

JAERI-M
7551

中性粒子入射に伴なうプラズマ中の
高速イオン分布

1978年3月

大塚 道夫*・谷 啓二・岸本 浩・嶋田 隆一
吉田 英俊・星野 克道・田村 早苗

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

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

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

中性粒子入射に伴なうプラズマ中の高速イオン分布

日本原子力研究所大型トカマク開発部

大塚道夫*・谷 啓二・岸本 浩・嶋田隆一

吉田英俊・星野克道・田村早苗

(1978年1月30日受理)

トカマクプラズマの高速中性粒子入射加熱において、プラズマとの相互作用によって電離され、トカマク配位の磁場に閉じ込められる高速イオンの小半径方向密度分布を計算した。本報告の目的は、①従来のビーム断面積を考えない pencil beam 近似に見られる高速イオン密度の発散をなくし、② 1 次元トカマクシミュレーションコードに結合して使用出来る計算コードを作成することである。

高速イオンは電離されると同時に、同心円状の磁気面上を動き、トロイダル、ポロイダル両方向に一様に分布するとした。入射ビームは有限の断面積を持っているとして、任意の入射方向について一般的な計算式を導出し、数値計算コードを作成した。

J T - 6.0 の場合について計算し、 pencil beam 近似と比較した結果、①高速イオン密度の発散は生じない、② J T - 6.0 に関しては pencil beam 近似を少し改良すれば、計算時間が短く、かつ良い近似値が得られることの二点が明らかになった。

* 外来研究員：日立製作所中央研究所

Fast Ion Spatial Distribution in Neutral Beam Injection
into a Tokamak

Michio OHTSUKA*, Keiji TANI, Hiroshi KISHIMOTO, Ryuichi SHIMADA,
Hidetoshi YOSHIDA, Katsumichi HOSHINO and Sanae TAMURA

Division of Large Tokamak Development,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received January 30, 1978)

Radial distribution of fast ions in neutral beam injection into a Tokamak is calculated. Injected neutral particles are ionized by plasma ions and electrons and confined in the Tokamak magnetic field. The purpose is to obtain a computer code in which there is no density divergence due to the pencil beam approximation and which can be connected with a one-dimensional Tokamak simulation code.

It is assumed that fast ions move on the magnetic surfaces and are distributed uniformly in toroidal and poloidal directions. Equations are derived for the neutral beam of finite cross section injected with an arbitrary injection angle.

Numerical calculation for JT-60 shows that the density divergence does not take place in the code. Comparison of this calculation and that by pencil beam approximation shows that the latter gives good approximate values for JT-60 if the approximation is a little modified.

Keywords; Neutral Beam Injection, Fast Ions, Radial Distribution,
Finite Cross Section, Arbitrary Injection Angle,
Tokamak Device

* Central Research Laboratory, Hitachi,Ltd.

目 次

1.はじめに	1
2.計算方法	2
2.1 計算の仮定	2
2.2 計算式	3
2.3 数値計算の方法	6
3.計算結果と検討	6
3.1 計算精度	7
3.2 高速イオン密度分布	7
3.3 入射粒子の表面捕獲の評価	9
4.近似計算との比較	10
5.まとめ	11
参考文献	12

Contents

1. Introduction	1
2. Calculation	2
2.1 Assumptions	2
2.2 Equations	3
2.3 Numerical Method	6
3. Computational Results and Discussion	6
3.1 Evaluation of Error	7
3.2 Fast Ion Density Distribution	7
3.3 Surface Trapping of Fast Ions	9
4. Comparison with Pencil Beam Approximation	10
5. Conclusions	11
References	12

1. はじめに

現在原研では、核融合の臨界条件達成を目指したトカマク型の臨界プラズマ試験装置（以下 JT-60と呼ぶ）を設計し、建設に取りかかりつつある。一般にトカマク型装置では、ジュール加熱のみで到達可能なプラズマ温度はせいぜい 2~3 keV と考えられている。したがって臨界条件である 5~10 keV のプラズマ温度を達成するためには、何らかの方法で第二段加熱を行なわなければならない。JT-60 では第二段加熱の一つとして高速中性粒子入射加熱（NBI 加熱）を採用しており、現在入射装置の開発とともに、プラズマ中の入射粒子の挙動や加熱効果などの解析が行なわれている。これらの解析の一環として、本報告ではプラズマとの相互作用によって電離され、トカマク配位の磁場によって閉じ込められる入射粒子（以下高速イオンと呼ぶ）の小半径方向密度分布（以下高速イオン分布と呼ぶ）の計算について述べる。

高速イオン分布の計算は、まず入射中性粒子のプラズマ中への浸透の程度を知る上で、さらに高速イオンからプラズマ粒子へ輸送されるエネルギーの空間分布を知る上で必要であり、NBI 加熱計算の出発点となるものである。

プラズマ中の高速イオンは磁力線のまわりを回転し、その旋回中心は磁気面に近接して動く。一般にはその軌道は磁気面上になく、それが生じるが大型装置ではこのずれが小さく、その旋回半径も小さいので、通常高速イオンは磁気面上を動きかつて一様に分布するとする。この仮定の下で、入射ビームは無限小の断面積を持つとする近似（pencil beam 近似）を用いれば、高速イオン分布は簡単に計算される。しかしこの近似では磁気軸と、入射ビームが磁気面に接する点で高速イオン密度は発散し、その近傍では正確な値を取らない。又 JT-60 ではプラズマ半径が約 1 m に対し、入射ビームの直径は約 40~50 cm であり無視出来ない大きさなので、発散の生じない点でもこの近似がどの程度正しい値を与えるかは疑問である。

高速イオン密度の発散をなくし、より正確な高速イオン分布を求めるためには、有限のビーム断面積を考慮に入れた計算を行なわなければならない。この計算は接線入射に関して、オークリッジの Rome¹⁾ らや原研の安積氏によって行なわれている。しかし JT-60 の場合、中性粒子ビームの入射方向がトーラスの赤道面に対して斜めになっているので、接線入射に比べて計算はより複雑になり、いまだ計算は行なわれていない。

一方 NBI 加熱によるプラズマ温度の上昇を計算するために、既に作成されている 1 次元トカマクシミュレーションコードと高速イオン分布計算コードとを結合する必要がある。両者を結合するためには高速イオン分布の計算時間を少なくとも 1 秒以下にしなければならないので、計算時間が短くかつ近似のよい計算コードの作成が必要である。

以上述べたことから、今回の計算の目的は、①高速イオン密度の発散が生じないような計算コードを作成し、②1 次元トカマクシミュレーションコードに結合出来る近似計算方法を見い出すことである。本報告では、まず任意の入射方向について有限のビーム断面積を考慮に入れた計算式を導出し、JT-60 の場合について計算を行なう。さらにこの計算結果と pencil beam 近似での計算値とを比較し、pencil beam 近似の妥当性を検討する。

2. 計 算 方 法

2.1 計算の仮定

プラズマ中の高速イオンの旋回中心の軌道は二種類の異なった型に分かれること¹⁾。入射中性粒子が電離された点において、入射ビーム軸（高速イオンの速度ベクトルの方向）と磁力線とのなす角度が大きいと高速イオンの旋回中心はバナナ軌道を描きつつトロイダル方向に動いていく。一方この角度が小さいと旋回中心はバナナ軌道を描かずにトロイダル、ポロイダル両方向に運動し、いわゆるドリフト面を形成する。一般に旋回中心の軌道は磁気面上になくずれるが、JT-60のような大型装置では、ドリフト面と磁気面とのずれが2~4 cm、バナナ軌道の幅が数 cm程度と、いずれもプラズマ小半径に比べて小さい。さらに高速イオンの旋回半径が1 cm以下なので、高速イオンは磁気面上を運動すると考えてよい。又磁気面は磁気軸のまわりに同心円状になっていると考えられる。

次に問題となるのは高速イオンが減速されるよりも充分早く、磁気面上で一様に分布するかどうかである。バナナ軌道を描かない高速イオンはトロイダル、ポロイダル両方向にすみやかに運動する。接線入射の場合、大部分の高速イオンはバナナ軌道を描かないので、磁気面上に一様に分布すると考えてよい。一方入射方向が垂直入射に近づくにしたがい、バナナ軌道を描く高速イオンの割合が増えてくる。バナナ軌道を描く高速イオンはトロイダル、ポロイダル両方向に必ずしもすみやかには動かない。JT-60の場合、入射方向は垂直入射に近いのでプラズマ中心附近以外では、相当数の高速イオンがバナナ軌道を描くが、高速イオンの減速時間は数十 m sec以上あり、バナナ軌道のトロイダル方向への移動時間に比べて長い。さらに入射装置がトロイダル方向7ヶ所に分散されていることを考えれば、高速イオンはトロイダル方向には一様に分布すると考えてよい。一方高速イオンの減速時間内でバナナ軌道を描かなくなる確率はあまり大きくなく²⁾、又バナナ軌道はトーラスの外側に偏在するので、高速イオンが電離後減速時間よりも充分短い時間でポロイダル方向に一様に分布するとは考えにくい。しかし現在のところトカマクプラズマの大部分のシミュレーションでは、プラズマパラメータは小半径のみに依存するとして計算している。又エネルギー輸送という観点から見ると、プラズマ粒子は磁力線方向にはすみやかに動くので、近似的には、高速イオンからプラズマ粒子に輸送されるエネルギーはプラズマ粒子とともにポロイダル方向に一様に分布すると考えられる。いいかえると、プラズマ粒子が高速イオンからエネルギーを輸送されるポロイダル方向の位置は重要ではない。このためここでは加熱効果の検討のための高速イオン分布計算コードとシミュレーションコードとの結合を考えて、高速イオンはポロイダル方向にも一様に分布すると仮定して計算式を導出した。

現在開発中の入射装置ではビームの発散角を1度以下にすることを目標にしている。発散角が1度の場合、プラズマ領域を貫通する中性粒子ビーム直径のひろがりは数 cm程度であり、ビーム直径40~50 cmに比べて小さいので、中性粒子ビームは平行ビームであると考えてよ

△。

以上述べたことから、今回の計算は次に述べる仮定を設けて行なった。

- ① 高速イオンは電離された位置に対応する小半径を持った同心円状の磁気面上に、電離後ただちに一様に分布する。したがって高速イオン分布はプラズマ小半径のみに依存する。
- ② プラズマ密度、温度は小半径のみに依存し、プラズマの電子温度とイオン温度は等しい。
- ③ 中性粒子ビームの発散はなく、ビーム断面は円形である。

2.2 計算式

2.2.1 高速イオン密度分布

図1に示すように擬トロイダル座標を使って系をあらわす。プラズマ内のある点(r, θ, φ)で単位時間当たり電離される入射粒子の密度を $\dot{n}_n(r, \theta, \varphi)$ とすると、

$$\dot{n}_n(r, \theta, \varphi) \cdot ds \cdot d\ell = ds \cdot J(r, \theta, \varphi) n_e(r) \cdot \sigma_t(r) d\ell$$

$$\therefore \dot{n}_n(r, \theta, \varphi) = J(r, \theta, \varphi) n_e(r) \cdot \sigma_t(r) \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} ds & : \text{ビーム軸に直角方向の面積要素} \\ d\ell & : \text{ビーム軸に沿った線要素} \\ J(r, \theta, \varphi) & : \text{点}(r, \theta, \varphi)における中性粒子束密度} \\ n_e(r) & : \text{プラズマ電子密度} \\ \sigma_t(r) & : \text{全電離断面積} \end{array} \right.$$

高速イオンは磁気面上に一様に分布すると考えるので、(1)式で与えられる $\dot{n}_n(r, \theta, \varphi)$ を磁気面上で平均すれば求める高速イオン密度 $\dot{n}_B(r)$ が得られる。即ち、

$$\begin{aligned} \dot{n}_B(r) &= \frac{\int_{\theta_1}^{\theta_2} r d\theta \int_{\varphi_1(\theta)}^{\varphi_2(\theta)} (R_0 + r \cos \theta) d\varphi \cdot J(r, \theta, \varphi) \cdot n_e(r) \sigma_t(r)}{\int_0^{2\pi} r d\theta \int_0^{2\pi} (R_0 + r \cos \theta) d\varphi} \\ &= \frac{n_e(r) \sigma_t(r)}{4\pi^2 R_0} \int_{\theta_1}^{\theta_2} d\theta \int_{\varphi_1(\theta)}^{\varphi_2(\theta)} (R_0 + r \cos \theta) d\varphi \cdot J(r, \theta, \varphi) \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、

$$J(r, \theta, \varphi) = J_1 \cdot \exp \left\{ - \int_{\ell_p(r, \theta, \varphi)}^{\ell(r, \theta, \varphi)} n_e(r) \sigma_t(r) d\ell \right\} \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} J_1 & : \text{プラズマに入射される直前の中性粒子束密度} \\ \ell_p(r, \theta, \varphi) & : \text{ビームがプラズマに入る点までの基準点からの距離} \\ \ell(r, \theta, \varphi) & : \text{基準点から点}(r, \theta, \varphi)までの距離} \end{array} \right.$$

次に全電離断面積を求める。入射粒子のプラズマ粒子による電離過程は、①プラズマ電子との衝突による電離、②プラズマイオン、不純物イオンとの衝突による電離、③プラズマイオン、不純物イオンとの荷電交換による電離の三つである。このうち水素原子と電子、水素原子と水素イオンとの間の電離断面積は実験データが豊富にありよくわかっているが、水素原子と酸素、

モリプデンなどの不純物イオンとの間の断面積は実験データがほとんどなくよくわかっていない。理論的には古典的な二体衝突近似を用いて Moriette³⁾ が計算している。それによれば、水素原子の不純物イオンによる衝突電離断面積 σ_{ii} は、近似的に、

$$\sigma_{ii} = Z_i^2 \sigma_{ii} \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_i : \text{不純物イオンの電荷数} \\ \sigma_{ii} : \text{水素原子の水素イオンによる衝突電離断面積} \end{array} \right.$$

とあらわせる。

一方不純物イオンとの荷電交換による電離過程と不純物イオンによる衝突電離過程を考慮に入れた理論式が最近提案された⁴⁾。それによれば、これら両過程の断面積の和は不純物イオンの電荷数の 1.4 乗に比例するとしている。

電離断面積の値は高速イオン分布に大きな影響を与えるので、不純物イオンの電離過程への寄与を正確に評価することはきわめて重要である。しかし現在のところ、明確な結論はまだ出でていない。そこで今回の計算では不純物イオンとの衝突電離断面積については、(4)式で与えられる断面積を使用した。不純物イオンとの荷電交換断面積については、その大きさなどについて不明確な点が多いため省略し、プラズマイオンとの荷電交換断面積のみを使用した。

各電離過程の断面積は、プラズマイオン、電子、不純物イオンが等方マックスウェル分布をしているとして平均されている。全電離断面積 $\sigma_t(r)$ は、

$$n_e(r) \sigma_t(r) = n_e(r) \bar{\sigma}_{ie}(r) + \sum_j n_j(r) Z_j^2 \bar{\sigma}_{ii}(r) + n_i(r) \bar{\sigma}_{ex}(r)$$

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

から、

$$\sigma_t(r) = \bar{\sigma}_{ie}(r) + Z_{eff} \bar{\sigma}_{ii}(r) + \frac{n_i(r)}{n_e(r)} \bar{\sigma}_{ex}(r) \quad (5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\sigma}_{ie}(r) : マックスウェル分布で平均した点 r におけるプラズマ電子による \\ \text{衝突電離断面積} \\ \bar{\sigma}_{ii}(r) : プラズマイオンによる衝突電離断面積 \\ \bar{\sigma}_{ex}(r) : プラズマイオンとの荷電交換による電離断面積 \\ n_j(r) : プラズマイオン、不純物イオンの密度 \\ n_i(r) : プラズマイオン密度 \\ n_e(r) : プラズマ電子密度 \\ Z_j : プラズマイオン、不純物イオンの電荷数 \\ Z_{eff} : プラズマの実効電荷数 \end{array} \right.$$

と書ける。但し、各過程の断面積の値としては Riviere によって与えられた実験式⁵⁾ を使用した。

(3), (5)式を使って(2)式の積分を行なうには、①小半径 r とビーム軸に沿った長さ ℓ との関係

を導出し、②ビームと磁気面との交線によって与えられる(2)式の積分範囲を明らかにしなければならない。これらについて次項以下で述べる。

2.2.2 ビーム入射方向の幾何

図2に示すように、中性粒子ビームの入射方向はビーム中心軸とxz平面との交点(x_0, z_0)、ビーム中心軸とxz平面の成す角度のxy平面への射影角 θ_1 およびビーム中心軸とxy平面との成す角度 θ_2 の四つの変数によって与えられる。ここでxy平面はトーラスの赤道面(median plane)である。

図1に示した擬トロイダル座標と図2のデカルト座標との関係は、

$$\begin{cases} x = (R_0 + r \cos \theta) \cos \varphi \\ y = (R_0 + r \cos \theta) \sin \varphi \\ z = r \sin \theta \end{cases} \quad (6)$$

で与えられる。

今ビームの発散はないとしているので、ビーム断面内でビーム中心軸に平行な任意のビーム軌道を考える。この軌道とxz平面との交点(x_s, z_s)からビーム軌道に沿った長さを ℓ とすると、任意のビーム軌道の軌道方程式は、

$$\begin{cases} x = x_s - \ell \cos \theta_2 \cos \theta_1 \\ y = \ell \cos \theta_2 \sin \theta_1 \\ z = z_s - \ell \sin \theta_2 \end{cases} \quad (7)$$

であらわされる。(6)式を(7)式に代入すると任意のビーム軌道についての r と ℓ の関係式が得られる。即ち、

$$r^2 = (z_s - \ell \sin \theta_2)^2 + \left\{ (\ell^2 \cos^2 \theta_2 + x_s^2 - 2x_s \ell \cos \theta_2 \cos \theta_1)^2 - R_0^2 \right\}^2 \quad (8)$$

2.2.3 ビームと磁気面との交線

中性粒子ビームは半径 r_B の円形断面を有しているとする。ビーム中心軸の基準点(x_0, z_0)、中心軸に沿った長さを ℓ とすると、ビームの境界円筒面は図2を参照して、次式で与えられる。即ち、

$$\begin{cases} (x - x_0)^2 + y^2 + (z - z_0)^2 = r_B^2 + \ell^2 \\ \ell = -(x - x_0) \cos \theta_2 \cos \theta_1 + y \cos \theta_2 \sin \theta_1 \\ \quad - (z - z_0) \sin \theta_2 \end{cases} \quad (9)$$

この境界円筒面と磁気面との交線をあらわす方程式は(9)式に(6)式を代入して得られる。

一方中性粒子束密度分布は一般にガウス分布をしていると考えられるので、ビーム中心軸に直角方向の長さを r_b 、中性粒子束密度を $J_1(r_b)$ として、

$$J_1(r_b) = J_0 \exp \left(-\frac{r_b^2}{r_B^2} \right) \quad (10)$$

J_0 ：ビーム中心での中性粒子束密度

で与える。このとき全中性粒子束 I は、

$$I = \pi r_B^2 J_0 \left(1 - \frac{1}{e} \right) \quad (11)$$

となる。

2.3 数値計算の方法

r と ℓ との関係を与える(8)式および(2)式の積分範囲を与える(6), (9)式は、一般的には解析的に解けない。従ってこれらの式を数値的に解き、その結果を使って(2)式を数値積分する。この数値計算ではビーム断面内の各ビーム軌道について、その r と ℓ の関係が異なり、したがって中性粒子束密度のプラズマ中の減衰率が異なるために計算は一層複雑になる。図 3 に数値計算の計算手順を示す。

3. 計算結果と検討

計算はすべて、JT-60を想定し、水素プラズマに中性水素ビームを入射する場合について行なった。プラズマ密度、温度の r 方向分布を次式で表わし、一部を除き数値計算にはこれらの分布形を使用した。

$$\begin{aligned} n_j(r) &= C_n (\bar{n}_j - n_j(r_p)) \left\{ \left(1 - \left(\frac{r}{r_w} \right)^4 \right) - \left(1 - \left(\frac{r_p}{r_w} \right)^4 \right) \right\} + n_j(r_p) \\ T_j(r) &= C_T (\bar{T}_j - T_j(r_p)) \left\{ \left(1 - \left(\frac{r}{r_w} \right)^2 \right) - \left(1 - \left(\frac{r_p}{r_w} \right)^2 \right) \right\} + T_j(r_p) \end{aligned} \quad (12)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} j : 電子とイオンを示す添字 \\ C_n, C_T : 定数 \\ \bar{n}_j, \bar{T}_j : 平均値 \\ r_w : 真空壁(あるいはライナー)の半径 \\ r_p : プラズマ(あるいはリミター)の半径 \end{array} \right.$$

(12)式で表わした分布形は密度についてはいわゆる四乗分布、温度は放物分布(二乗分布)であり、実験結果から考えて妥当と思われる。一方不純物量は一種類だけの金属不純物(モリブデン)を想定し、その平均電荷量を 3.0 とし、適当な実効電荷数 Z_{eff} を与えて不純物イオン密度を計算した。 Z_{eff} は r 方向に一定とした。表 1 に計算に使用した定数を示す。

JT-60の場合、中性粒子のエネルギーは 75 keV であるが、50 keV, 100 keV, 150 keV のエネルギーについても計算を行なった。入射される中性粒子ビーム(JT-60の場合、H⁰)は単一のエネルギーを持っているわけではなく、一般に三つの異なったエネルギーを持った粒子によって構成されている。イオン源から引き出された中性化される前のイオンビームは、

で与える。このとき全中性粒子束 I は、

$$I = \pi r_B^2 J_0 \left(1 - \frac{1}{e} \right) \quad (11)$$

となる。

2.3 数値計算の方法

r と ℓ との関係を与える(8)式および(2)式の積分範囲を与える(6), (9)式は、一般的には解析的に解けない。従ってこれらの式を数値的に解き、その結果を使って(2)式を数値積分する。この数値計算ではビーム断面内の各ビーム軌道について、その r と ℓ の関係が異なり、したがって中性粒子束密度のプラズマ中の減衰率が異なるために計算は一層複雑になる。図 3 に数値計算の計算手順を示す。

3. 計算結果と検討

計算はすべて、JT-60を想定し、水素プラズマに中性水素ビームを入射する場合について行なった。プラズマ密度、温度の r 方向分布を次式で表わし、一部を除き数値計算にはこれらの分布形を使用した。

$$\begin{aligned} n_j(r) &= C_n (\bar{n}_j - n_j(r_p)) \left\{ \left(1 - \left(\frac{r}{r_w} \right)^4 \right) - \left(1 - \left(\frac{r_p}{r_w} \right)^4 \right) \right\} + n_j(r_p) \\ T_j(r) &= C_T (\bar{T}_j - T_j(r_p)) \left\{ \left(1 - \left(\frac{r}{r_w} \right)^2 \right) - \left(1 - \left(\frac{r_p}{r_w} \right)^2 \right) \right\} + T_j(r_p) \end{aligned} \quad (12)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} j : 電子とイオンを示す添字 \\ C_n, C_T : 定数 \\ \bar{n}_j, \bar{T}_j : 平均値 \\ r_w : 真空壁(あるいはライナー)の半径 \\ r_p : プラズマ(あるいはリミター)の半径 \end{array} \right.$$

(12)式で表わした分布形は密度についてはいわゆる四乗分布、温度は放物分布(二乗分布)であり、実験結果から考えて妥当と思われる。一方不純物量は一種類だけの金属不純物(モリブデン)を想定し、その平均電荷量を 3.0 とし、適当な実効電荷数 Z_{eff} を与えて不純物イオン密度を計算した。 Z_{eff} は r 方向に一定とした。表 1 に計算に使用した定数を示す。

JT-60の場合、中性粒子のエネルギーは 75 keV であるが、50 keV, 100 keV, 150 keV のエネルギーについても計算を行なった。入射される中性粒子ビーム(JT-60の場合、 H^0)は単一のエネルギーを持っているわけではなく、一般に三つの異なったエネルギーを持った粒子によって構成されている。イオン源から引き出された中性化される前のイオンビームは、

H^+ , H_2^+ , H_3^+ の三種のイオンから構成されている。これらのイオンが中性化される時、分子イオンは解離されるので結果として加速エネルギー、およびその $1/2$, $1/3$ のエネルギーを持った中性粒子が生成される。従って JT-60 の場合、中性粒子ビームは 75 keV, 37.5 keV, 25 keV のエネルギーを持った中性粒子から構成されている。低エネルギーの中性粒子が多くれば、中性粒子ビームはプラズマの中心まで浸透しにくくなると共に、入射電力が一定ならば、プラズマに入射する粒子数が多くなり、プラズマ密度をよりはやく上昇させる。このことはいずれも加熱炉にとって好ましくない。現在の入射装置では、各エネルギー成分を持った粒子の比率が入射電力に換算して、イオン源の加速電圧のエネルギーを持つ粒子が約 60%, $1/2$ のエネルギーを持つ粒子が約 30%, $1/3$ のエネルギーを持つ粒子が約 10% である⁶⁾。現在この比率を高めるためにイオン源の改良が進められている。

数値計算では各成分ごとに高速イオン分布を計算し、各成分の比率を変えた時の分布の変化をも検討した。

3.1 計算精度

3.1.1 数値計算の精度

数値計算の精度に関する量は、(2)式の θ , φ に関する数値積分の分点数と r 方向の分点数である。 θ 方向については、ビーム境界円筒面と磁気面との交線内で充分小さいメッシュ間隔を取るために $r\Delta\theta \ll r_B$, $r\Delta\theta \sim$ 一定となるように各磁気面上で θ の分点数をえらんだ。(2)式の被積分関数は φ に関して急激に変化する関数ではないので、 φ についての積分にはガウス積分を適用した。一方(12)式に示すようにプラズマ密度は r/r_p が約 0.7 以下ではゆるやかに変化し、それ以上の領域では急激に変化するので、 r が小さい所ではメッシュ間隔は大きく、 r が大きい所では小さくなるように r の分点をえらんだ。

JT-60について計算した結果、高速イオン密度 $n_B(r)$ を r の全領域で 1 % 以下の誤差にするためには、各分点数を表 2 に示すようにしなければならないことが明らかになった。

3.1.2 計算モデルの精度

モデルの精度を明らかにするために次式で与えられる量を導入した。

$$A = \frac{\int_0^{r_p} n_B(r) \cdot 2\pi r dr}{\text{入射中性粒子束} - \text{出射中性粒子束}} \quad (13)$$

但し、出射中性粒子束とは電離されずにプラズマを貫通する中性粒子束のことである。

この A はビームの各エネルギー成分について、原理的には 1 にならなければならない。今回の計算では前項で述べた分点数の時、1.001~1.002 の範囲にあり充分良い精度である。

3.2 高速イオン密度分布

図 4 に高速イオン密度分布の計算例を示す。JT-60 ではビーム中心軸が磁気軸を通るの

で pencil beam 近似では後に述べるように中心で密度が発散するが、今回の計算では図 4 にみられるように中心で飽和する傾向があり、従来の計算の問題点が解決されている。しかしながら、中心附近で密度は、周辺部に比べて増大する傾向にある。これはプラズマ中での中性粒子束の減衰率よりも、磁気面の面積の減少率の方が大きいためである。即ち、高速イオン密度の r 方向依存性は、

$$\dot{n}_B(r) \propto \frac{e^{-\frac{r_p - r}{L}} \cdot S}{r}$$

で与えられる。S はビーム境界円筒面と磁気面との交線内の面積、L は電離の平均自由行程である。 $r > r_B$ では S が一定、 $r/r_p < \sim 0.7$ では L が一定と考えると、

$$\frac{d \dot{n}_B(r)}{d r} \propto \frac{e^{-\frac{r_p - r}{L}}}{r} \cdot \frac{r - L}{L r}$$

となる。これから $r < L$ のとき $\frac{d \dot{n}_B(r)}{d r} < 0$ になる。今、 $L \sim \frac{r_p}{2 \sim 4}$ であるから中心附近では $\dot{n}_B(r)$ は増大する。一方 $r < r_B$ では $S \propto \frac{r}{r_B}$ と考えられる。この時

$$\frac{d \dot{n}_B(r)}{d r} \propto \frac{1}{L} e^{-\frac{r_p - r}{L}}$$

となり常に $\frac{d \dot{n}_B(r)}{d r} > 0$ である。したがって r_B が小さい程高速イオン密度の中心附近の増大傾向は顕著になるはずである。図 5 に r_B を変えた時の全高速イオン分布の変化を示す。全高速イオン分布は各エネルギー成分についての高速イオン分布の和である。これによると、 r_B が小さい程、 $\dot{n}_B(r)$ の中心附近での増大傾向が著しくなっており、上述の説明が正しいことを示している。

図 6 にプラズマ密度を変えた時の全高速イオン分布を示す。これよりプラズマの中心密度が $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ になると大部分の入射粒子はプラズマ表面で電離され、中心まで浸透しないことがわかる。

図 7 に Z_{eff} と全高速イオン分布の関係を示す。全電離断面積が(5)式に示した Z_{eff} 依存性を持っているとすれば、 Z_{eff} の値によって高速イオン分布は大きく変わる。

図 8 にビームの各エネルギー成分の比率変化と全高速イオン分布との関係を示す。各成分の高速イオン分布は当然変化するが、各成分の和である全高速イオン分布はほとんど変わらない。この理由は、第一に 75 keV の粒子と 37.5 keV の粒子との比率が 2 対 1 の時に両者の中性粒子束（即ち単位時間に入射する粒子数）が等しくなるので、図 8 に示した比率の範囲では両者の変化は互いに打ち消しあってしまうからである。第二にプラズマ密度が小さいと、低エネルギー成分もプラズマ中心まで浸透するので、互いにその密度変動を打ち消しあい全高速イオン密度の変化は小さくなるからである。実際、より大きい密度では低エネルギー成分が中心まで浸透しにくくなるので、全高速イオン分布の変化の大きい場所がプラズマの中心側に移っていく。

図 9 に密度一定でプラズマ温度が変わった時の全高速イオン分布の変化を示す。前に述べた三つの電離断面積の中でプラズマ温度に比較的大きく影響されるのは電子との衝突による電離過程だけである。更にこの過程の断面積は他の二つの過程の断面積に比べて小さいので、全電離断面積のプラズマ温度に対する依存性は大きくない。したがって図 9 で明らかなように、温度を大幅に変えても中心の高温領域以外では高速イオン分布の変化はほとんどない。

図 10 にプラズマ密度の分布形と全高速イオン分布との関係を示す。プラズマ密度の分布形は、(10)式で与えられる四乗分布とあらたに二乗分布について計算した。四乗分布は二乗分布に比べて矩形分布に近いので、四乗分布の場合は中心の密度が同じならば図 10 に見られるように、中心に浸透していく。一方平均密度と同じにすると高速イオン分布の差は小さくなるが、ビームの突き抜け量（出射中性粒子束と粒子エネルギーの積の各エネルギー成分についての和）は四乗分布が 0.13 MW に対し、二乗分布は 0.05 MW と 3 倍近く異なる。したがってビームの突き抜け量を考える時には、プラズマの平均密度だけではなく、その分布形をも考慮しなければならない。

図 11 にビームの突き抜け量とプラズマ密度との関係をビームエネルギーと Z_{eff} を変数にして示す。ビームの各エネルギー成分の比率はすべて 6 : 3 : 1 である。プラズマに入射された中性粒子ビームのうち、電離されなかった粒子はプラズマを通り抜けて、入射孔と反対側の真空容器壁（あるいはライナー）を照射する。この突き抜け量が多いと、加熱効率が悪くなるとともに、真空容器壁（あるいはライナー）を溶かしたり、壁から不純物をたたき出すなど、装置やプラズマに対して悪影響を及ぼす。この突き抜け量は加熱効率を考えると入射量の 10% 以下程度にすることが望ましい。図 11 では 2 MW がその限界値であり、中性粒子入射は、2 MW の線と各曲線との交点で与えられるプラズマ密度よりも高い密度領域で開始されねばならない。当然のことながら密度が一定の時 Z_{eff} が小さく、ビームエネルギーが大きくなれば突き抜け量も増えるので、入射開始可能な密度の下限値は高くなる。

3.3 入射粒子の表面捕獲の評価

NBI 加熱において、ビームエネルギーが 50 keV 程度以上になるとプラズマによる入射中性粒子の電離過程の中で、イオンとの衝突電離が主要な過程になる。荷電交換による電離の場合は入射粒子が電離されると同時にプラズマイオンは中性化されてプラズマ外に逃げるが（もっとも大型装置では外に逃げるまでに再電離され、かなりの部分はプラズマ外に逃げることが出来ない）、衝突電離の場合にはプラズマイオンは中性化されずにプラズマ内にとどまり、プラズマ外に逃げない。このため高速イオンはプラズマの加熱源としてだけではなく、プラズマ粒子源としても機能する。一方、プラズマ粒子のリサイクリング率は普通 1 程度と考えられてるので、プラズマ粒子の正味の増減はない。したがって高速イオンが減速されて熱化するに伴い、プラズマ密度は増加していく。

JT-60 の場合、プラズマ粒子のリサイクリング率を 1 として 75 keV, 20 MW (各エネルギー成分の比率は 6 : 3 : 1) 中性粒子ビームを入射すると、プラズマ密度は約 $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \cdot \text{sec}^{-1}$ の割合で増加する。プラズマ密度が大きくなれば図 6 に示したように、入射中性

粒子はプラズマ表面で大部分が電離され、中心まで浸透しない。表面で電離された粒子についてはいわゆる軌道損失や荷電交換損失などによって充分減速される前にプラズマ外へ逃げる確率が大きい。このことはプラズマの有効な加熱にとって不利であるとともに、プラズマ外に出た粒子が真空容器壁（あるいはライナー）に衝突し、不純物をたたき出したり、壁を破損したりする。又表面附近だけを加熱することにより、プラズマ電流分布が変わり、プラズマの平衡位置がずれる可能性があるなど、プラズマに種々の悪影響を与えると予想される。しかし、どの程度まで表面捕獲が許されるかについては、現在実験的にも理論的にも明らかでない。ここでは高速イオンからプラズマへのエネルギー輸送という側面から、表面捕獲の限度を知る一つの目やすとなる量を次式で与える。

$$D = \sum \frac{\dot{n}_B(r) U_I}{\tau_s} \cdot \frac{1}{n_e + \sum n_j} \quad (14)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} U_I : ピーム各成分のエネルギー \\ \tau_s : ピーム各成分の減速時間 \end{array} \right.$$

(14)式の和はピーム各成分について取る。ピームの減速時間 τ_s は Stix によって与えられた式⁷⁾を使用した。(14)式の D という量は単位時間に入射した粒子から、単位時間当たりプラズマ粒子 1 個に輸送される平均エネルギーを表わしている。図 1-2 に JT-60 についての計算例を示す。 $r \geq 0.9$ m では電子温度が低くなり τ_s の値の誤差が大きくなるので、D は $r < 0.9$ m で見なければならない。JT-60 では高速イオンが減速されるまでの r 方向への拡散は大きくない²⁾ので、高速イオンからのプラズマ粒子へのエネルギー輸送の r 方向分布は概略図 1-2 に示したようになると考えられる。これからプラズマの中心密度が $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ を超えると中心よりも周辺部の方により多くのエネルギーが輸送されることがわかる。

4. 近似計算との比較

2 章で述べた計算式は近似を用いない正確なものであるが、計算が複雑なために数値計算の時間が約 10 分以上必要であり、トカマクシミュレーションコードと結合して使うことができない。一方以下に述べる pencil beam 近似では、計算時間が 1 秒以下でありシミュレーションコードと結合して使うことができるが、近似が悪い可能性がある。

本章では pencil beam 近似での計算結果と前章で述べた結果とを比較し、近似の妥当性を検討する。

pencil beam 近似では、高速イオン密度 $\dot{n}_B(r)$ を次式で表わす。

$$\begin{aligned} \dot{n}_B(r) &= \frac{I \exp \left\{ - \int_{\ell_p}^r n_e \sigma_t d\ell \right\} n_e \sigma_t d\ell}{2 \pi r d r \cdot 2 \pi R_0} \\ &= \frac{1}{4 \pi^2 R_0} \cdot \frac{I \exp \left\{ - \int_{\ell_p}^r n_e \sigma_t d\ell \right\} n_e \sigma_t}{r \cdot \frac{d r}{d \ell}} \end{aligned} \quad (15)$$

粒子はプラズマ表面で大部分が電離され、中心まで浸透しない。表面で電離された粒子についてはいわゆる軌道損失や荷電交換損失などによって充分減速される前にプラズマ外へ逃げる確率が大きい。このことはプラズマの有効な加熱にとって不利であるとともに、プラズマ外に出た粒子が真空容器壁（あるいはライナー）に衝突し、不純物をたたき出したり、壁を破損したりする。又表面附近だけを加熱することにより、プラズマ電流分布が変わり、プラズマの平衡位置がずれる可能性があるなど、プラズマに種々の悪影響を与えると予想される。しかし、どの程度まで表面捕獲が許されるかについては、現在実験的にも理論的にも明らかでない。ここでは高速イオンからプラズマへのエネルギー輸送という側面から、表面捕獲の限度を知る一つの目やすとなる量を次式で与える。

$$D = \sum \frac{\dot{n}_B(r) U_I}{\tau_s} \cdot \frac{1}{n_e + \sum n_j} \quad (14)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} U_I : ピーム各成分のエネルギー \\ \tau_s : ピーム各成分の減速時間 \end{array} \right.$$

(14)式の和はピーム各成分について取る。ピームの減速時間 τ_s は Stix によって与えられた式⁷⁾を使用した。(14)式の D という量は単位時間に入射した粒子から、単位時間当たりプラズマ粒子 1 個に輸送される平均エネルギーを表わしている。図 1-2 に D の JT-60 についての計算例を示す。 $r \geq 0.9$ m では電子温度が低くなり τ_s の値の誤差が大きくなるので、D は $r < 0.9$ m で見なければならない。JT-60 では高速イオンが減速されるまでの r 方向への拡散は大きくない²⁾ので、高速イオンからのプラズマ粒子へのエネルギー輸送の r 方向分布は概略図 1-2 に示したようになると考えられる。これからプラズマの中心密度が $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ を超えると中心よりも周辺部の方により多くのエネルギーが輸送されることがわかる。

4. 近似計算との比較

2 章で述べた計算式は近似を用いない正確なものであるが、計算が複雑なために数値計算の時間が約 10 分以上必要であり、トカマクシミュレーションコードと結合して使うことができない。一方以下に述べる pencil beam 近似では、計算時間が 1 秒以下でありシミュレーションコードと結合して使うことができるが、近似が悪い可能性がある。

本章では pencil beam 近似での計算結果と前章で述べた結果とを比較し、近似の妥当性を検討する。

pencil beam 近似では、高速イオン密度 $\dot{n}_B(r)$ を次式で表わす。

$$\begin{aligned} \dot{n}_B(r) &= \frac{I \exp \left\{ - \int_{\ell_p}^r n_e \sigma_t d\ell \right\} n_e \sigma_t d\ell}{2\pi r dr \cdot 2\pi R_0} \\ &= \frac{1}{4\pi^2 R_0} \cdot \frac{I \exp \left\{ - \int_{\ell_p}^r n_e \sigma_t d\ell \right\} n_e \sigma_t}{r \cdot \frac{dr}{d\ell}} \quad (15) \end{aligned}$$

Iはビームの各エネルギー成分の中性粒子束である。 (15) 式から明らかなように $\dot{n}_B(r)$ は $r \cdot \frac{d}{dr} \ell$ が零になる点で発散する。この点はプラズマ中心($r = 0$)と、ビーム中心軸と磁気面が接する点($\frac{d}{dr} \ell = 0$)である。 $JT-60$ の入射方向は垂直に近く、かつビーム中心軸が磁気軸を通るように設定しているので $\frac{d}{dr} \ell = 0$ になることはなく、 $r = 0$ で発散するだけである。

図13に2章で述べた正確な計算とpencil beam近似での計算とを示す。 $r \geq 0.35\text{ m}$ では両者はほとんど一致している。 $0.1\text{ m} \leq r \leq 0.35\text{ m}$ では最大30%程度の誤差があり、 $r < 0.1\text{ m}$ では誤差が大きくなる。この傾向はプラズマ密度が変わっても変化しない。 (13) 式で定義したAは0.96~0.98程度であり、全体として見た場合の精度は悪くない。

図13から、 $r \leq 0.1\text{ m}$ で高速イオン密度を一定とすれば、プラズマ中心での発散を避け、かつ $r \leq 0.35\text{ m}$ での平均精度を15%程度にすることが出来る。シミュレーションコードの精度から考えて、この程度の誤差は許容される。

したがって、少なくとも $JT-60$ の計算については、上述したようにpencil beam近似を少し手直しして使うことが出来る。一方他の装置に適用する場合はあらためて計算値の比較を行なうことが必要である。

5. ま　　と　　め

高速中性粒子入射におけるプラズマ小半径方向の高速イオン密度分布を計算した。任意の入射方向について、ビーム断面積を考慮にいれた一般的な計算式を導出し、数値計算コードを作成した。このコードを使って、 $JT-60$ の場合について高速イオン密度分布を計算した。更にビーム断面積を考えない、いわゆるpencil beam近似における計算結果と比較し、この近似の妥当性を検討した。数値計算の結果、以下のことが明らかになった。

- ① 今回使用した計算モデルでは、pencil beam近似で見られる高速イオン密度の発散は起らない。かつプラズマ中で単位時間に生成される全高速イオン数と正味入射中性粒子束(入射中性粒子束ー出射中性粒子束)の比は1.001程度であり、充分良い計算精度である。
- ② プラズマ中での中性粒子束の減衰率よりも磁気面の面積の減少率の方が大きいために、プラズマ中心附近では、高速イオン密度が増大する。この傾向はビーム半径が小さい程著しくなる。
- ③ ビームの各エネルギー成分の比率の変化は、全高速イオン分布にほとんど影響を与えない。又、全電離断面積に対するプラズマ温度の影響が小さいので、高速イオン分布はプラズマ温度の変化によってほとんど影響されない。
- ④ 全電離断面積に与える Z_{eff} の影響はまだ不明な点が多いが、本報告で採用したようにイオンとの衝突による電離断面積が Z_{eff} に比例するとすると、高速イオン分布に与える Z_{eff} の影響は大きい。
- ⑤ プラズマ密度の分布形が変わると中心密度が同じ場合でも、高速イオン分布やビームの突き抜け量は変化する。プラズマ密度の分布形が異なっても、その平均密度が同じならば、高速イオン分布の相異は平均的に見れば小さくなるが、ビームの突き抜け量の相異は小さ

Iはビームの各エネルギー成分の中性粒子束である。18式から明らかのように $\dot{n}_B(r)$ は $r \cdot \frac{d\dot{r}}{dr}$ が零になる点で発散する。この点はプラズマ中心($r = 0$)と、ビーム中心軸と磁気面が接する点($\frac{d\dot{r}}{dr} = 0$)である。JT-60の入射方向は垂直に近く、かつビーム中心軸が磁気軸を通るように設定しているので $\frac{d\dot{r}}{dr} = 0$ になることはなく、 $r = 0$ で発散するだけである。

図13に2章で述べた正確な計算とpencil beam近似での計算とを示す。 $r \geq 0.35\text{ m}$ では両者はほとんど一致している。 $0.1\text{ m} \leq r \leq 0.35\text{ m}$ では最大30%程度の誤差があり、 $r < 0.1\text{ m}$ では誤差が大きくなる。この傾向はプラズマ密度が変わっても変化しない。18式で定義したAは0.96~0.98程度であり、全体として見た場合の精度は悪くない。

図13から、 $r \leq 0.1\text{ m}$ で高速イオン密度を一定とすれば、プラズマ中心での発散を避け、かつ $r \leq 0.35\text{ m}$ での平均精度を15%程度にすることが出来る。シミュレーションコードの精度から考えて、この程度の誤差は許容される。

したがって、少なくともJT-60の計算については、上述したようにpencil beam近似を少し手直しして使うことが出来る。一方他の装置に適用する場合はあらためて計算値の比較を行なうことが必要である。

5. ま と め

高速中性粒子入射におけるプラズマ小半径方向の高速イオン密度分布を計算した。任意の入射方向について、ビーム断面積を考慮にいれた一般的な計算式を導出し、数値計算コードを作成した。このコードを使って、JT-60の場合について高速イオン密度分布を計算した。更にビーム断面積を考えない、いわゆるpencil beam近似における計算結果と比較し、この近似の妥当性を検討した。数値計算の結果、以下のことが明らかになった。

- ① 今回使用した計算モデルでは、pencil beam近似で見られる高速イオン密度の発散は起らない。かつプラズマ中で単位時間に生成される全高速イオン数と正味入射中性粒子束(入射中性粒子束ー出射中性粒子束)の比は1.001程度であり、充分良い計算精度である。
- ② プラズマ中での中性粒子束の減衰率よりも磁気面の面積の減少率の方が大きいために、プラズマ中心附近では、高速イオン密度が増大する。この傾向はビーム半径が小さい程著しくなる。
- ③ ビームの各エネルギー成分の比率の変化は、全高速イオン分布にほとんど影響を与えない。又、全電離断面積に対するプラズマ温度の影響が小さいので、高速イオン分布はプラズマ温度の変化によってほとんど影響されない。
- ④ 全電離断面積に与える Z_{eff} の影響はまだ不明な点が多いが、本報告で採用したようにイオンとの衝突による電離断面積が Z_{eff} に比例するとすると、高速イオン分布に与える Z_{eff} の影響は大きい。
- ⑤ プラズマ密度の分布形が変わると中心密度が同じ場合でも、高速イオン分布やビームの突き抜け量は変化する。プラズマ密度の分布形が異なっても、その平均密度が同じならば、高速イオン分布の相異は平均的に見れば小さくなるが、ビームの突き抜け量の相異は小さ

くならない。したがって突き抜け量を問題にする時は、プラズマの平均密度だけではなく密度の分布形をも考慮しなければならない。

- ⑥ プラズマ密度が高い場合に、中性粒子ビームをプラズマ中心まで浸透させるためにはビームエネルギーを大きくしなければならない。一方ビームエネルギーが 100 keV 前後のときビームエネルギーに対する全電離断面積の依存性は大きくない。したがって JT-60 の場合プラズマ密度が高いとき、中性粒子ビームを中心まで充分浸透させるためには、ビームエネルギーを大幅に大きくしなければならない。
- ⑦ JT-60 に関して、pencil beam 近似は、中心附近での値を少し手直しすれば、よい近似値（中心附近での平均精度は約 15%，それ以外では約 1%）を与えるので、1 次元トカマクシミュレーションコードに結合して使用出来る。

プラズマに中性粒子ビームを入射する場合、ビームの突き抜け量をある一定の値以下にしなければならないと同時に、高プラズマ密度において表面捕獲にならないようにすることが必要である。このことから、有効な NBI 加熱の出来るプラズマ密度の範囲が決められる。今回作成した計算コードはこの範囲の決定に有用な手段を提供するものである。しかし高速イオン分布や突き抜け量は全電離断面積の値に強く依存しており、この断面積に対する Z_{eff} の影響が充分明らかでない現状では、計算値そのものを無条件に信用することは出来ない。

また 2 章でも述べたように今回の計算では、高速イオンがバナナ軌道を描くことによる高速イオン密度のポロイダル方向の不均一性を無視している。JT-60 のように垂直入射に近い入射方向を持つ場合は、バナナ軌道を描く高速イオンの割合が相当多くなる。バナナ軌道はトーラスの外側に偏在するので、ビームからプラズマへ輸送されるエネルギーの分布もポロイダル方向で不均一になる可能性もある。したがって厳密には r 方向だけではなく、ポロイダル方向の分布まで考慮を入れた計算が必要であり、同時にトカマクシミュレーションコードも二次元にする必要がある。

最後に、有益な討論をしていただいた田島輝彦氏ならびにこの研究の機会を与えていただいた吉川允二 JT-60 第一開発室長に感謝いたします。

参考文献

- 1) Rome, J.A., Collen, J.D., Clarke, J.F. : Nucl. Fusion, 14, 141 (1974)
- 2) 谷, 安積: 私信
- 3) Moriette, P. : 7th Yugoslav. Symp. (1974)
- 4) Olson, R.E., Salop, A. : SRI Annual Report. Mp-77-59 (1977)
- 5) Riviere, A.C. : Nucl. Fusion, 11, 363 (1971)
- 6) 柴田, 伊藤他: JAERI-M 6990 「JFT-2 用中性粒子入射ビームの組成」 (1977)
- 7) Stix, T.H. : Plasma Phys. 14, 367 (1972)

くならない。したがって突き抜け量を問題にする時は、プラズマの平均密度だけではなく密度の分布形をも考慮しなければならない。

- ⑥ プラズマ密度が高い場合に、中性粒子ビームをプラズマ中心まで浸透させるためにはビームエネルギーを大きくしなければならない。一方ビームエネルギーが 100 keV 前後のときビームエネルギーに対する全電離断面積の依存性は大きくない。したがって JT-60 の場合プラズマ密度が高いとき、中性粒子ビームを中心まで充分浸透させるためには、ビームエネルギーを大幅に大きくしなければならない。
- ⑦ JT-60 に関して、pencil beam 近似は、中心附近での値を少し手直しすれば、よい近似値（中心附近での平均精度は約 15%，それ以外では約 1%）を与えるので、1 次元トカマクシミュレーションコードに結合して使用出来る。

プラズマに中性粒子ビームを入射する場合、ビームの突き抜け量をある一定の値以下にしなければならないと同時に、高プラズマ密度において表面捕獲にならないようにすることが必要である。このことから、有効な NBI 加熱の出来るプラズマ密度の範囲が決められる。今回作成した計算コードはこの範囲の決定に有用な手段を提供するものである。しかし高速イオン分布や突き抜け量は全電離断面積の値に強く依存しており、この断面積に対する Z_{eff} の影響が充分明らかでない現状では、計算値そのものを無条件に信用することは出来ない。

また 2 章でも述べたように今回の計算では、高速イオンがバナナ軌道を描くことによる高速イオン密度のポロイダル方向の不均一性を無視している。JT-60 のように垂直入射に近い入射方向を持つ場合は、バナナ軌道を描く高速イオンの割合が相当多くなる。バナナ軌道はトーラスの外側に偏在するので、ビームからプラズマへ輸送されるエネルギーの分布もポロイダル方向で不均一になる可能性もある。したがって厳密には r 方向だけではなく、ポロイダル方向の分布まで考慮に入れた計算が必要であり、同時にトカマクシミュレーションコードも二次元にする必要がある。

最後に、有益な討論をしていただいた田島輝彦氏ならびにこの研究の機会を与えていただいた吉川允二 JT-60 第一開発室長に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Rome, J.A., Collen, J.D., Clarke, J.F. : Nucl. Fusion, 14, 141 (1974)
- 2) 谷, 安積: 私信
- 3) Moriette, P. : 7th Yugoslav. Symp. (1974)
- 4) Olson, R.E., Salop, A. : SRI Annual Report, Mp-77-59 (1977)
- 5) Riviere, A.C., Nucl. Fusion, 11, 363 (1971)
- 6) 柴田, 伊藤他: JAERI-M 6990 「JFT-2 用中性粒子入射ビームの組成」 (1977)
- 7) Stix, T.H. : Plasma Phys. 14, 367 (1972)

表 1 計算に使用した定数

プラズマの大きさ	$R = 3.03\text{m}$, $r_p = 0.95\text{m}$, $r_w = 0.97\text{m}$
プラズマ境界での温 度 , 密 度	$T_e(r_p) = 10\text{ eV}$, $T_i(r_p) = 5\text{ eV}$ $n_e(r_p) = 2 \times 10^{18}\text{ m}^{-3}$, $n_i(r_p) = 1.86 \times 10^{18}\text{ m}^{-3}$ $(Z_{eff} = 3\text{ のとき})$
中性粒子ビームの入射方向	$x_0 = 8.13\text{m}$, $z_0 = 3.88\text{m}$, $\theta_1 = 13^\circ$, $\theta_2 = 35.6^\circ$
入射電力 P_{inj}	20 MW
ビーム半径 r_B	0.15m (一部 0.23m)

表 2 θ , φ , r の分点数

θ	$r = r_p$ で 400 分点, $r \leq 0.25\text{m}$ で 104 分点で固定
φ	ガウス分点 - 4 分点
r	55 分点 { $0 \leq r \leq 0.75$: 5 cm 間隔 $0.75 < r \leq 0.95$: 5 mm 間隔

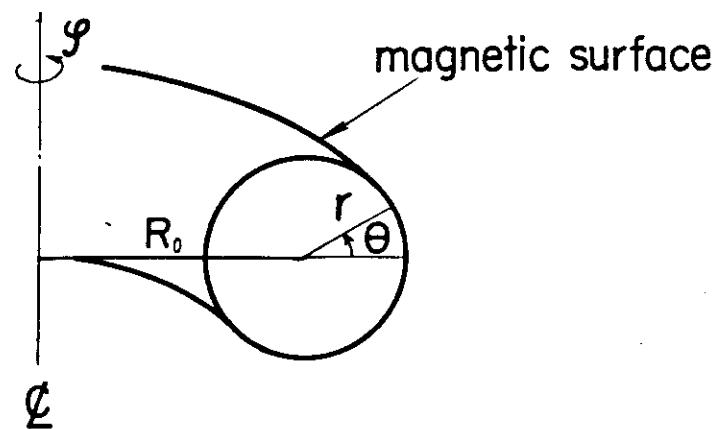


図 1 計算に用いた擬トロイダル座標系

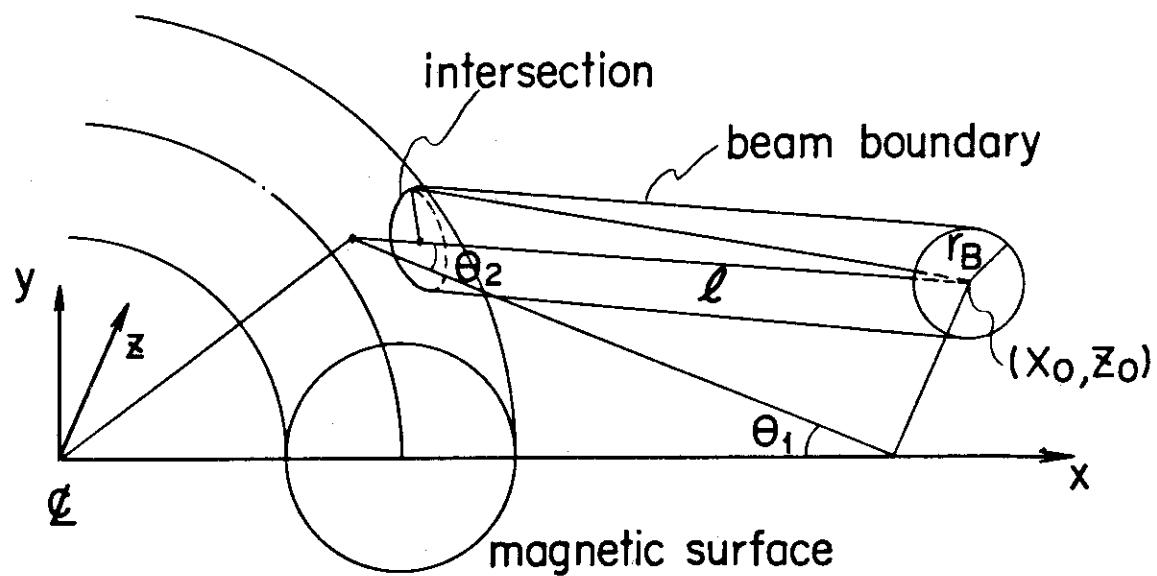


図 2 中性粒子ビームの入射方向の概略図

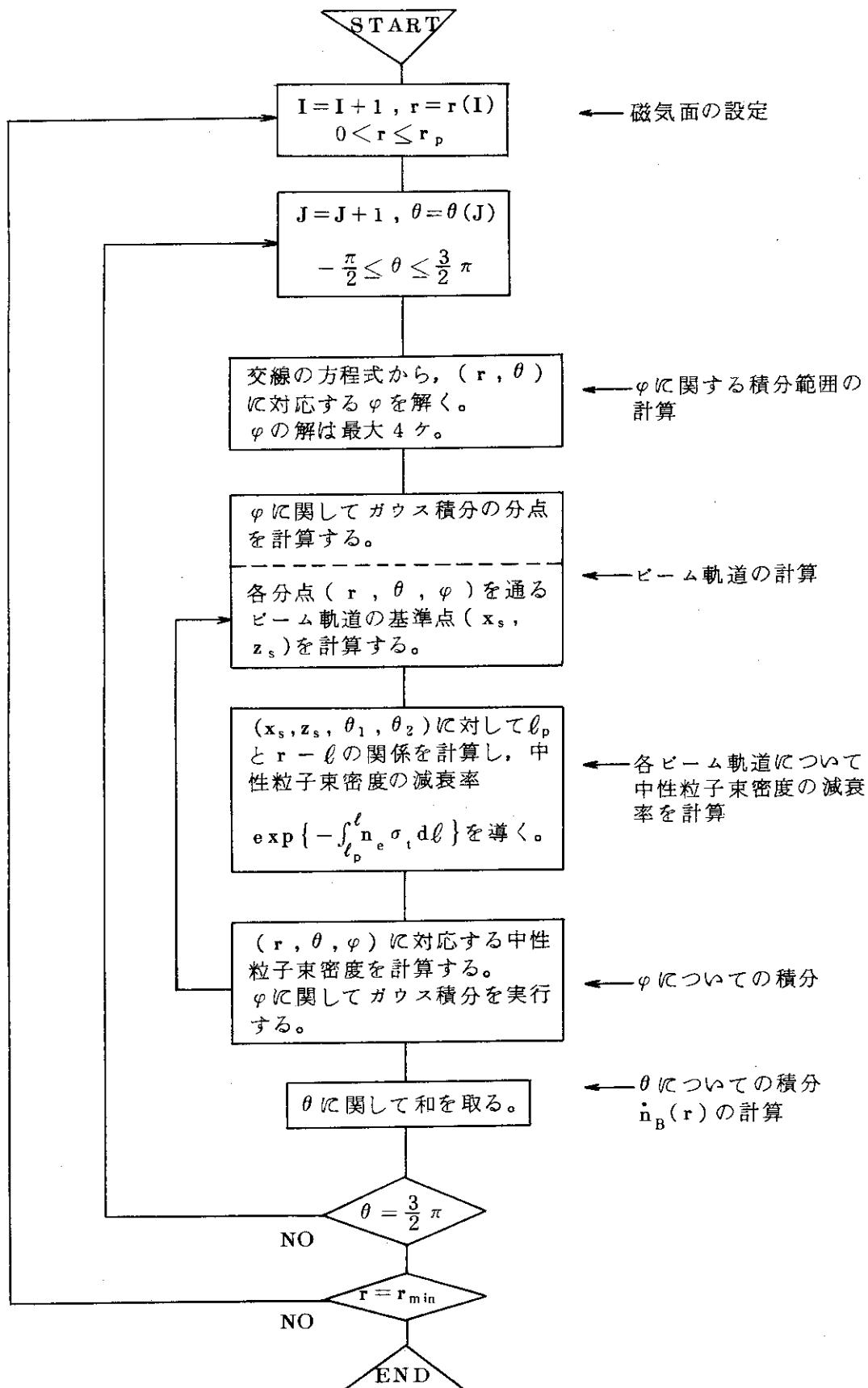


図3 数値計算の手順

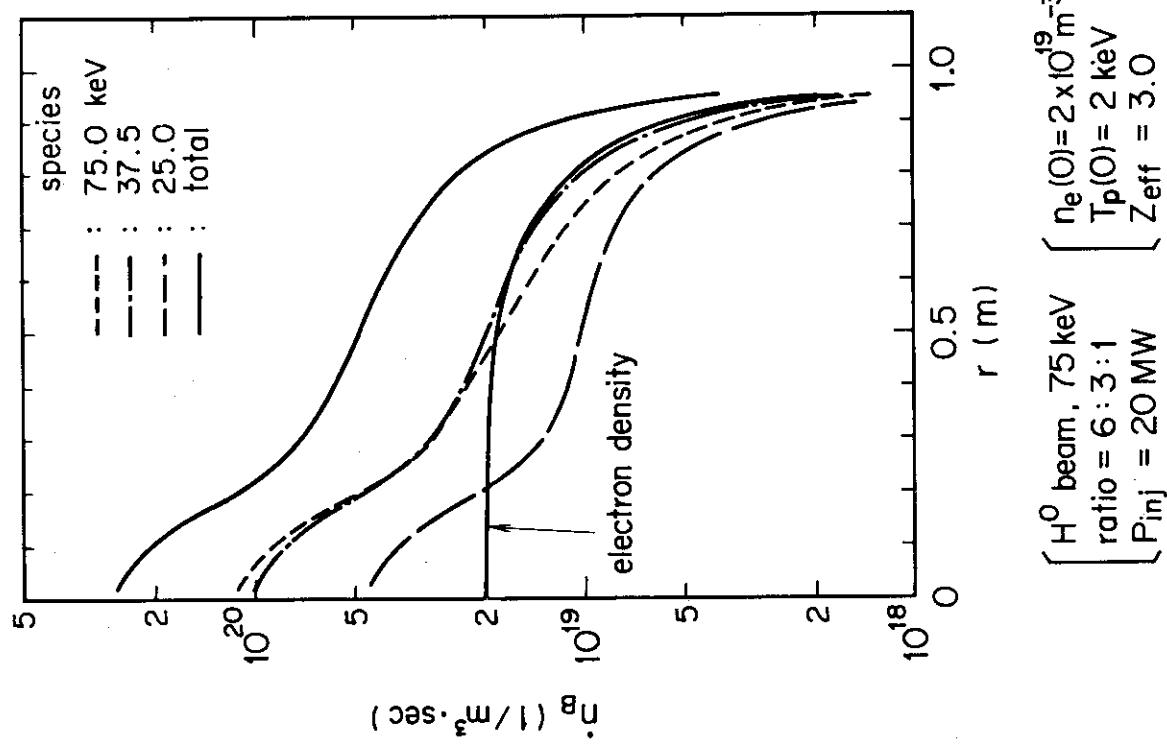


図 4 ビームエネルギー成分ごとの高速イオン分布

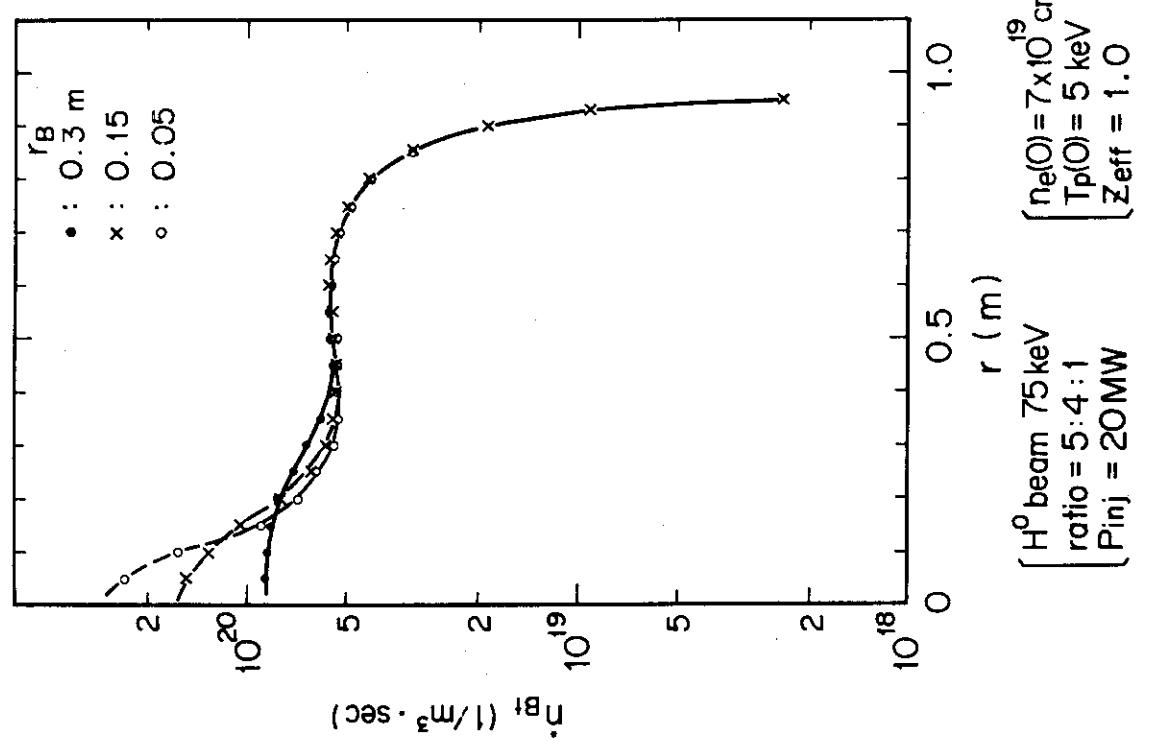


図 5 ビーム半径と全高速イオン密度分布

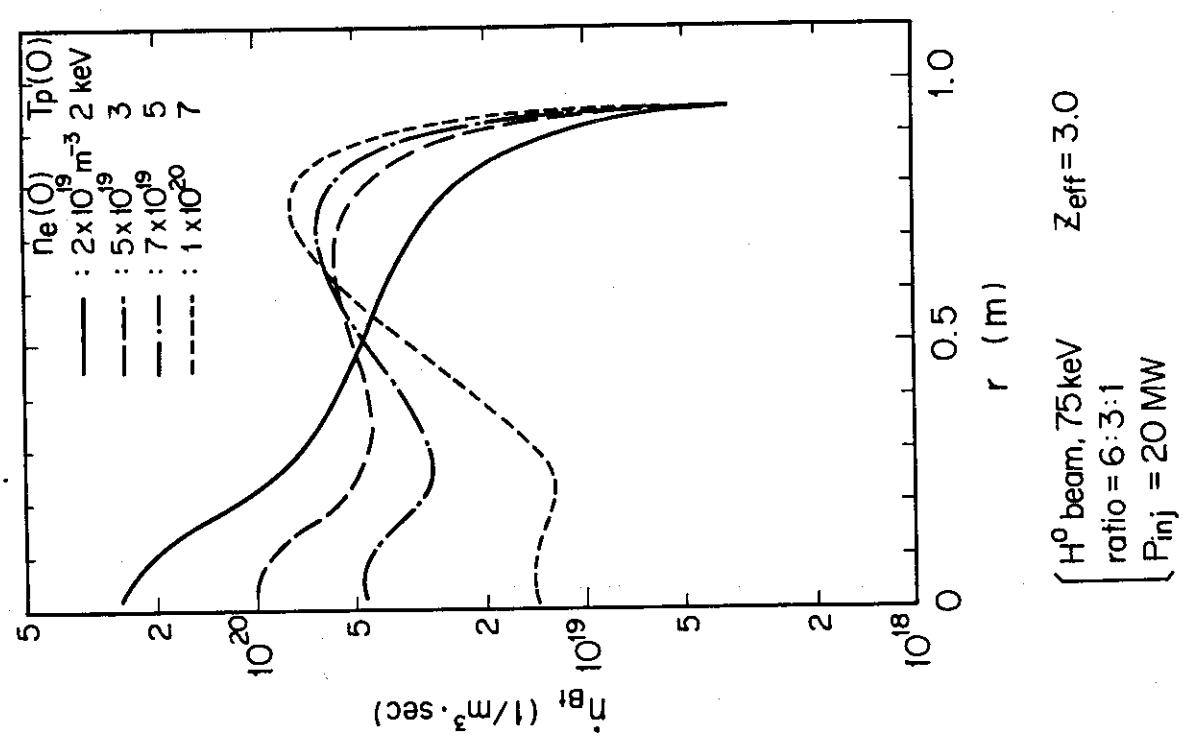
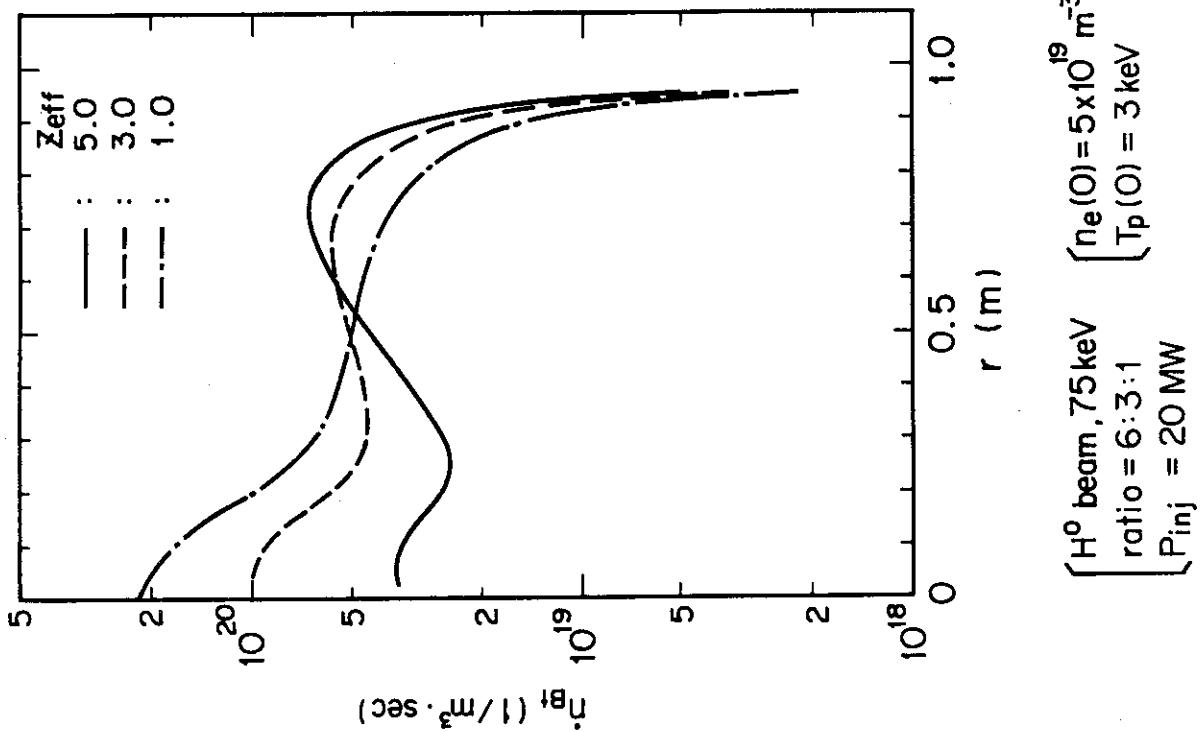


図 6 プラズマ密度と全高速イオン密度分布

図 7 プラズマの実効電荷数 Z_{eff} と全高速イオン密度分布

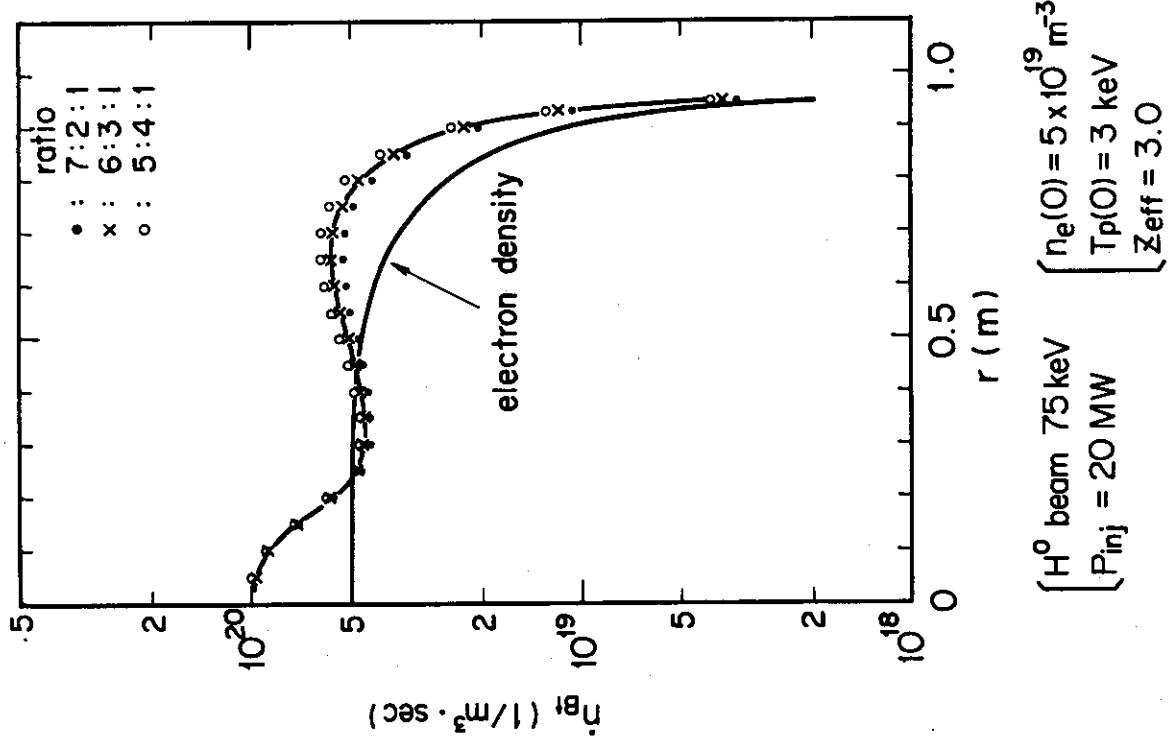


図 8 ビームエネルギー成分の比率と全高速イオン密度分布

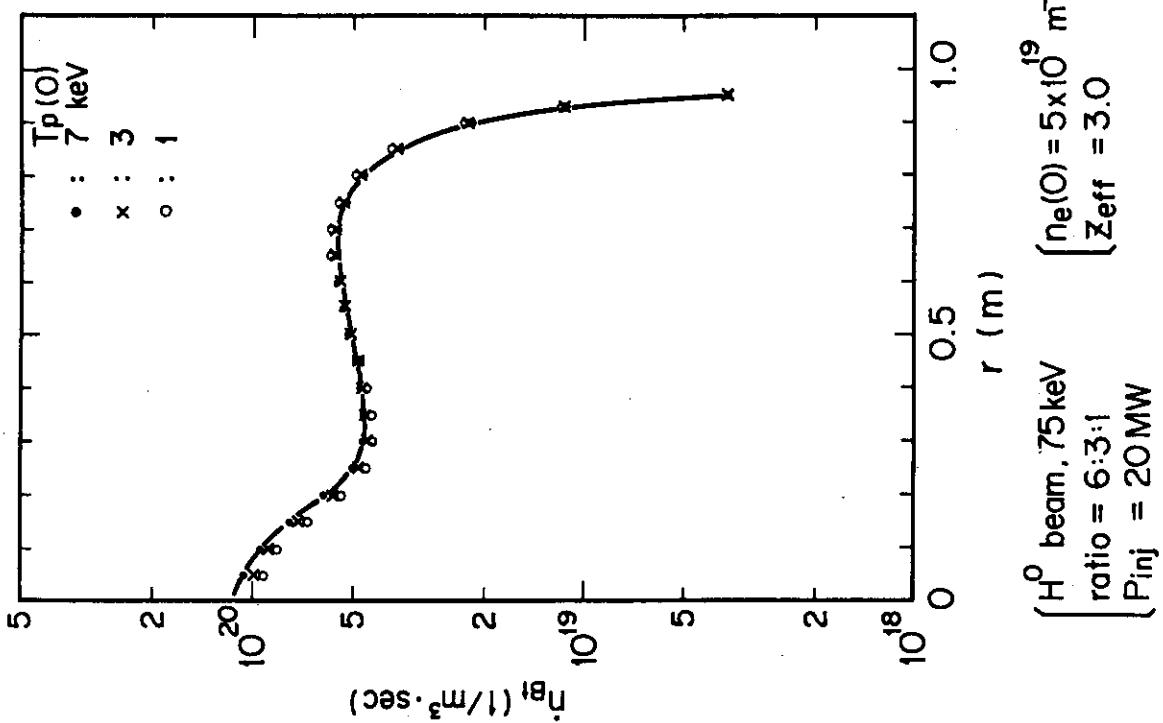


図 9 プラズマ温度と全高速イオン密度分布

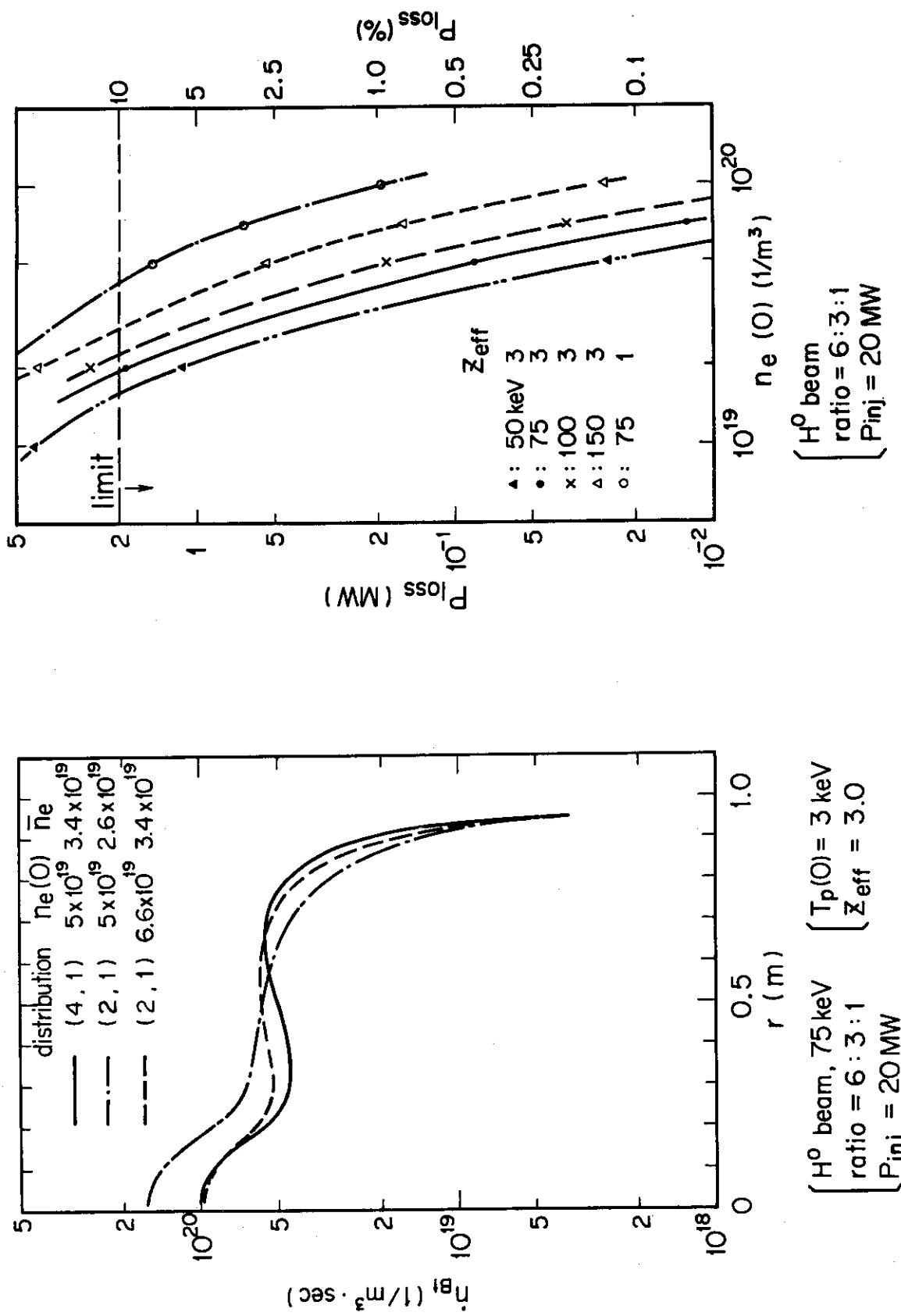


図 10 プラズマ密度の分布形と全高速イオン密度分布

図 11 中性粒子ビームの失き抜け量

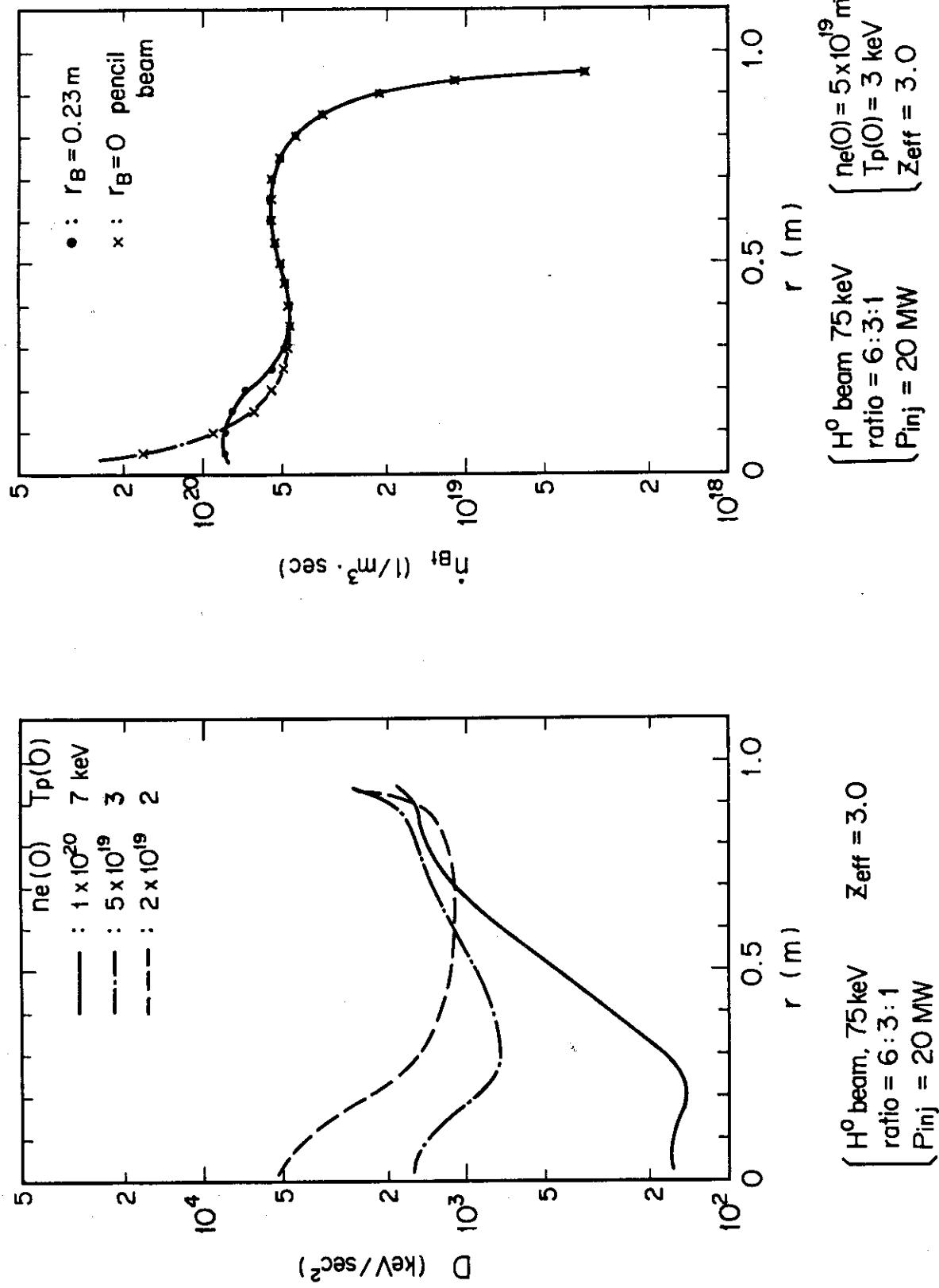


図 1-2 高速イオンからプラズマ粒子へ輸送される
エネルギーの r 方向分布

図 1-3 有限のビーム断面積を考慮に入れた計算値と
Pencil beam 近似での計算値との比較