## 2. 水素原子挙動解析手法

### 2. 1 JT-60U装置

JT-60U装置は、大半径3.4m、アスペクト比4の大型トカマク装置である。放電は主に重水素（以下では重水素原子のことを、単に水素原子と書く。）で行われており、真空容器中心での最大磁場強度は4Tである。磁場配位には、下側シングルヌル・ダイバータ配位が採用されている。

計測システムについて、ここでは以降の解析に関係するものだけを記述する。D $\alpha$ 放射光測定は、標準光源で絶対感度較正された検出器を持つ光ファイバーアレイで測定された。測定コードとしては30チャンネルあるが、検出系が15チャンネルのため、このうち15チャンネルを選択して測定した。その際、ダイバータ部を詳細に測定するとともに、ポロイダル断面内をカバーするように選択した。図1(a)に測定コードを示す。使用した測定コードのチャンネル番号は、7、10、13、16~27である。ダイバータプレートには15チャンネルのラングミュアプローブが設置されており、それぞれで電子密度、電子温度を測定した。図1(b)にプローブの配置を示す。主プラズマでの電子密度、電子温度、イオン温度は、それぞれ遠赤外干渉法(FIR)、電子サイクロトロン放射測定(ECE)、荷電交換再結合法(CXRS)で測定された。

### 2. 2 解析コードの構成

計算コードの全体構成図を図2に示す。水素原子挙動解析には、中性粒子輸送解析コードDEGAS[5]を用いた。このコードは、プラズマを含む真空容器内をメッシュに分割し、モンテカルロ法で粒子の軌道を追跡するものである。プラズマパラメータや水素原子・分子の発生分布、発生エネルギー等が入力パラメータであり、水素原子の密度分布、温度分布等が計算結果として出力される。計算では、壁面での粒子の反射、水素分子の放出等のプラズマ・壁相互作用や原子・分子の電離、解離およびプラズマ粒子との荷電交換反応等の原子・分子過程が含まれて

いる。

DEGASコードの入力データには、JT-60U装置に合わせたメッシュと、プラズマパラメータが必要である。平衡データを基にJT-60U装置の壁面やプラズマ形状を取り入れて作成した計算メッシュの例を図3に示す。主プラズマでの電子密度、電子温度、イオン温度は測定値を用いた。また、スクレイプオフ層及びダイバータ領域でのプラズマパラメータは、簡易ダイバータコード[6]を用いて評価した。このコードは、各フランクス・チューブにおいて、ダイバータプレートでの電子密度・温度を境界条件として上流側へ磁力線に沿った一次元流体方程式を解くものである。また同コードには、水素原子挙動をモンテカルロ法で解くルーチンも含まれており、流体方程式における水素原子の電離による荷電粒子ソースの項、および荷電交換反応によるエネルギー損失項が考慮されている。このルーチンと流体方程式とを繰り返し解くことにより、両者の解が自己無撞着に求められる。計算の境界条件であるダイバータプレートでの電子密度・温度は、ダイバータプレートに設置されたラングミュアプローブの測定値を用いた。

簡易ダイバータコードの計算結果および作成された計算メッシュを用いて、DEGAS入力ファイルを作成し、水素原子挙動の計算を行った。水素原子の発生分布及びその時のエネルギーは計算の初期条件として与えた。水素原子の発生分布には、ストライクポイント近傍のダイバータプレート上に局在させたダイバータソースと、壁で一様に発生させた壁ソースの2つを考慮した。ダイバータソースの発生分布は、ダイバータプレートへの粒子束分布から求めた。これら2つのソースの割合を調節することにより、D $\alpha$ 分布の計算結果と測定値とを一致させ、実際の発生分布を求めた。一方、水素原子の初期エネルギーは、フランク=コンドンエネルギーの3eVとした。このエネルギーによる解析結果の曖昧さは、後で述べる。

計算結果としては、2次元水素原子密度分布や単位時間単位体積当たりの電離数の分布、荷電交換反応によるエネルギー損失の分布等が得られる。得られた結果は、DEGAS結果処理プログラムで測定視野でのD $\alpha$ 放射光分布や、真空容器内全体での電離数に対する、主プラズマ内での電離数の割合等が計算される。

以下では、簡易ダイバータコードとDEGASコードについて簡単に説明する。

## 2. 3 簡易ダイバータコード

簡易ダイバータコードは、一次元流体方程式と2次元モンテカルロ中性粒子挙動を自己無撞着に解くコードである。図4に簡易ダイバータコードのデータの流れを示す。一次元流体方程式は以下のように書き表すことができる。

$$\nabla_{\parallel}(nu_{\parallel})=S_n \quad (1)$$

$$\nabla_{\parallel}(nm_i u_{\parallel}^2) + \vec{\nabla}_{\parallel} n(T_e + T_i) = S_p \quad (2)$$

$$\nabla_{\parallel}\left(\frac{5}{2}nu_{\parallel}/T_e - \kappa_{\parallel}^e \vec{\nabla}_{\parallel}/T_e\right) = S_E^e - W_{eq} \quad (3)$$

$$\nabla_{\parallel}\left(\frac{5}{2}T_i + \frac{1}{2}m_i u_{\parallel}^2\right)nu_{\parallel} - \kappa_{\parallel}^i \vec{\nabla}_{\parallel}/T_i = S_E^i + W_{eq} \quad (4)$$

ここで、 $n$ は密度、 $T_{e,i}$ はそれぞれ電子・イオン温度、 $u_{\parallel}$ は磁力線に平行な流れの速度、 $m_i$ はイオンの質量、 $S_n, S_p, S_E$ はそれぞれ粒子、運動量、エネルギーのソース量、 $\kappa_{\parallel}^{e,i}$ は電子・イオンの磁力線方向の熱伝導係数、 $W_{eq}$ はイオンと電子のエネルギーのやり取りである。 $S_n, S_p, S_E$ が既知の時、ダイバータプレートでの密度、温度を境界条件として、 $n, T_{e,i}$ および $u_{\parallel}$ が求められる。ただし、計算では $S_p=0$ と仮定している。

$S_n, S_E$ を求めるためには、水素原子の密度、温度が必要である。 $S_n$ は水素原子の電離数であり、 $S_E$ はイオンと水素原子間の荷電交換反応や水素原子の電離損失である。 $S_n, S_E$ を求めるため、同コードでは2次元モンテカルロ法で水素原子密度および水素原子のエネルギー分布を求めている。また、ダイバータプラズマでは不純物による放射損失が無視できないが、水素原子の電離エネルギーを実効的に大きく取ることで、放射損失を考慮している。

上記の2つのルーチンを繰り返し解くことにより、流体方程式と水素原子挙動が自己無撞着に解かれている。

## 2. 4 DEGASコード

DEGASコード[5]は、中性粒子挙動を明らかにし、ダイバータやポンプリミタの最適設計を行うために、プリンストン大学で開発されたコードである。プラズマ・壁相互作用や原子・分子過程を取り込んで、モンテカルロ法で粒子の挙動を追跡する。図5にDEGASコードのフローチャートを示す。以下に、計算方法について簡単に述べる。

$p(x)$ を粒子が衝突を起こさずに  $x$ だけ飛行する確率とすると、 $x+dx$ だけ衝突を起こさず飛行する確率は、

$$p(x+dx) = p(x) - p(x)dx/\lambda(x) \quad (5)$$

である。ここで、 $\lambda$ は平均自由行程である。この式を  $p$ について解くと

$$p(x) = \exp \left[ - \int_0^x \frac{ds}{\lambda(s)} \right] \quad (6)$$

となる。反応を起こす位置を求めるために式(6)を用いて、粒子のテストフライトを追跡する。すなわち、乱数  $p_0$  を  $0 < p_0 < 1$  の範囲で発生させ、次式を解くことにより、反応を起こす位置  $\vec{x}(p)$  を求める。

$$p_0 = \exp \left[ - \int_0^{\vec{x}(p)} \frac{ds}{\lambda(s)} \right] \quad (7)$$

ここでは、仮想衝突法 (pseudo-collision algorithm) を用いる。

まず最初に、テストフライト粒子に初期条件として、位置  $\vec{x}_0$ 、速度  $\vec{v}$  を与え、プラズマ全体での最小平均自由行程  $\lambda_{min}$  を計算する。次にテストフライト粒子のステップ幅を  $-\ln(p_0)\lambda_{min}$  とし、次式で表される位置  $\vec{x}_1$  へテストフライト粒子

を飛行させる。

$$\vec{x}_1 = \vec{x}_0 - \ln(p_0) \cdot \lambda_{\min} \frac{\vec{v}}{|\vec{v}|} \quad (8)$$

もしここで粒子が壁に衝突した場合は、壁での反射モデルに従って、新たな速度、粒子の種類（分子か原子）が与えられる。粒子がまだプラズマ中に存在する場合には、 $\lambda_{\min}$ と $\vec{x}_1$ での平均自由行程の比 $\xi$  ( $\xi = \lambda_{\min}/\lambda(\vec{x}_1)$ ) を計算する。ここで、新たな乱数 $p_1$ を発生させ、 $\xi \leq p_1$ の場合は、衝突が起きたとし、 $\xi > p_1$ の場合は仮想衝突とし、再びテストライト粒子を $-\ln(p_0) \cdot \lambda_{\min} \frac{\vec{v}}{|\vec{v}|}$ だけ飛行させ上記アルゴリズムを繰り返す。図6に同法の模式図を示す。

テストライト粒子には、最初重みを持たせてある。全粒子ソース数 $\Phi$ の場合をN個のライト粒子数で計算する時には、1つのライト粒子の初期の重みは $\rho = \Phi/N$ で与えられる。衝突が起きると、電離した割合だけ重みを減らすことになる。電離する割合は、

$$\eta_{ion} = \frac{n_e \langle \sigma v \rangle_{ize} + n_i \langle \sigma v \rangle_{izi}}{n_e \langle \sigma v \rangle_{ize} + n_i \langle \sigma v \rangle_{izi} + n_i \langle \sigma v \rangle_{cx}} \quad (9)$$

で与えられる。ここで、 $\langle \sigma v \rangle_{ize}$ 、 $\langle \sigma v \rangle_{izi}$ 、 $\langle \sigma v \rangle_{cx}$ はそれぞれ電子衝突による電離のレート係数、イオン衝突による電離のレート係数、荷電交換反応のレート係数である。すなわち、一回の衝突で重みは

$$(1 - \eta_{ion})\rho \quad (10)$$

に減少する。

$j$ 番のプラズマセルにおける、単位体積あたりの電離割合 $[s_e]_j$ は、全てのライト粒子に対して、 $j$ のプラズマセルで電離した割合を足し合わせることで求められる。すなわち、

$$[s_e]_j = \left( \sum_{k=1}^N [\eta_{ion}\rho]_{jk} \right) / V_j \quad (11)$$

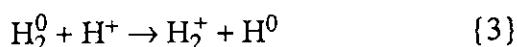
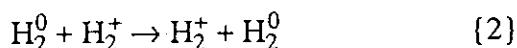
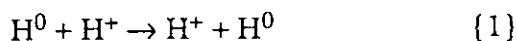
で与えられる。ここで、 $V_j$ はプラズマセルjでの体積である。一方、 $[s_e]_j$ は、 $[s_e]_j = [n_H]_j([n_e]_j<\sigma v>_{ize} + [n_i]_j<\sigma v>_{izi})$ とも書けるので、水素原子密度は、

$$[n_H]_j = \frac{\left( \sum_{k=1}^N [\eta_{ion} \rho]_{jk} \right) / V_j}{([n_e]_j <\sigma v>_{ize} + [n_i]_j <\sigma v>_{izi})} \quad (12)$$

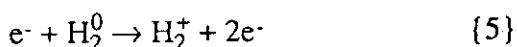
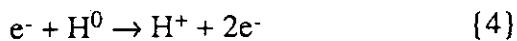
となる。

水素のプラズマ中での反応は以下のものが考慮されている。

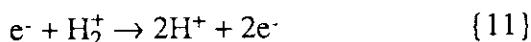
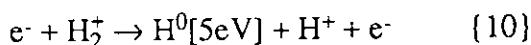
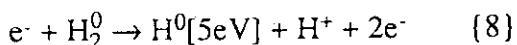
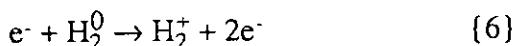
### 荷電交換反応



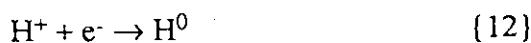
### 電子衝突による電離



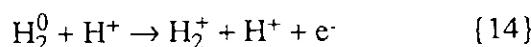
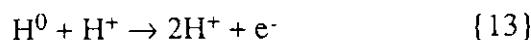
### 電子衝突による解離



### 再結合



### イオン衝突による電離



ただし、 $H^0$ 、 $H^+$ 、 $H_2^0$ 、および $H_2^+$ は、それぞれ水素原子、水素イオン、水素分子、および水素分子イオンである。反応{7}～{10}の[]内は、反応でできた水素原子のエネルギーである。このエネルギーはフランク＝コンドンエネルギーと呼ばれている。

反応{1}における、荷電交換のレート係数 $\langle\sigma v\rangle_{cx}$ はイオン温度、水素原子のエネルギーから求められ、イオン温度が50eV、水素原子のエネルギーが10eV程度の場合、 $\langle\sigma v\rangle_{cx} = 4 \times 10^{-14} [m^3/s]$ 程度である。

反応{4}の水素原子の電子衝突による電離のレート係数 $\langle\sigma v\rangle_{ize}$ は、電子温度が30eV以上では、あまり変化がなく、 $n_e = 1 \times 10^{19} [m^{-3}]$ 、 $T_e = 50 eV$ の場合、 $\langle\sigma v\rangle_{ize} = 3 \times 10^{-14} [m^3/s]$ 程度である。

反応{6}～{8}の水素分子の電子衝突による解離のレート係数は、電子温度が5eV以下では、反応{7}のレート係数が、反応{6}および反応{8}のレート係数より大きい。そのために、水素分子の多くは解離して水素原子になる。電子温度が5eVでは、分子の解離によって、水素原子ができる割合は、ほとんど1である。電子温度が30～40eV程度になると、反応{6}のレート係数が、反応{7}および反応{8}のレート係数より大きくなる。したがって反応{10}が起きる割合が大きくなる。そのため、電子温度が40eV以上になると、分子の解離によって、水素原子と水素イオンができる割合はほぼ等しくなる。

反応{12}の再結合のレート係数は、今考えている領域では、上記荷電交換、電子衝突による電離・解離のレート係数と比べて無視できる程度に小さな値である。

以上のレート係数の詳しいデータは文献[7]に記述されている。

水素原子の壁でのエネルギー反射係数[8]は、壁が炭素、粒子が重水素の場合、入射エネルギーが10eV以下ではほぼ0.5で一定である。入射エネルギーが10eV以上では緩やかに減少していく。粒子の反射係数は、入射エネルギーが10eV程度で最大値0.4程度となり、低エネルギー側へは急激に、高エネルギー側へは、緩やかに減少している。壁に捕捉された粒子は、壁温で分子として放出される。

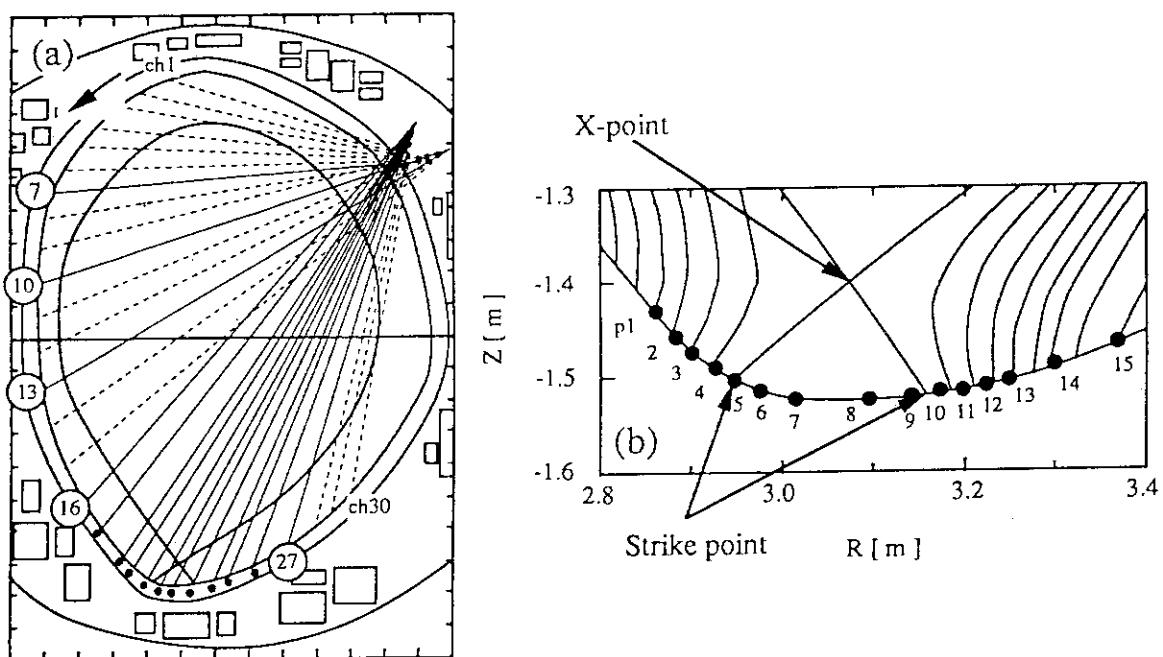


図 1 (a) D $\alpha$ 放射光測定コード  
(b) ダイバータ部プローブ配置

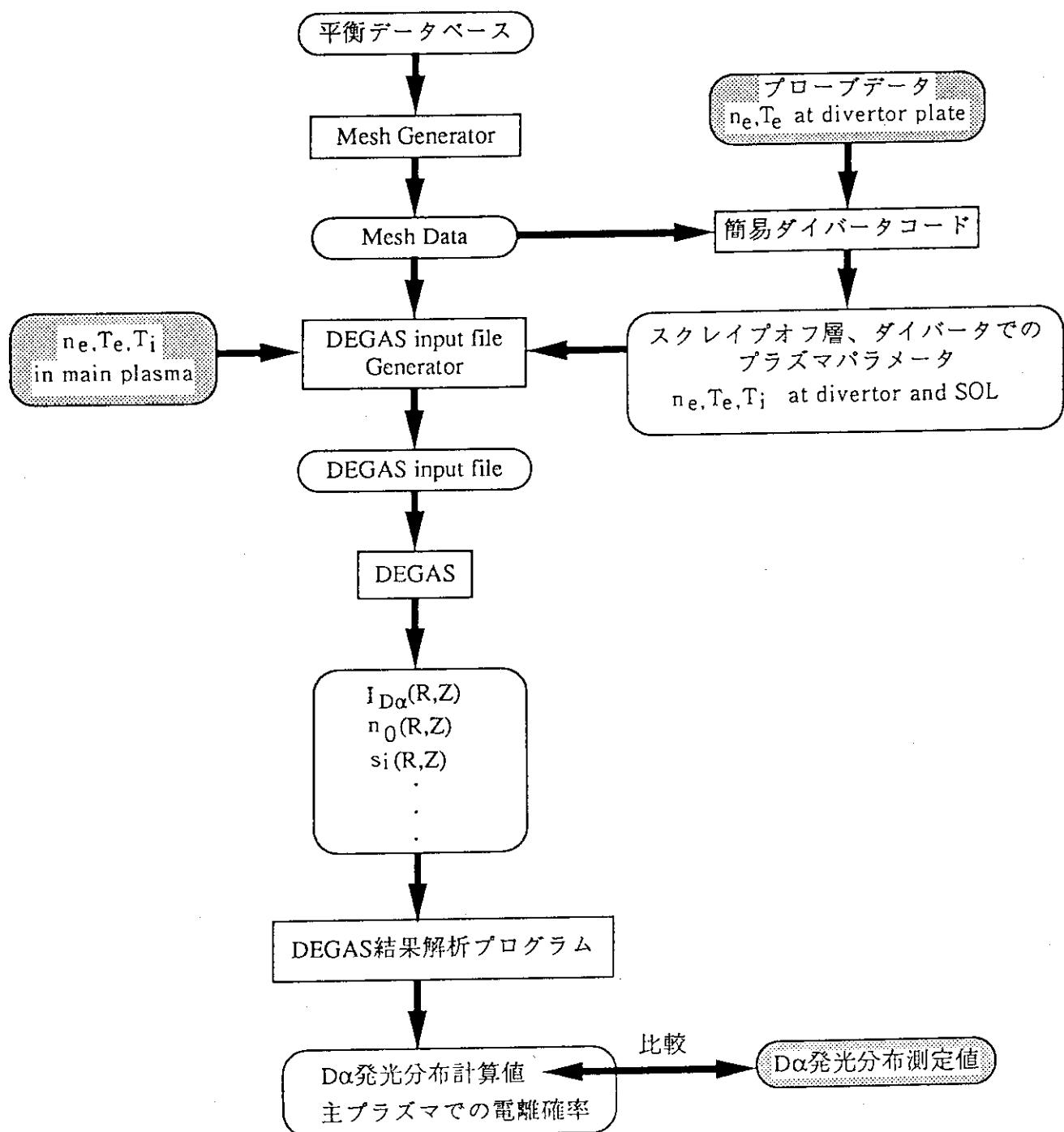


図2 解析コードの全体構成図  
 [ ] は計算コード、 [ ] は計算結果、  
 [ ] は実測値を意味する。

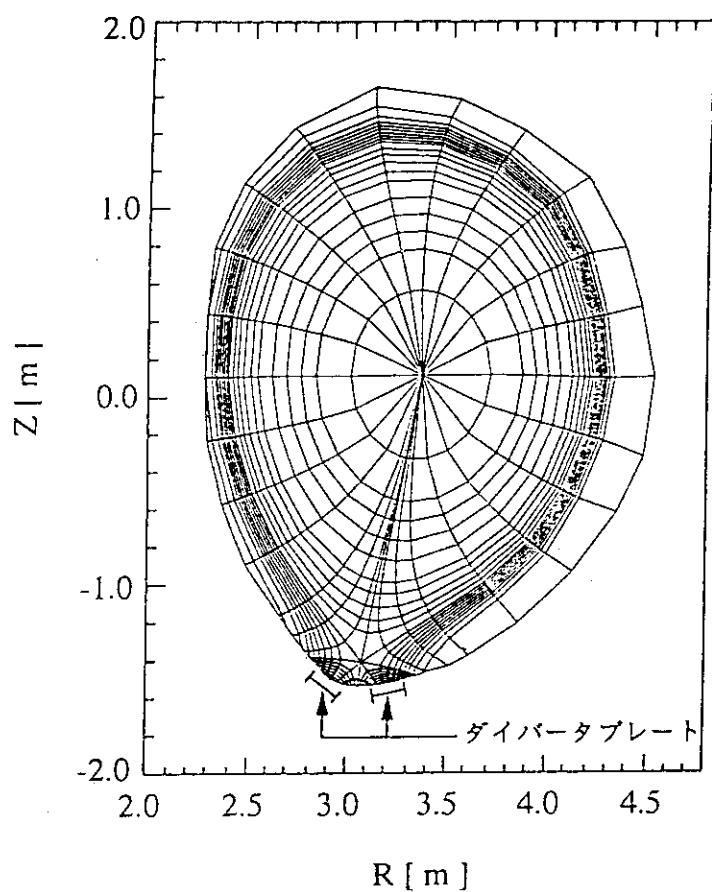


図3 DEGAS計算に用いたメッシュ

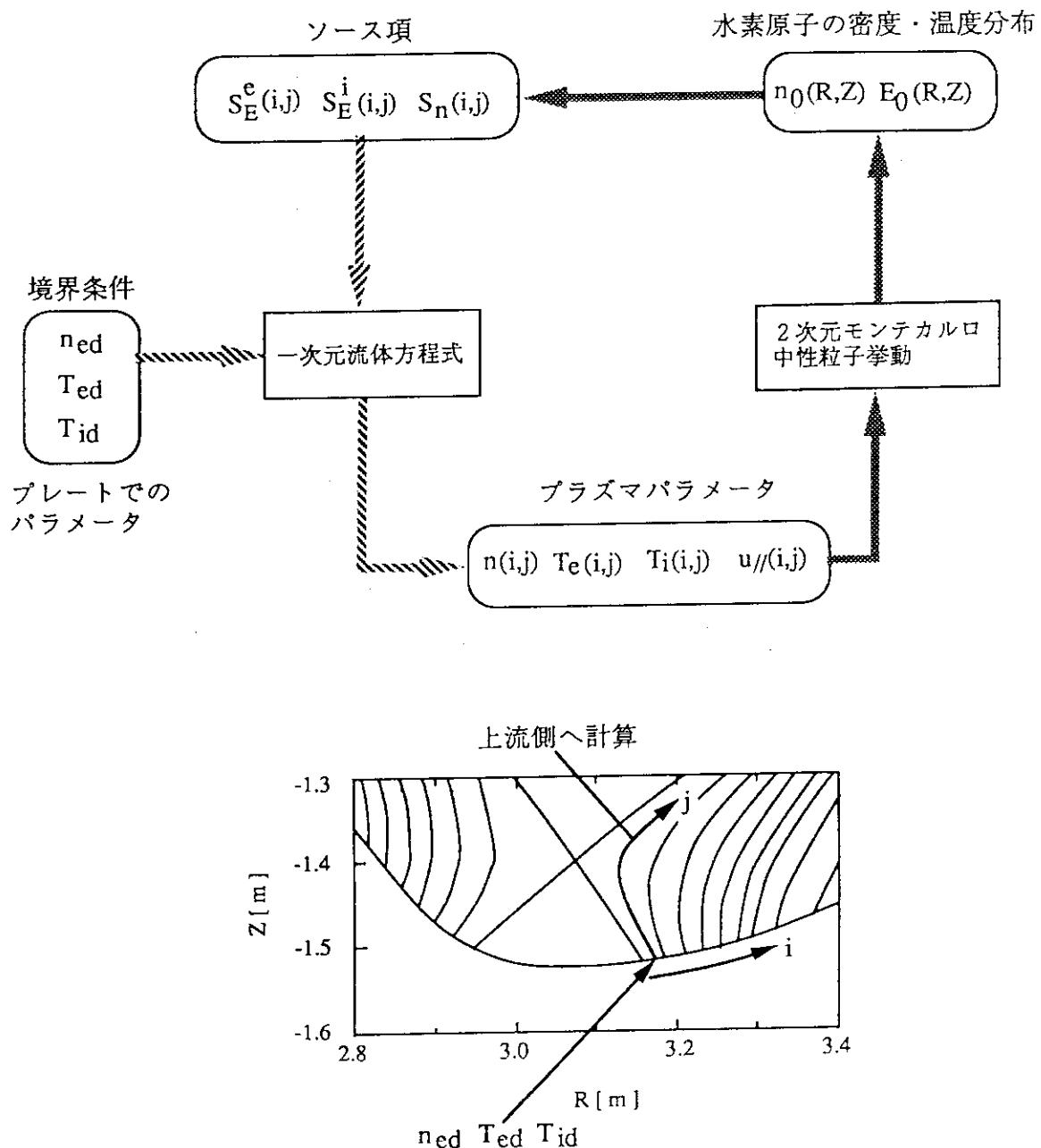


図4 簡易ダイバータコードのフローチャート

■■■■■ は一次元流体方程式を解く流れ

■■■■ は中性粒子挙動を解く流れ

i, jはそれぞれ磁力線に垂直、平行方向の配列の添字である

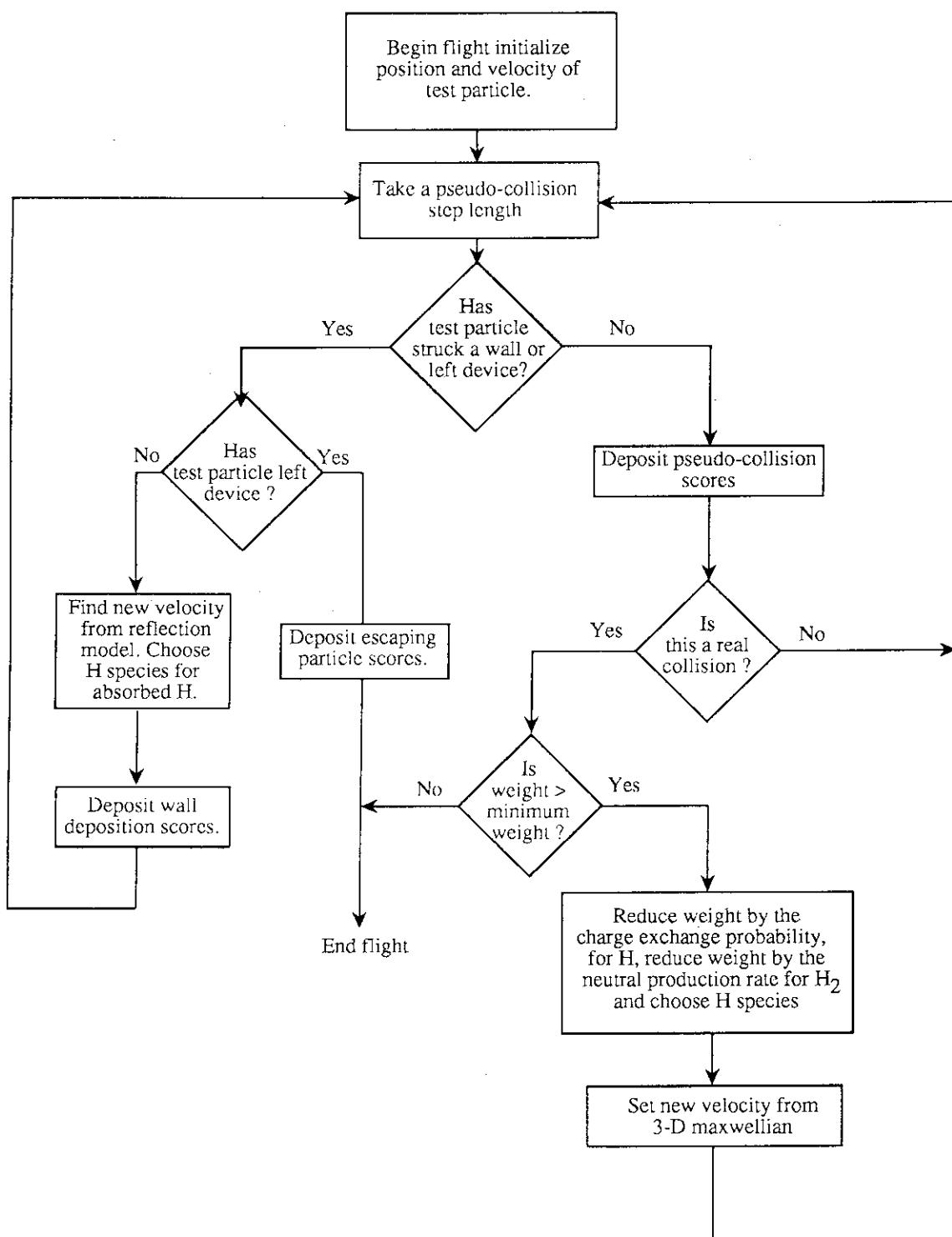


図5 DEGASコードのフローチャート

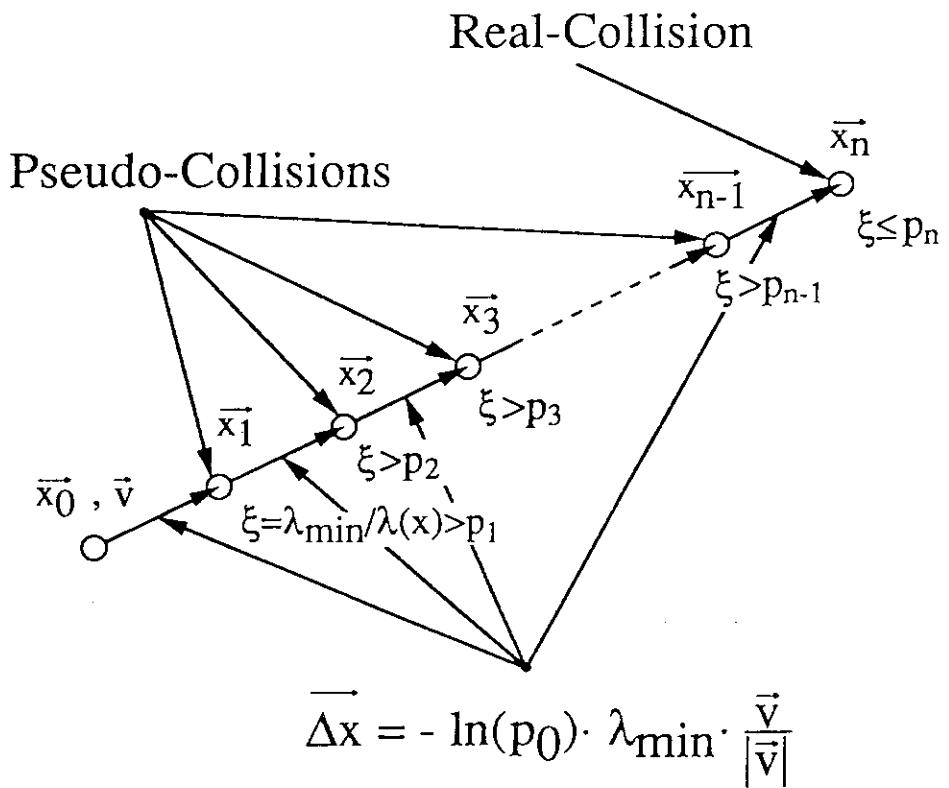


図6 モンテカルロシミュレーションにおける仮想衝突法の模式図

### 3. 水素原子拳動解析結果

前節で述べた解析を低パワー加熱Lモードと、高パワー加熱Lモード、および無遷移Hモード[9]の3つのモードに適用した。これらの放電は全て重水素を用いて行われた。低パワー加熱Lモードと高パワー加熱Lモードの違いは、NBIの入射パワーの違いである。前者では、入射パワーが10MW以下、後者では入射パワーが15MW以上である。ただし、後者に関しては、リサイクリングが高い状態での運転のために、Hモード遷移までには至っていない。無遷移Hモードは、明確なD $\alpha$ の減少が無いこと、急激な周辺温度の上昇が無いことで特徴づけられ、特にJT-60Uの高磁場放電において得られている。このモードでは、Lモードでのエネルギー閉じ込め時間のスケーリング則であるITER89-P則[10]からの改善度と周辺イオン温度との間に、よい相関が得られている[11]。このことは、周辺イオン温度がエネルギー閉じ込め特性を表す指標であることを示している。本報告書でのHモードとは、この無遷移Hモードのことを示す。

ここでは、水素原子拳動解析結果を、低パワー加熱LモードとHモードとで比較して示す。ここで示す解析に用いたプラズマのパラメータは、以下の通りである。ただし、括弧の中はHモードでの値である。L (H) モードでは、プラズマ電流 $I_p=3\text{MA}$  ( $2\text{MA}$ )、磁場強度 $B_T=4\text{T}$  ( $4\text{T}$ )、X点の高さ $12\text{cm}$  ( $11\text{cm}$ )、NBI加熱パワー $6\text{MW}$  ( $20\text{MW}$ ) である。測定された平均電子密度は $\bar{n}_e=2.5\times 10^{19}\text{m}^{-3}$  ( $2.0\times 10^{19}\text{m}^{-3}$ )、中心のイオン温度は $4.0\text{keV}$  ( $22.4\text{keV}$ )、規格化半径 $0.95$ での周辺イオン温度は $0.82\text{keV}$  ( $3.4\text{keV}$ ) である。図7(a)、(b)に両放電での平均電子密度、NBIパワー、プラズマの持つエネルギー、ダイバータ部を見込むコードでのD $\alpha$ 放射光強度の時間変化を示す。図中の矢印は、解析を行った時刻である。Lモードでは、 $t=5.5\sim 8.0\text{s}$ の間でNBI加熱が行われている。平均電子密度は緩やかに増加している。プラズマエネルギーおよびD $\alpha$ 放射光強度は、NBI加熱開始とともに急に増加し、その後ゆるやかに増えている。また、Lモードでは、D $\alpha$ 放射光強度がHモードと比較して、かなり高いレベルになっている。Hモードでは、 $t=4.5\sim 5.5\text{s}$ の間に、リミター

配位からダイバータ配位に変移しており、NBI加熱は、 $t=5.6\sim7.5$ sの間で行われている。ELM (Edge Localized Mode) が起こるまでは、平均電子密度、プラズマエネルギーは、時間とともに連続的に増加しており、D $\alpha$ 放射光強度は一定かもしくは若干増加している。

図8に簡易ダイバータコードで計算された、Lモード、Hモードでの大半径方向外側のストライクポイントから磁力線に沿った電子密度、電子温度、イオン温度の分布を示す。LモードとHモードでは、ダイバータプラズマに大きな違いが見られ、Hモードでのダイバータプレート前面での電子密度は、Lモードのそれより約一桁程度小さくなっている。温度に関しては、Lモードにおいて、プレート近傍で変化しているのに対して、Hモードではあまり変化がない。これらは、Hモードのダイバータプレートへの粒子束が、Lモードの値と比較して一桁程度小さいことに起因している。ダイバータプレートでの温度は、Hモード、Lモードともに20eV程度より高くなっている。低温・高密度ダイバータは形成されていない。また、ダイバータプレート前面で電子密度が減少しているのは、温度が減少したために、一次元の運動量保存則から磁力線方向の流速が増したことによる。実際には、磁力線に垂直な方向の流速も増すことが考えられ、ダイバータプレート前面での密度分布をさらに詳しく調べるために、磁力線を横切る拡散も考慮する必要がある。

これらの結果をDEGASに取り込み計算を行った。図9はL、H両モードでのD $\alpha$ 発光分布を、横軸にチャンネル番号をとって表したものである。ダイバータ領域における、HモードのD $\alpha$ 強度測定値はLモードの場合の値と比較して一桁程度小さいが、ダイバータから離れた領域では、両者はほぼ同程度となっている。このような分布にDEGAS計算結果を合わせるために、水素原子の発生分布を、壁ソースとダイバタソースの比として、Hモードで1/6、Lモードで1/100にする必要がある。Lモード、Hモードでの各ソースの値を表1に示す。絶対値的には、壁ソースが両モードでほぼ同程度であるのに対して、ダイバタソースは両者で大きく変化している。そのため、Hモードでは相対的に壁ソースの重みが大きくなっている。

図10に水素原子密度の分布を示す。(a)、(b)はそれぞれL、Hモードの計算

結果である。図11には、外側ストライクポイントから磁力線に沿った水素原子密度の減衰を示している（横軸は図8と同じである）。ダイバータ付近の水素原子密度は、Lモードで $1 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$ 程度、Hモードで $1 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ 程度であり、水素原子密度に1桁程度の差がある。しかし、Lモードはダイバータの電子密度が高いために水素原子密度の減衰が早いこと、壁からはL、Hモード共に同程度の粒子束が出ていることから、両者ともX点付近では $2 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$ 程度となっている。

これらの結果は、多くの水素原子がダイバータ領域で電離していることを示している。真空容器内全体での荷電粒子ソースに対する、主プラズマ内の荷電粒子ソースの比 $f_m$ は、Lモードで65%、Hモードで30%程度である。Hモードでは水素原子の侵入に対して、ダイバータプラズマの密度が低いために、そこでの遮蔽効果が弱くなっている。このような結果はDIII-Dでも、同様な解析から得られている[12]。

以上の解析を系統的に行った結果、 $f_m$ は低パワー加熱Lモードで、4~8%程度、高パワー加熱Lモードでは3~10%であると評価された。Hモードでは、ダイバータの密度変化が小さく $f_m$ の変化も小さい。X点の高さが10cm程度の場合には30%程度である。Hモードでは、Lモードに比べて、図11で判るように、水素原子密度の減衰長が長いために、X点の高さに対する $f_m$ の依存性が強く、X点の高さが高くなるにしたがって、ほぼ直線的に $f_m$ は減衰している。表2に各モードでの荷電粒子ソース、および $f_m$ の値を示す。

表1 ダイバータソースと壁ソースの値

粒子ソース [s <sup>-1</sup> ]	Lモード	Hモード
ダイバータソース	$1.1 \times 10^{23}$	$7.4 \times 10^{21}$
壁ソース	$1.1 \times 10^{21}$	$1.2 \times 10^{21}$
合計	$1.1 \times 10^{23}$	$8.6 \times 10^{21}$

表2 荷電粒子ソースとf<sub>m</sub>の値f<sub>m</sub>は水素原子の主プラズマへの侵入割合

粒子ソース [10 <sup>21</sup> s <sup>-1</sup> ] 運転条件	リサイクリングによるソース		NBIによる ソース (主プラズマ)	合計 (主プラズマ)
	真空容器 内全体	主プラズマ < f <sub>m</sub> >		
低パワー加熱 Lモード	20-200	2-15 <4-8%>	0.4-1	2-15
高パワー加熱 Lモード	20-100	2-3 <3-10%>	1-2	3-5
無遷移 Hモード	3-10	1-4 <~30%>	2	3-6

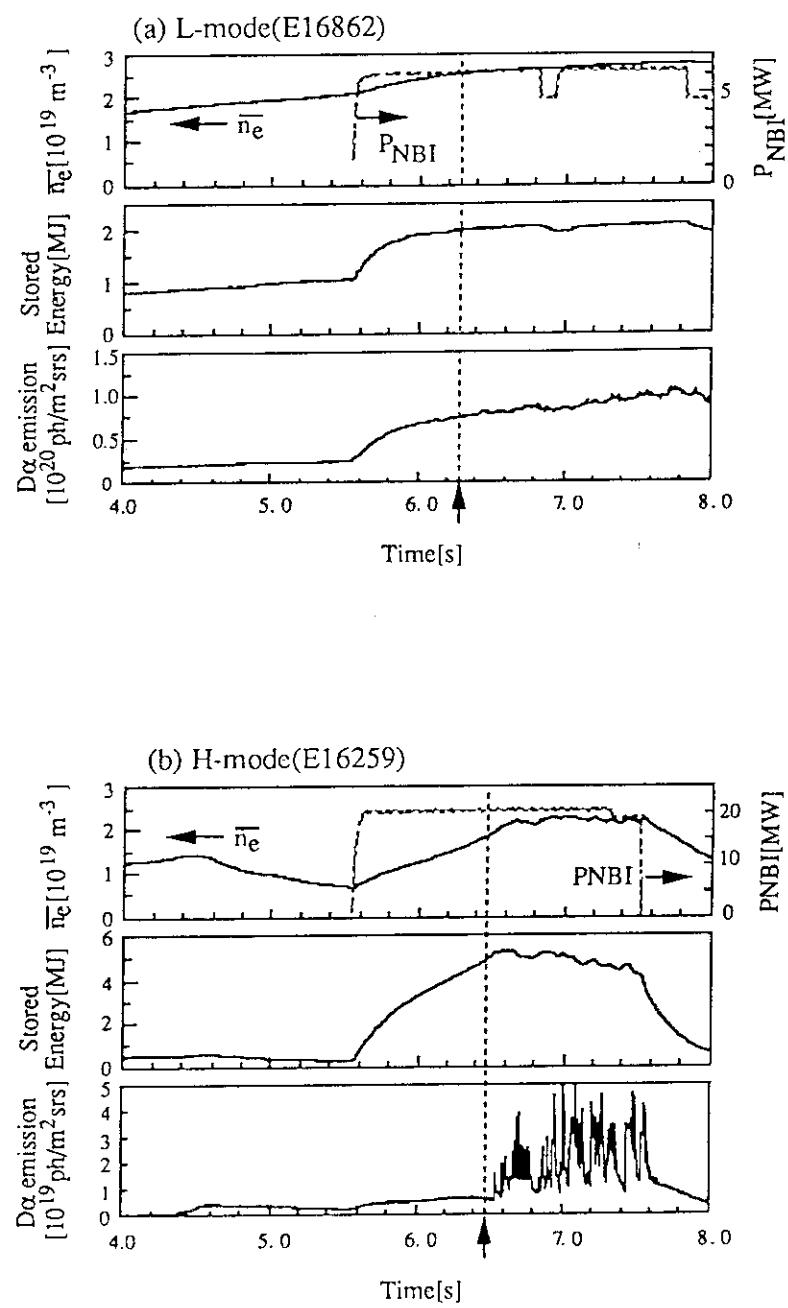


図 7 放電波形 (a) Lモード (b) Hモード

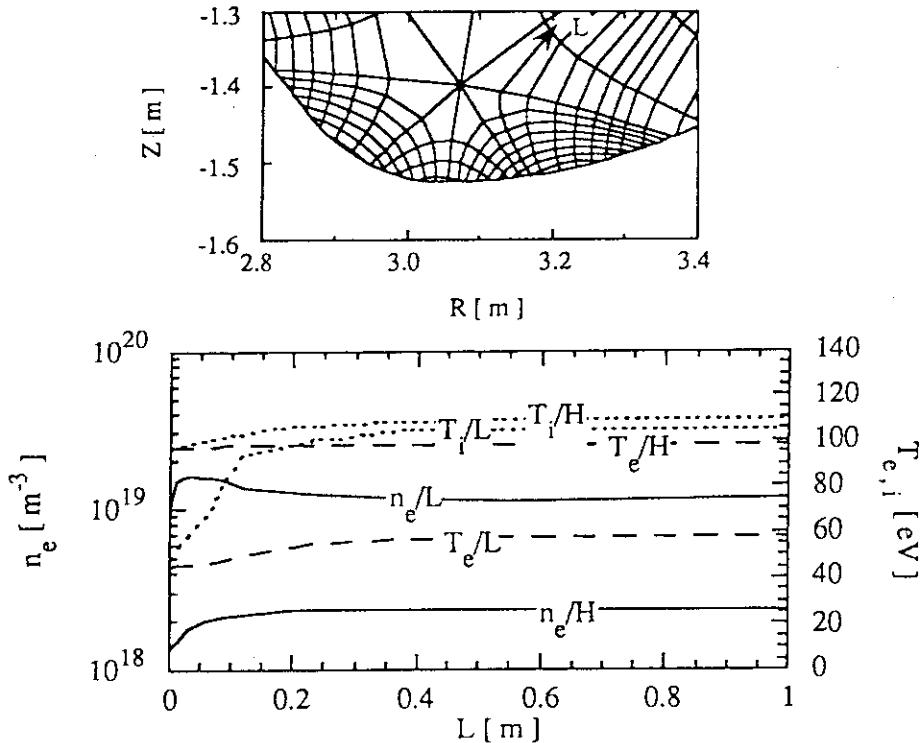
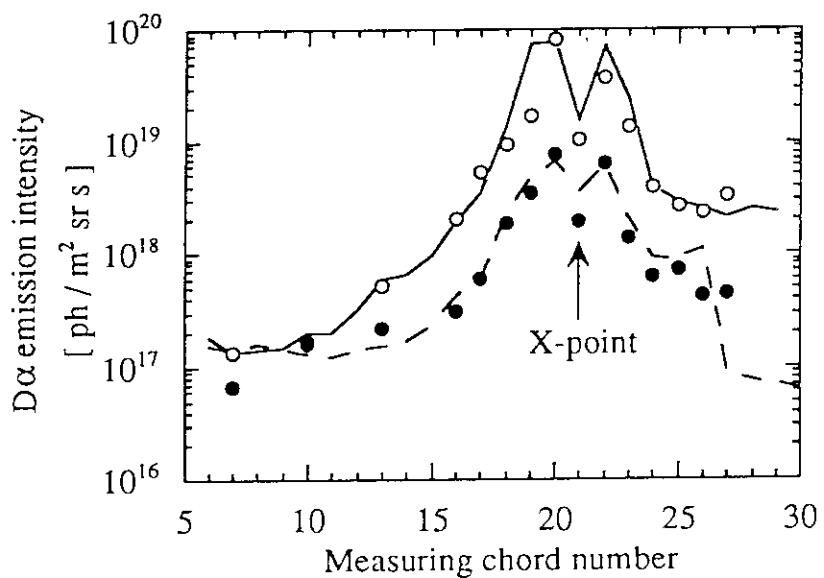


図 8 簡易ダイバータコード計算結果

上図は、計算に用いたメッシュのダイバータの部分を拡大して示している。上図中の矢印に沿ったポロイダル断面内の長さLを下図の横軸に取った。実線は電子密度、破線は電子温度、点線はイオン温度である。/L、/HはそれぞれLモード、Hモードでの計算結果を示す。

図 9 D<sub>α</sub>発光分布の測定値と計算値との比較

白丸、黒丸はそれぞれLモード、Hモードでの測定値である。実線、破線はそれぞれLモード、Hモードでの計算値を示している。

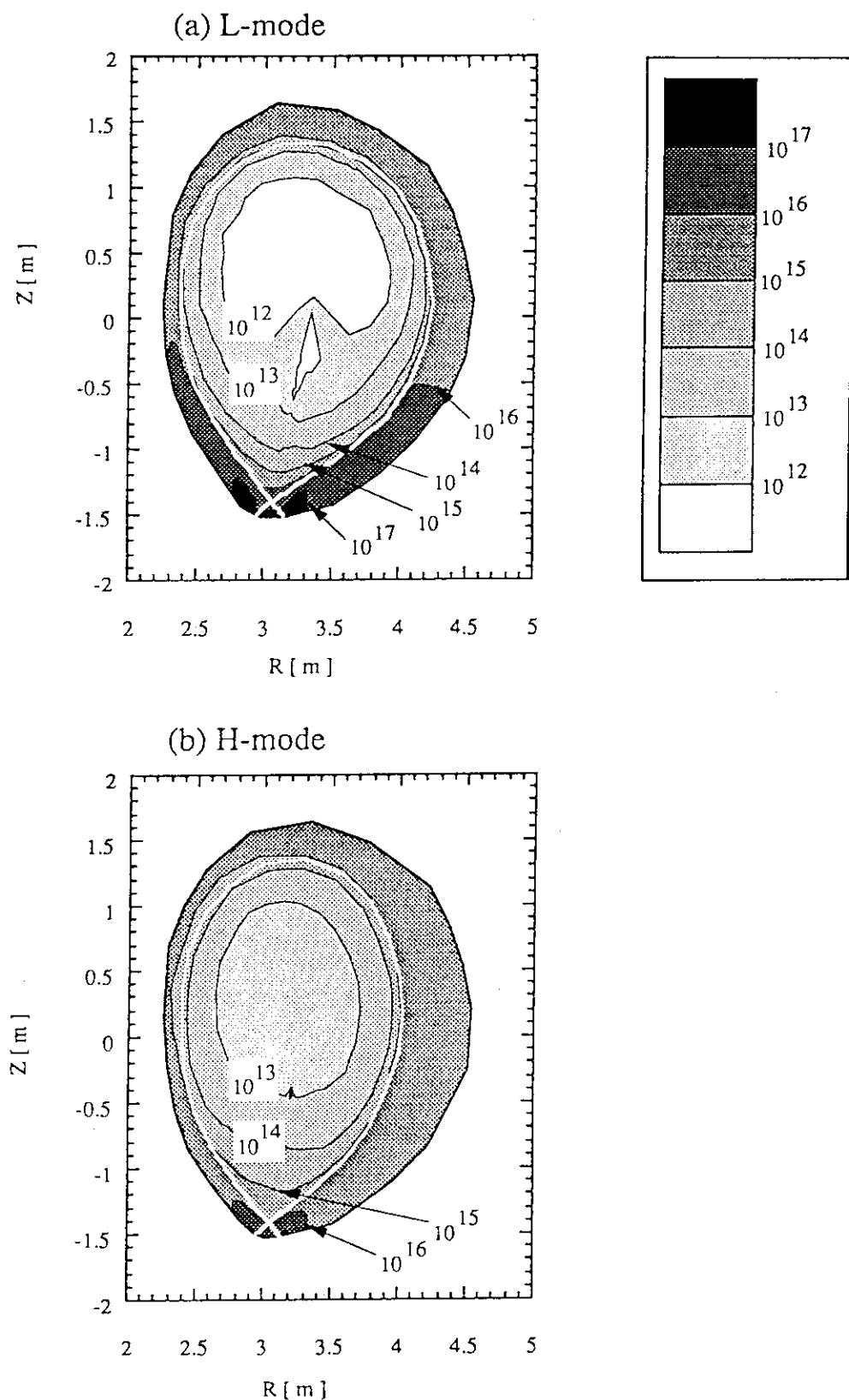


図10 2次元水素原子密度分布 (a) Lモード (b) Hモード

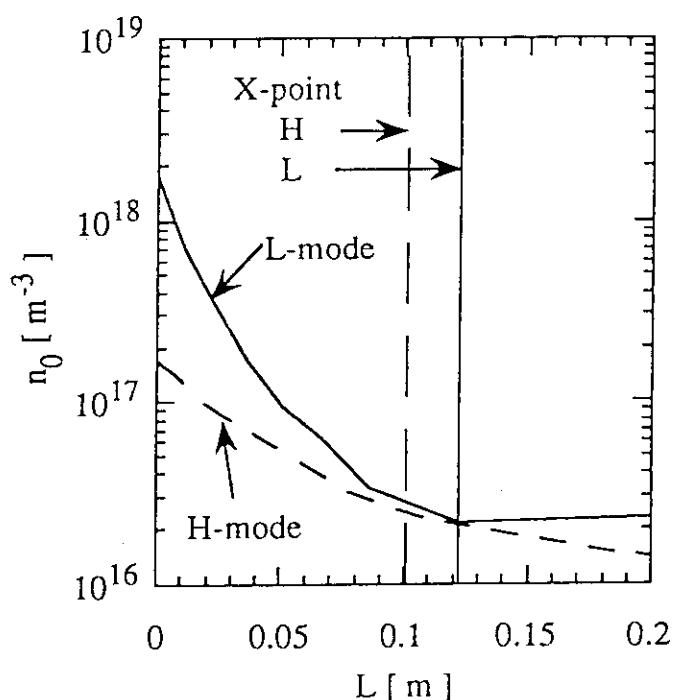


図 1.1 DEGASで計算された中性粒子密度分布

#### 4. 水素原子挙動解析精度の検討

DEGAS計算における、プラズマのパラメータおよびモデルの仮定に対する水素原子の主プラズマへの侵入割合 $f_m$ の依存性を調べた。 $f_m$ に影響を与えると思われるA. ダイバータプレート前面でのプラズマ密度、温度、B. 分子過程および水素原子の壁での反射モデル、C. 流体モデルとDEGAS結果との自己無撞着性、D. ダイバータプレートおよび壁での初期エネルギー、E. フライト粒子数に対して計算結果がどの程度影響されるかについて議論する。

##### A. ダイバータプレート前面でのプラズマ密度、温度

$f_m$ はダイバータプラズマのパラメータに大きく依存するものであり、図12に簡易ダイバタコードの境界条件であるダイバータプレート前面での密度、温度を系統的に変化させたときの $f_m$ の変化を示している。典型的なダイバータプレート前面での電子密度は、Lモードで $1\sim5\times10^{19}\text{m}^{-3}$ 、Hモードで $1\sim2\times10^{18}\text{m}^{-3}$ 程度である。 $f_m$ はダイバータプレート前面での電子密度が増加するにしたがって減少しており、特に高密度領域においてその傾向は顕著である。また、ダイバータプレート前面での温度の減少とともに $f_m$ は増加している。これは、簡易ダイバタコードの境界条件の一つであるダイバータプレート前面での温度を下げるにより、ダイバータ密度の計算値が小さくなるためである。温度自体に対する $f_m$ の依存性は弱く、ダイバータの密度を一定において温度のみを2倍変化させても、 $f_m$ の変化は10%以下である。

$f_m$ のダイバータプレート前面でのプレートに沿った密度分布への依存性は小さく、もし仮に半値幅を半分にしたとしても $f_m$ は20%変化する程度である。このことは、ストライクポイント近傍の密度の高い領域での水素原子挙動が、全体的結果に大きく影響していることを表す。

## B.分子過程および水素原子の壁での反射モデル

簡易ダイバータコードでの水素原子挙動解析結果から求めた $f_m$ は、DEGASで求めたそれと比較して2～3倍程度大きく、両コードでの水素原子挙動計算結果には違いが見られた。以下では、両コードでの水素原子挙動計算結果の違いについて（1）分子過程、（2）壁での反射モデルの観点から検討する。

### （1）分子過程

両コードの違いとしては、まず分子過程の取り扱いが挙げられる。DEGASでは分子過程が考慮されているのに対して、簡易ダイバータコードでは考慮されていない。しかし、DEGASコードにおいて分子過程を考慮せずに計算した結果は、分子過程を考慮した結果とほぼ一致した。分子は非常に壁近傍にしか存在せず、すぐに解離して原子になるために、分子過程が $f_m$ に与える影響は小さい。

### （2）壁での反射モデル

次に両コードの違いとして挙げられるのは、壁での反射モデルである。図13に両コードにおける水素原子の壁への入射エネルギーに対して放出エネルギーをプロットしている。DEGASでは、分子過程が考慮されているために、壁に捕捉された水素原子は壁温で分子として放出され、壁近傍ですぐ解離して水素原子となる。その時水素原子はフランク＝コンドンエネルギーを持つ。一方、簡易ダイバータコードでは、分子過程が考慮されていないために、壁に捉えられた原子は、フランク＝コンドンエネルギーで原子として壁から放出される。両モデルで大きく異なることは、壁に捕捉される割合である。簡易ダイバータコードは30%程度の粒子しか捕捉されないが、DEGASでは75%もの粒子が捕捉される。すなわち、DEGASの反射モデルの方が、簡易ダイバータコードのそれと比較して粒子反射係数が小さい。また、図13よりわかるようにエネルギー反射係数も、DEGASの反射モデルの方が、簡易ダイバータコードのそれと比較して小さい。図14に、入射エネルギーに対する、エネルギー反射係数を示す。DEGASではエネルギー反射係数は入射角に依存性

しないが、簡易ダイバータコードでは入射角に依存性する。図中曲線は、簡易ダイバータコードにおける、入射角が0、30、60、89度でのエネルギー反射係数を示している。入射角89度以上はミラー反射である。この反射モデルの違いにより、相対的に簡易ダイバータコードでの水素原子が大きいエネルギーを持つことになる。そのため、簡易ダイバータコードでは、水素原子が主プラズマへ侵入しやすく、 $f_m$ が大きい。この事を確認するために、壁で粒子は全て捕捉されるとし計算を行った。その結果、両者の $f_m$ は10%以内の精度で一致した。

上記結果から、両コードでの計算結果の違いは、壁での反射モデルの違いから来ていることが明らかになった。核融合装置の壁での粒子反射モデルについては、いくつかのものが提唱されているが[8,13,14,15]、まだ確実なものが無いのが現状である。実験的には、TEXTORにおいて、D $\alpha$ 線の詳細スペクトル測定から、反射粒子の寄与は小さいことが明らかにされている[16]。すなわち、反射係数の小さいDEGASコードでのモデルがより実験的に近いと思われる。

上記の結果を踏まえて、簡易ダイバータコードの中性粒子輸送コードにおいても、分子の解離過程をふくめ、また反射モデルについても、DEGASのデータを用いるように変更した。

### C. 流体モデルとDEGAS結果との自己無撞着性

前章の解析では、ダイバータプラズマの電子密度、電子温度、イオン温度が簡易ダイバータコードで計算されており、DEGAS水素原子挙動計算結果と自己無撞着に解けていない。両コードでの水素原子挙動計算結果に違いがあることは上で述べた。この違いが $f_m$ へ与える影響を調べるために、Lモードのプラズマに対して、DEGASコードによる水素原子挙動の計算と簡易ダイバータコードでの一次元流体方程式の計算を繰り返し行った。これにより、周辺プラズマパラメータをDEGAS計算結果と自己無撞着に解くことができる。Lモードプラズマでは、リサイクリング粒子数が多いために、Hモード

よりその影響が大きい。その結果、SOLのプラズマ密度は低くなる傾向を示したが、 $f_m$ の増加は25%以下であった。

DEGASの計算時間が簡易ダイバータコードの水素原子挙動計算時間に比べ圧倒的に長いこと、上記結果からDEGASと流体方程式の繰り返しで求めた結果と簡易ダイバータコードの結果の違いが25%程度であることから、本報告書では簡易ダイバータコードで、ダイバータ、スクレイプオフ層でのプラズマパラメータを求め、それを用いてDEGASで水素原子挙動を計算した。

#### D. ダイバータプレートおよび壁での初期エネルギー

ダイバータプレート及び壁で発生させる水素原子の初期エネルギーは、フランク=コンドンエネルギーの3eVとした。このエネルギーは、壁へのイオン流のエネルギーと反射モデルで決定するものであるが、上で述べたように現在ではまだ明確なモデルが確立されていないのが現状である。TEXTORにおいては、周辺プラズマでの水素原子のエネルギーは、速度分布関数の測定から1eVであると評価されている[16,17]。もし仮にこの値を1eVから10eVまで大きく変化させたとしても、 $f_m$ の変化は20%以内であった。

#### E. フライト粒子数

モンテカルロ計算では、フライト粒子数によって結果の統計的誤差が決まる。ここでは、フライト粒子数による曖昧さを十分に小さくするために、 $f_m$ に対するばらつきが標準偏差で5%以内となるように設定した。

以上の解析から、 $f_m$ の各要素に対する依存性が明らかとなったので、これらを基に $f_m$ の誤差を見積もる。最も大きな誤差を与えるのは、ダイバータでの電子密度、温度である。プローブの測定誤差を考慮して、図12から $f_m$ の誤差は±30%と見積もることができる。さらに初期エネルギーの曖昧さを考慮しても、 $f_m$ の誤差としては±40%程度以内にあると評価される。

解析誤差を小さくするには、まず粒子の反射モデルや初期エネルギーを明らかとするために、壁近傍での水素原子の速度分布関数を測定する必要がある。LモードとHモードでは、壁へのイオン流のエネルギーが異なるために、水素原子の速度分布関数も異なることが考えらる。従って、系統的な速度分布関数測定が望まれる。また、簡易ダイバータコードの計算結果の信頼性を上げるために、スクレイプオフ層での電子密度、温度の測定値と計算値との比較が必要である。最近、JT-60Uでは赤道面に可動プローブが設置され、スクレイプオフ層での電子密度、温度の測定が可能になった。初期的な測定値と計算値との比較から、粒子リサイクリングが大きく影響しない領域では、両者は比較的良く一致している[18]。さらに、上記のような入力パラメータの曖昧さを含んだDEGAS計算結果を測定と直接比較するには、局所的な水素原子密度の測定が必要である。局所的な水素原子密度の測定法としては、レーザー蛍光法[19,20]やレーザー電離法[21]等が挙げられる。上記測定と計算結果の比較により、解析精度が向上することが考えられる。

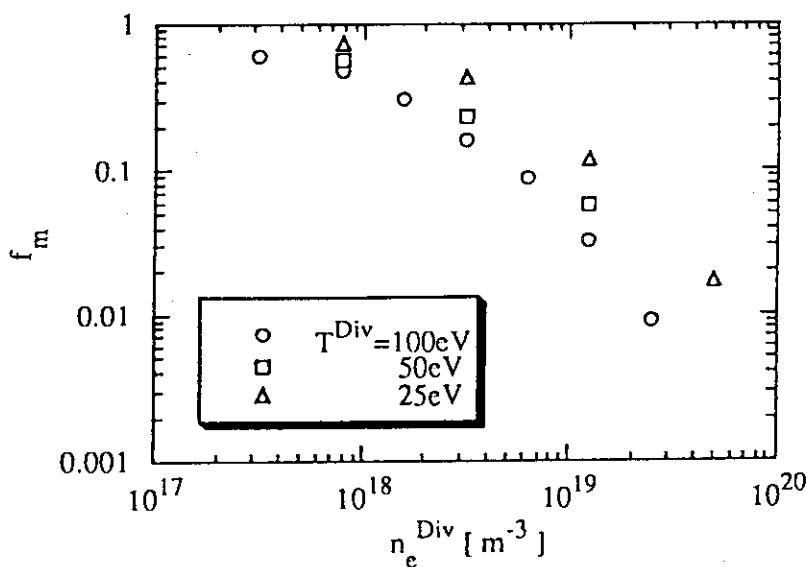


図 1-2 真空容器内全体での荷電粒子ソースと主プラズマでの荷電粒子ソースの比  $f_m$  のダイバータプレート上における電子密度依存性

○、□、△はそれぞれダイバータプレート上の温度を  $100$ 、 $50$ 、 $25 \text{ eV}$  と変化させた場合の計算結果を示す。

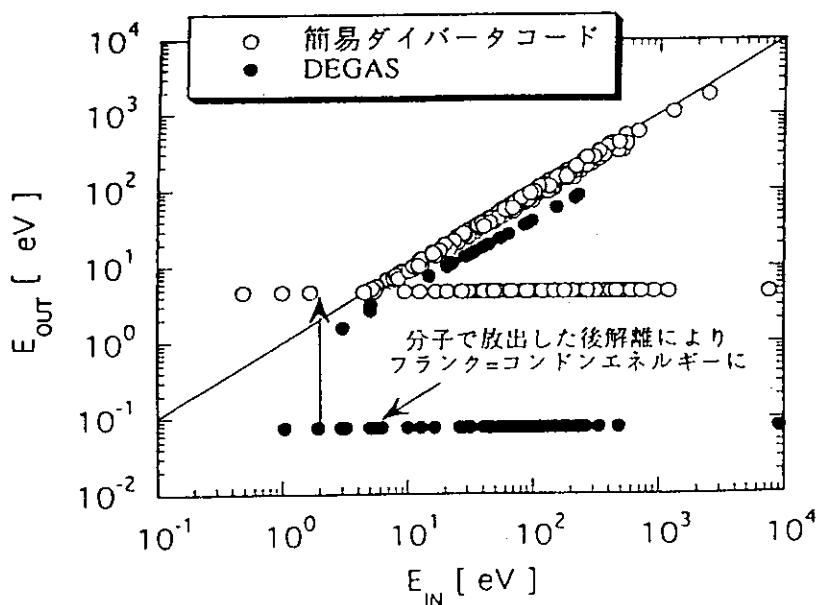


図 1-3 入射エネルギーと放出エネルギーの関係

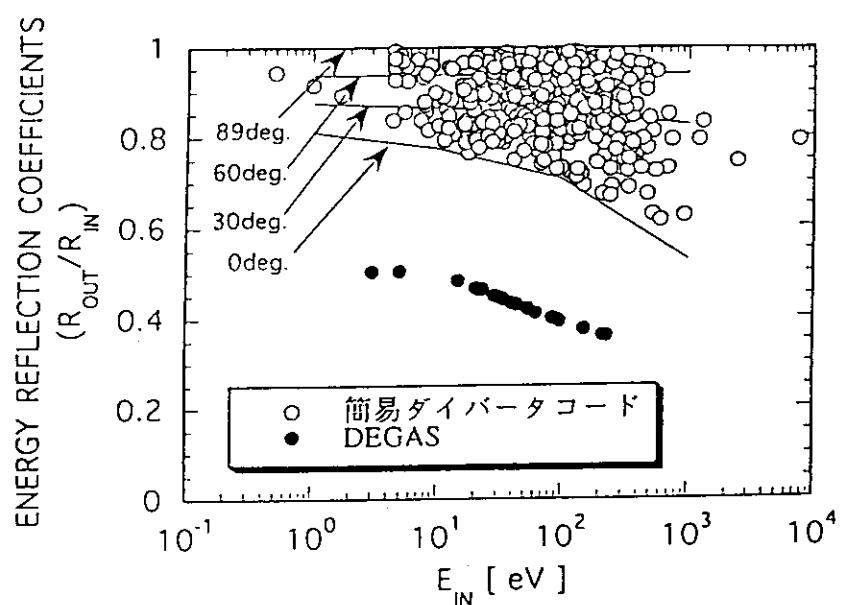


図14 入射エネルギーとエネルギー反射係数の関係

## 5. 粒子閉じ込め特性

### 5. 1 粒子バランス解析

メインプラズマでの粒子バランスの式は、粒子閉じ込め時間 $\tau_p$ を用いて以下のように示される。

$$\frac{dN_e}{dt} = -\frac{N_e}{\tau_p} + f_m S_R + f_n S_{NBI} \quad (13)$$

ここで、 $N_e$ はプラズマ中の全電子数、 $S_R$ 、 $S_{NBI}$ はそれぞれ真空容器内全体でのリサイクリングによるソース数、NBIによるソース数である。 $f_n$ はNBIによるソースについての主プラズマ内で電離する割合である。リサイクリングによるソースは、前章で述べた解析結果より評価した。また、NBIによるソースは入射パワーと加速電圧から評価した。前出の表2に、リサイクリングによるソースとともにその値を示している。さらにこれらの値と電子密度の情報を併せて、粒子閉じ込め時間 $\tau_p$ を評価した。なお、この解析においては、 $Z_{eff}=1$ と仮定した。もし、電子密度の2~3%の完全電離した炭素、酸素が主プラズマ内で存在すると仮定すると（これは、JT-60Uにおいて典型的にNBI加熱プラズマで観測される値であり、このとき $Z_{eff}=3\sim 4$ である。）、 $\tau_p$ は30~40%小さくなる。

### 5. 2 粒子閉じ込め時間の電子密度依存性

図15は、Hモード、高パワー加熱Lモード、低パワー加熱Lモードにおける $\tau_p$ の $\bar{n}_e$ 依存性を示している。Hモードでは、 $I_p=2MA$ と $I_p=3MA$ の両プラズマ電流において、 $\tau_p$ は $\bar{n}_e$ とともに増加している。高パワー加熱Lモードでも、 $\tau_p$ は $\bar{n}_e$ とともに上昇する傾向にある。それに対して、低パワー加熱Lモードでは、 $\bar{n}_e$ が増加すると $\tau_p$ は減少しており、Hモード、高パワー加熱Lモードとは異なった依存性を示している。また、低パワー加熱Lモードでは、 $I_p=3MA$ での値が $I_p=2MA$ での値よりも大きくなっている。 $I_p$ 依存性が見られる。

装置全体でのソース数は、Hモードで一桁程度Lモードよりも小さくても、 $f_m$ がH

モードで大きいために、両者の $\tau_p$ は一桁までは異なっていない。

$\tau_p$ の $\bar{n}_e$ への依存性が、運転条件により異なることの原因としては、次のような2つの可能性が考えられる。すなわち、1) 周辺での閉じ込め特性の違いであるか、2) NBIによるソースとリサイクリングによるソースとの比が運転条件により違うことの可能性である。実際に幾つかの実験事実によって、これらの可能性は示唆されている。CXRSで測定された周辺のトロイダル回転は、Hモード、高パワー加熱Lモード、低パワー加熱Lモードの順に大きいという傾向が見られた。プラズマ回転、または電界がL-H遷移に関係しているという理論が、これまで報告されており[22,23]、このことが1) と関連していると考えられる。また、NBIによる粒子供給とリサイクリングによる粒子供給では、供給する領域が異なり、粒子閉じ込めに与える影響が異なる。NBIによるソースとリサイクリングによるソースとの比は、低パワー加熱Lモードで0.1~0.3、高パワー加熱で0.5、Hモードで0.5~2と見積もることができ、このことは、2) と関連していると考えられる。この原因については、さらに考察を深める必要があり、広範囲のパラメータでのデータ収集が重要である。

図15より、高パワー加熱Lモードに対してのHモードの $\tau_p$ 改善度は小さいことが判る。ここで解析しているプラズマの、ITER89-P比例則に対するエネルギー閉じ込め時間 $\tau_E$ の改善度は1.3~2程度であり、 $\tau_p$ の改善度はこの値と同程度である。この様にHモードでの $\tau_p$ の改善度が小さいという結果は、DIII-Dでも報告されている[12]。

### 5. 3 粒子閉じ込めとエネルギー閉じ込めの関係

$\tau_p$ と $\tau_E$ の相関を、図16に示す。図から判るように、Lモードでは $\tau_p$ が増加しているにも関わらず $\tau_E$ は増加していない。この関係は、ITER89-P則で判るように、 $\tau_E$ が $\bar{n}_e$ に対する依存性が弱いのに、図15から判るように、 $\tau_p$ が $\bar{n}_e$ に強く依存していることで理解できる。

一方、Hモードでは $\tau_p$ が約0.4sになるまで、 $\tau_E$ は $\tau_p$ に比例して増加するが、 $\tau_p$ がそれ以上になると $\tau_E$ は飽和する傾向を示した。 $\tau_p$ と $\tau_E$ の比は、 $\tau_E$ が $\tau_p$ に比

例する領域では1程度、 $\tau_e$ が飽和した領域では1~2程度である。DIII-Dにおいては、この比は4と報告されている[12]。DIII-Dの場合、解析したデータの $\bar{n}_e$ が本報告書での値 $2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ に対して $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ と高いことから、さらに $\tau_e$ が飽和した領域のデータである可能性がある。粒子閉じ込めとエネルギー閉じ込めを直接結びつける要因としては、荷電交換損失、熱対流損失が挙げられる。しかし、プラズマ周辺でのパワーバランスの解析から、これらの損失の影響は小さいことが示された[24]。このことから、水素原子が直接プラズマ特性に影響を与えると考えられる。理論的にも、水素原子がL-H遷移の条件に影響を与えることが提唱されており[25]、今後さらに議論を深める必要がある。

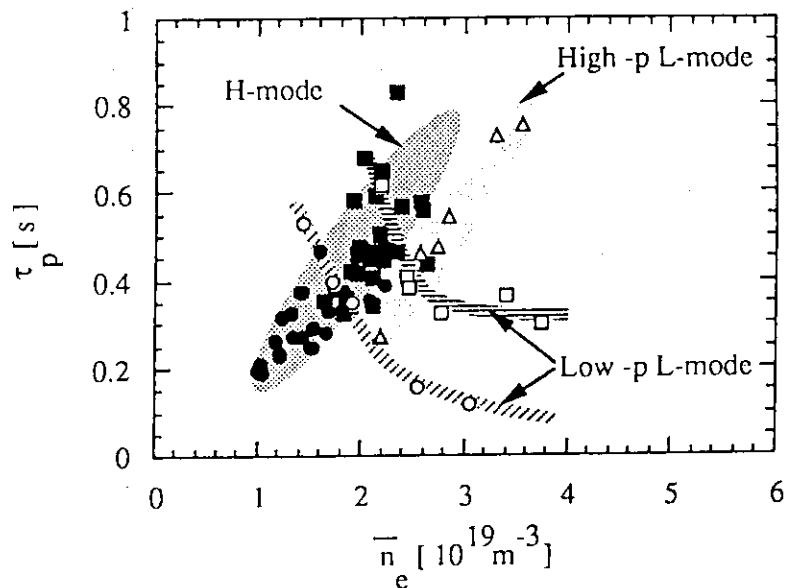
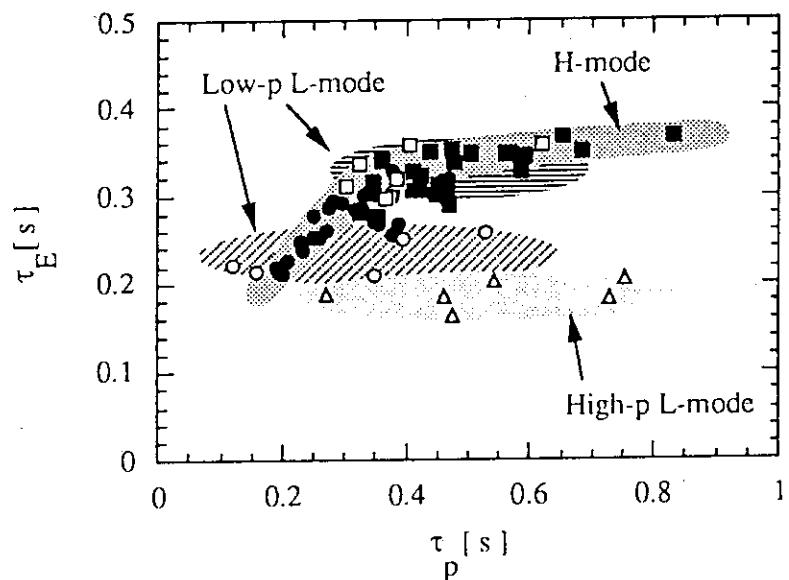


図 1.5 粒子閉じ込め時間の平均電子密度依存性

●、■はそれぞれ $I_p=2\text{MA}/B_T=4\text{T}$ 、 $I_p=3\text{MA}/B_T=4\text{T}$ のHモードでのデータ。 $\circ$ 、□はそれぞれ $I_p=2\text{MA}/B_T=4\text{T}$ 、 $I_p=3\text{MA}/B_T=4\text{T}$ の低パワー加熱Lモードでのデータ。 $\triangle$ は高パワー加熱Lモードでのデータであり、 $I_p=2\text{MA}/B_T=4\text{T}$ 、 $I_p=3\text{MA}/B_T=4\text{T}$ の3つの場合を含んでいる。

図 1.6 粒子閉じ込め時間とエネルギー閉じ込め時間の関係  
記号は図 1.5と同じ。

## 6. まとめ

本報告書では、JT-60U装置における水素原子挙動を明らかにするために、モンテカルロ中性粒子輸送解析コードを、周辺プラズマパラメータを計算する簡易ダイバータコードと組み合わせ、JT-60U実験条件のもとで計算できるように整備した。このコードを用いて、JT-60U装置の低パワー加熱Lモード、高パワー加熱Lモード、無遷移Hモードの3モードで粒子閉じ込め解析を系統的に行った。本報告書で得られた成果について以下にまとめる。

- (1) 中性粒子輸送シミュレーションと放射光測定を用いた水素原子挙動解析を通して以下のことを明らかにした。
  - (i) 水素原子のリサイクリングは、ほとんどダイバータ部で行われている。ダイバータ部以外の壁からのリサイクリング粒子束と、ダイバータ部からのリサイクリング粒子束の比は、Lモードで1/100、Hモードで1/6程度である。壁でのリサイクリングは両モードで同程度であるのに対して、ダイバータでのリサイクリングがHモードで、Lモードに比べて一桁程度少ない。そのためHモードで相対的に壁でのリサイクリングの重みが大きくなっている。
  - (ii) Hモードでは、Lモードと比較して、ダイバータプレート直前での水素原子密度が1桁程度小さい。しかし、ダイバータ部の電子密度の違いから、HモードでのX点への水素原子密度の減衰長が、Lモードのそれと比較して長いために、X点上ではHモードとLモードで水素原子密度は同程度である。
  - (iii) 真空容器内全体での荷電粒子ソースと主プラズマでの荷電粒子ソースの比 $f_m$ は、上記(ii)の理由から、HモードでLモードに比べて大きくなる。その比は、低パワー加熱Lモードで4~8%程度、高パワー加熱Lモードでは3~10%である。Hモードでの比は、ダイバータ密度が低く水素原子密度の減衰長が長いために、ダイバータからX点までの距離に依存するが、この距離が10cmのときは約

30%である。

- (2) ダイバータプレート前面でのプラズマ密度、温度、分子過程および水素原子の壁での反射モデル、流体モデルとDEGAS結果との自己無撞着性、ダイバータプレートおよび壁での初期エネルギー、フライト粒子数に対して $f_m$ の依存性を調べた。その結果、 $f_m$ の誤差は±40%程度以内にあると評価された。
- (3) 上記水素原子挙動解析結果から、主プラズマでの荷電粒子ソースを求め、粒子閉じ込め時間を評価した。
- (4) 得られた粒子閉じ込め時間をもとに、粒子閉じ込め特性について以下のことを明らかにした。
- (i) 粒子閉じ込め時間の平均電子密度依存性は、低パワー加熱Lモードでは密度とともに減少する傾向を示し、高パワー加熱Lモード、Hモードでは、密度とともに増加する傾向を示した。
  - (ii) 高パワー加熱LモードからのHモードへの粒子閉じ込め時間の改善は2倍程度以下であり、エネルギー閉じ込め改善程度である。
  - (iii) 粒子閉じ込め時間とエネルギー閉じ込め時間の関係は、Lモードでは、粒子閉じ込め時間が大きくなっても、エネルギー閉じ込め時間は変化しない。Hモードにおいては、粒子閉じ込め時間が約0.4sになるまでは、両者は比例関係にあり、そのときの両者の比は1程度である。粒子閉じ込め時間が、この値以上になると、エネルギー閉じ込め時間は粒子閉じ込め時間に対して飽和する傾向を示した。このときの、粒子閉じ込め時間とエネルギー閉じ込め時間の比は、解析したデータの範囲内では最大2程度である。

## 謝 辞

本研究を遂行するに際しては、船橋昭昌核融合装置試験部長、永見正幸炉心プラズマ研究部炉心プラズマ計画室長、森雅博炉心プラズマ研究部炉心プラズマ第一実験室長から多大なる御協力と有益な助言を頂きました。心より感謝いたします。また、JT-60グループの方々からも御協力いただきました。深く感謝いたします。

## 参 考 文 献

- [1] ITER Conceptual Design: IAEA/ITER/DS/3, ITER Documentation Series  
( International Atomic Energy Agency, Vienna, 1989), Vol. 1, p. 4.
- [2] M. Kikuchi, Nucl. Fusion **30** (1990) 265.
- [3] D. Reiter, G. H. Wolf, H. Kever, Nucl. Fusion, **30** (1990) 2141.
- [4] H. Takenaga, et al., J. Nucl. Mater. **220-222** (1995) 429.
- [5] Heifetz, D.B., in Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, eds.  
D.E.Post and R.Behrisch (plenum, New York, 1986) 695.
- [6] K. Shimizu, et al., J. Nucl. Mater. **196-198** (1992) 476.
- [7] D. E. Post and R. Behrisch, Eds. : Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled  
Fusion (Plenum Press, New York, 1986).
- [8] Eckstein and Verbeek, IPP 9/32 (1979).
- [9] M. Kikuchi, et al., Proc. 14th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus.  
Res., Würzburg, (1992, IAEA, Vienna) Vol. 1 (1992) 189.
- [10] P. N. Yushmanov, T. Takizuka, K. S. Riedel, O. J. W. F. Kardaun, J. G. Cordey, S.  
M. Kaye and D.E. Post, Nucl. Fusion **30**, (1990) 1999.
- [11] M. Kikuchi, et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 20th Eur. Conf.  
Lisboa 1993) Part I (1993) 1-179 .
- [12] M. E. Rensink, et al., Phys. Fluids B **5** (1993) 2165.

## 謝 辞

本研究を遂行するに際しては、船橋昭昌核融合装置試験部長、永見正幸炉心プラズマ研究部炉心プラズマ計画室長、森雅博炉心プラズマ研究部炉心プラズマ第一実験室長から多大なる御協力と有益な助言を頂きました。心より感謝いたします。また、JT-60グループの方々からも御協力いただきました。深く感謝いたします。

## 参 考 文 献

- [1] ITER Conceptual Design: IAEA/ITER/DS/3, ITER Documentation Series ( International Atomic Energy Agency, Vienna, 1989), Vol. 1, p. 4.
- [2] M. Kikuchi, Nucl. Fusion **30** (1990) 265.
- [3] D. Reiter, G. H. Wolf, H. Kever, Nucl. Fusion, **30** (1990) 2141.
- [4] H. Takenaga, et al., J. Nucl. Mater. **220-222** (1995) 429.
- [5] Heifetz, D.B., in Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, eds. D.E.Post and R.Behrisch (plenum, New York, 1986) 695.
- [6] K. Shimizu, et al., J. Nucl. Mater. **196-198** (1992) 476.
- [7] D. E. Post and R. Behrisch, Eds. : Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion (Plenum Press, New York, 1986).
- [8] Eckstein and Verbeek, IPP 9/32 (1979).
- [9] M. Kikuchi, et al., Proc. 14th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Würzburg, (1992, IAEA, Vienna) **Vol. 1** (1992) 189.
- [10] P. N. Yushmanov, T. Takizuka, K. S. Riedel, O. J. W. F. Kardaun, J. G. Cordey, S. M. Kaye and D.E. Post, Nucl. Fusion **30**, (1990) 1999.
- [11] M. Kikuchi, et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 20th Eur. Conf. Lisboa 1993) Part I (1993) I-179 .
- [12] M. E. Rensink, et al., Phys. Fluids B **5** (1993) 2165.

- [13] Seki, et al., Nucl. Fusion **20** (1980) 10.
- [14] Tabata, et al., IPPJ-AM-18 (1981).
- [15] Marlowe data, Robinson, Phys. Rev. B **9** (1974) 5008.
- [16] D. Reiter, P. Bogen and U. Samm, J. Nucl. Mater. **196-198** (1992) 1059.
- [17] P. Bogen and Ph. Martens, Proc. 4th Int. Symp. Laser-Aided Plasma Diagnostics (Fukuoka, Kyushu University, 1989) 117.
- [18] 朝倉伸幸、日本物理学会第 50 回年会、(1995).
- [19] H. Takenaga, et al., Nucl. Fusion **35** (1995) 107.
- [20] K. Muraoka, et al., J. Nucl. Mater. **220-222** (1995) 563.
- [21] V. I. Gladuschk et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 19th Eur. Conf. Innsbruck, 1992) Part II (1992) II-1219.
- [22] S.-I. Itoh, K. Itoh, T. Ohkawa, N. Ueda, Proc. 12th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Nice, (1988, IAEA, Vienna) **Vol. 2** (1989) 23.
- [23] K. C. Shaing, G. S. Lee, B. A. Carreras, W. A. Houlberg and E. C. Crume, Jr., ibid, **Vol. 2** (1989) 13.
- [24] H. Takenaga, et al., Nucl. Fusion **35** (1995).
- [25] S.-I. Itoh, K. Itoh, Nucl. Fusion **29** (1989) 1031.