

JAERI-M

6757

イオン源のビーム軌道計算コード  
「IONORB」

1976年10月

小原祥裕

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

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

イオン源のビーム軌道計算コード「IONORB」

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

小原 祥裕

(1976年9月28日受理)

イオン源のビーム引出し電極の最適構造を求めるために、ビーム軌道計算コードを開発した。イオンを放出する粒子放出面は、その表面近傍でプラズマ飽和電流と空間電荷制御電流とが等しくなるように自動的に決定される。又、ソースプラズマのイオン温度、電子温度及び電極孔内壁とソースプラズマとの間のシースの厚さを考慮することができる。接地電極下の零ポテンシャル面を通過したビームは、ビームプラズマのため空間電荷の影響はうけずに直進するものとし、ビーム発散はこの面上で求められる。さらに、軌道計算は円形電極孔及びスリット状電極孔いずれの場合でも可能である。

JAERI-M 6757

Simulation Code for Beam Trajectories in an  
Ion source " IONORB "

Yoshihiro OHARA

Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai, JAERI

(Received September 28, 1976)

The computer simulation code developed is for studying optimum configuration of the ion beam extraction electrodes in an ion source. It simulates ion extraction from a source plasma and acceleration through the extraction electrodes. The shape and position of the emitter are self-consistently computed so that the plasma temperature saturation current is equal to the space-charge-limited current at the emitter. Finite ion and electron temperatures and wall sheath length between the source plasma and the electrode are considered at the emitter. The extracted ions which pass through the zero equipotential surface under the grounded electrode suffer from no space-charge-expansion because of the electron cloud. The beam divergence is thus computed on the surface. The computation is possible for both the beams from an aperture and a slot.

目 次 な し

## 1. はじめに

トカマクプラズマの加熱法として、中性粒子入射加熱は有効な手段であることがわかってきたが、将来の臨界実験装置に中性粒子入射加熱法を適用すると、その入射中性粒子のパワーは数10MWを要する。実際にこのような大きいパワーを得るためには、エネルギーが75kV、イオンビームの等価電流が15A、発散 $1.2^\circ$ かつエネルギー密度が $10\text{ kW/cm}^2$ 程度のイオンビームを得ることができるイオン源を開発することが必要となる。このようなイオン源を開発するには、第1に広い面積にわたって均一でかつ安定なソースプラズマを作ることが必要であり、第2にパービアンスが大きくかつ発散が約 $1^\circ$ のビームを得ることができる引出し電極構造を見つけることが必要である。最適な引出し電極構造は、試行錯誤によって実験的に見つけだすことは不可能ではない。しかし、実験を能率的に遂行する上で、十分発散の小さいビームが得られ、かつその時のパービアンスが大きい引出し電極構造をシミュレーションにより調べることは有効な手段である。それ故、ビーム軌道を正確にシミュレートする計算コードを開発することが必要とされる。

以下の内容は、このために開発されたイオンビーム軌道計算コードに関して、その計算モデル、計算法、プログラムの概略及びテストランの一部について述べたものである。

## 2. 荷電粒子ビームの軌道計算モデル

イオンビームは一般に、正、負、接地電位の3電極より引出されるが、その引出し部分を物理的に性質を異にした4つの領域に分けることができる。すなわち、イオンビームを引出するためのソースプラズマ、プラズマからイオンシースに移る遷移領域の部分、イオンシースの部分及び引出されたイオンビームと中性ガスとの衝突により生ずるビームプラズマの部分である。ソースプラズマには、引出されるビームのエネルギーに相当する正のポテンシャル( $\phi_p$ )が印加される。(Fig. 1)

まず、ソースプラズマと正電極の金属壁との間にはシースが生じる。今、一次元の場合、ある点のイオン生成率 $S$ がその点での電子密度 $n_e$ に比例する場合には、プラズマ中心のポテンシャル $\phi_p$ は金属のポテンシャル( $\phi_m$ )より約 $3.5 T_e/e$ だけ高くなる<sup>1)</sup>ことが知られている。これは水素( $M=1$ )の場合であるが、重水素の場合はこの値が $3.9 T_e/e$ となる。そして、このうち $0.85 T_e/e$ のポテンシャル差が、プラズマ中心と古典的シース端の間で生じ、イオンは両極性拡散によってほぼ $0.85 T_e$ に相当するエネルギーをもってこの面に達する。この古典的シース端と金属との間のポテンシャル差は $(3.5 - 0.85) T_e/e$ になり、この領域は準中性プラズマの遷移領域になる。この遷移領域の終る面のポテンシャルは金属と同じポテンシャル( $\phi_m$ )であり、この面を通過するイオン及び電子の電流密度は等しい。従って、この面以後の電子の空間電荷密度 $\rho_e$ は $\rho_e \leq \rho_i \sqrt{\frac{m}{M}} \ll \rho_i$ となり、 $\rho_e$ をほとんど無視できるイオンシースの部分に移行する。

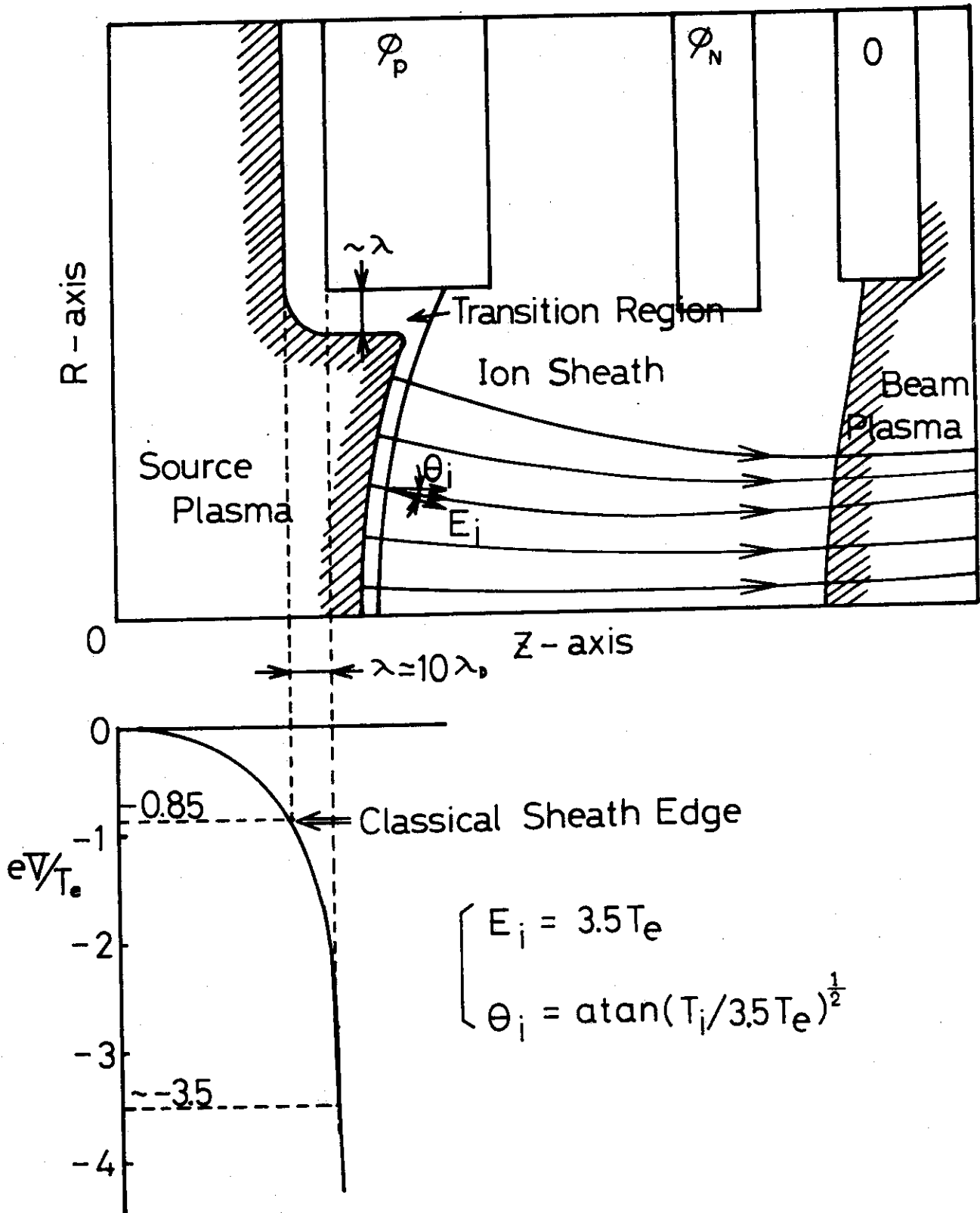


Fig 1. プラズマからのイオンビームの引出しを示したもの。  
 下図は、プラズマと電極の間のポテンシャル分布を示す。(1)

イオンビームの軌道計算コードとして、この遷移領域での電子の分布も考慮してイオンの軌道を求めるコードがLBL, ORNL等で作られている。<sup>2),3)</sup> 本論文で述べる計算コードは、電子分布を考慮する必要のないイオンシースの領域について軌道計算を行うものである。<sup>4),5)</sup> しかし、軌道計算の際の初期条件として、ソースプラズマのイオン温度及び電子温度を考慮することができる。

一般に荷電粒子ビームの軌道は、下記に示される電界の式、運動方程式及び電流連続の式を用いて解くことができる。

$$\nabla^2 \phi = -\rho / \epsilon_0, \quad E = -\nabla \phi \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$mU \cdot \nabla U = e(E + U \times B) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\nabla \cdot J = \nabla \cdot (\rho U) = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

まず、空間電荷は無視し、与えられた境界条件のもとにラプラスの方程式を解いて真空場を求める。場が決まったら次に運動方程式を解いてビーム軌道を求める。そしてビーム軌道がわかれば、電流の連続性より各格子点での空間電荷が求まる。これをこんどはポアソンの方程式に代入して電場を求め、再び運動方程式を解き、以下ビーム軌道計算が収束するまで上記の過程を繰返す。これがビーム軌道計算の大筋の求め方である。本計算コードで、荷電粒子放出面は遷移領域とイオンシースの境界であり、このポテンシャルが $\phi_0$ の面から、水素(M=1)の場合、3.5 T<sub>e</sub>に相当するエネルギーをもったイオンが放出される。又、イオン温度T<sub>i</sub>を考慮する場合は、放出面の各点から面に垂直方向を軸として、天頂角 $\theta = \text{atan}(T_i / 3.5 T_e)^{1/2}$ によって決まる円錐状に粒子が放出される。このようなT<sub>i</sub>の効果を計算に入れると3次元の問題となり、実際上解くことは困難である。そこで近似として、この粒子放出面から垂直方向、+ $\theta$ 方向、- $\theta$ 方向へ、円筒リング状に放出されるものとしてT<sub>i</sub>の効果を計算に入れた。従って、軌道計算ではこの放出面から初期エネルギーE<sub>i</sub>をもって、面に垂直方向、+ $\theta$ 方向、- $\theta$ 方向の3方向へ放出されるイオンの軌道を計算できるようになっている。

イオン源の場合、電子銃と違って荷電粒子放出面は、プラズマ飽和電流J<sub>sat</sub>と空間電荷制限電流J<sub>s.c.l</sub>が面上の各部分で等しくなるように一意的に決まるものである。計算上この面は初期条件としてしか与えることができない自由境界であり、最終的にJ<sub>sat</sub> = J<sub>s.c.l</sub>となるような面が求められる。今、ある粒子放出面を与えられた時のポテンシャル分布及び粒子軌道が求めたとすると、新しい放出面は次のようにして求められる。すなわち、この放出面の近傍にポテンシャルが $\phi_1$ の仮想面を求め、この面と粒子放出面との距離は、J<sub>sat</sub> = J<sub>s.c.l</sub>となるように決まることを考慮すると、仮想面と新しいプラズマ境界との間の距離dは、平面近似では

$$d = \left\{ \frac{4 \epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{M} \cdot \frac{(\phi_p - \phi_1)^{3/2}}{J_{sat}}} \right\}^{1/2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

によって決められる。そこでポテンシャルが $\phi_1$ の仮想面を固定して、この面からdの距離にある面を求め、これを新しい粒子放出面とする。又、放出面は一般には平面ではなく球面に近いある曲率をもっているが、この効果を考慮に入れると、(4)式のかわりに

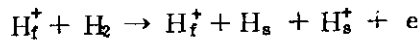
$$d = \left\{ \frac{4 \epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{M} \cdot \frac{(\phi_p - \phi_1)^{3/2}}{\alpha J_{sat}}} \right\}^{1/2}$$

を用いる必要がある。この $\alpha$ の値は放出面の曲率によるものであり、面がプラズマ側へ凸の場合



合は  $a$  は 1 より大きな値となる。本計算コードでは、 $a = 1$  として曲率の効果は無視したので、 $\phi_1$  面は  $\phi_p$  面の十分近傍に求めなければならない。以上の如くして、新しい放出面が求まったら再びポテンシャル及び粒子軌道を求め、以下同じようにして放出面が収束するまで計算をおこなう。

接地電極から引出されたイオンビームは、ガス圧が高い時 ( $21 \times 10^{-4}$  Torr), まわりの中性ガスとの衝突



が増大し、同時にターゲット等から供給される二次電子によって電子の雲が生じる。<sup>6)</sup>

この電子雲によりイオンビームの空間電荷による広がりが抑制されるようになる。この衝突によって生じたビームプラズマでは、電子のエネルギーは十分小さいので、接地電極下の零ポテンシャル面を境にしてそれより下流に生じるものと考えられる。従って、この零ポテンシャル面以後は、ビームは直進するものとしてビーム軌道を求め、又、ビームの発散はこの面上で求められる。

以上のイオンビーム軌道計算の流れ図は Fig. 2 に示した。

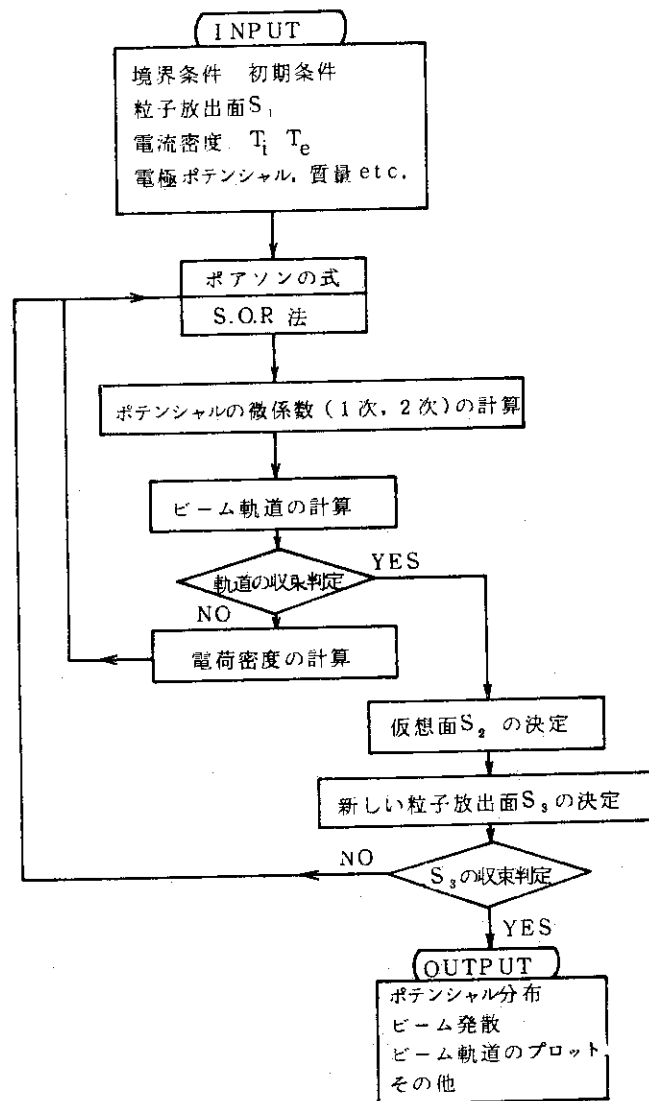


Fig. 2 イオンビーム軌道計算のフローチャート

### 3. 荷電粒子ビームの軌道計算法

#### (1) 計算領域

ビーム軌道計算は、円形孔引出し電極の場合の円筒座標 ( $R, Z$ ) 及びスリット状引出し電極の場合の直角座標 ( $X, Y$ ) のいずれの場合でも計算可能である。図 3 の如く、計算領域は  $Z$ -方向 ( $X$ -方向) に 1 区画、 $R$ -方向 ( $Y$ -方向) に 3 区画の合計 3 区画にわけることができ、各区画の長さ ( $D_i$  ( $i=1, 11$ ),  $R1, R12, R13$ ) 及びメッシュ数は任意に与えることができる。電極数は最大 5 ケまで可能であり、円筒座標の場合、各電極孔の内径は  $R_i$  ( $i=1, 5$ ) で与えられ、それぞれの電極にはポテンシャル  $V_i$  ( $i=1, 5$ ) が与えられる。ソースプラズマ側の第 1 電極の形状は、角が削られた場合 (Case 2) とそうでない場合 (Case 1) のいずれでも可能であり、Case 2 の場合の切込みの角度は  $D_2$  及び  $R12$  を適当に与えることにより変えることができる。初期条件としてのビーム放出面は、入力として任意の形状のものを与えることができる。

#### (2) ポテンシャルの計算

一定の境界条件が与えられた時のポテンシャル分布は、ポアソンの方程式を解いて得られる。領域を矩形格子状に切る時、各格子点のポテンシャルは一般に 5 点差分式を用いて解かれる。

(Fig. 4)

円筒座標での 5 点差分式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} b_1 \phi_B + b_2 \phi_A + b_3 \phi_0 + b_4 \phi_C + b_5 \phi_D &= -\rho / \epsilon_0 \\ b_1 &= (2r_0 + a_2) / r_0 a_4 (a_2 + a_4) \\ b_2 &= 2 / a_1 (a_1 + a_3) \\ b_3 &= -2 / a_1 a_3 - 2 / a_2 a_4 - (a_2 - a_4) / r_0 a_0 a_4 \\ b_4 &= 2 / a_3 (a_1 + a_3) \\ b_5 &= (2r_0 - a_4) / r_0 a_2 (a_2 + a_4) \end{aligned}$$

ただし、 $Z$  軸上 (対称軸上) では次式で与えられる。

$$\begin{aligned} b_2 \phi_A + b_6 \phi_0 + b_4 \phi_C + b_7 \phi_B &= -\rho / \epsilon_0 \\ b_6 &= -2 / a_1 a_3 - 4 / a_4^2 \\ b_7 &= 4 / a_4^2 \end{aligned}$$

又、直角座標での差分式は、

$$\begin{aligned} C_1 \phi_A + C_2 \phi_B + C_3 \phi_0 + C_4 \phi_C + C_5 \phi_D &= -\rho / \epsilon_0 \\ C_1 &= 2 / a_1 (a_1 + a_3) \\ C_2 &= 2 / a_4 (a_2 + a_4) \\ C_3 &= -2 / a_3 a_1 - 2 / a_2 a_4 \\ C_4 &= 2 / a_3 (a_1 + a_3) \\ C_5 &= 2 / a_2 (a_2 + a_4) \end{aligned}$$

で与えられ、 $X$  軸上では、

$$C_1 \phi_A + C_5 \phi_B + C_3 \phi_0 + C_4 \phi_C = -\rho / \epsilon_0$$

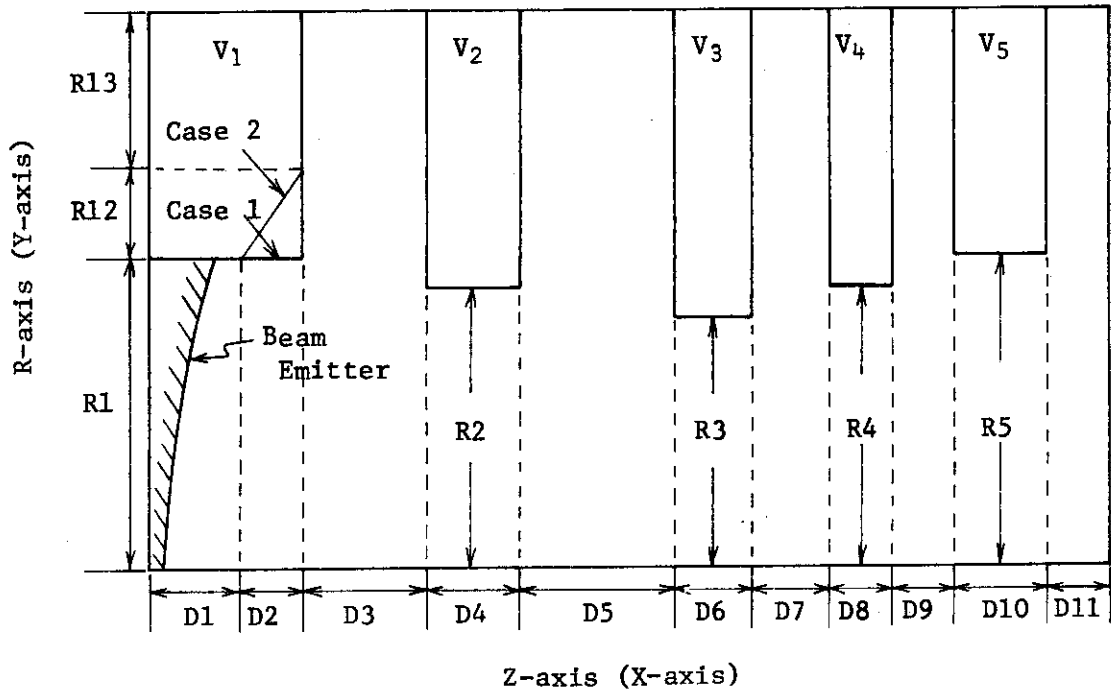


Fig 3. ビーム軌道計算の計算領域

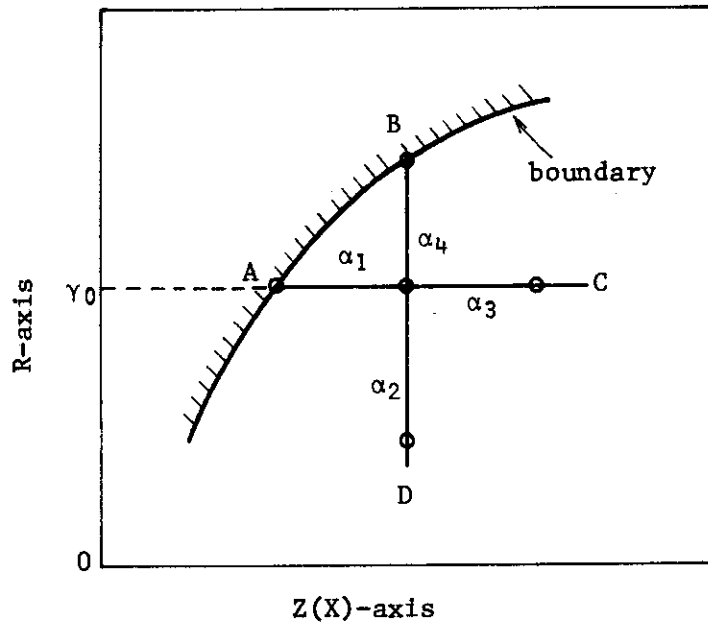


Fig 4. 5点差分式における格子形状

$$C_6 = 2/a_2 a_4$$

で与えられる。

各格子点上のポテンシャルはS.O.R-法 ( Successive - Over - Relaxation Method ) を用いて解かれるが、この時の緩和式は次式で与えられる。

### 1. R-Z座標の場合

#### a R ≠ 0

$$\phi_0^{(n+1)} = \phi_0^{(n)} - \omega_a / b_3 ( b_1 \phi_A^{(n+1)} + b_2 \phi_B^{(n+1)} + b_3 \phi_0^{(n)} + b_4 \phi_C^{(n)} + b_5 \phi_D^{(n)} + \rho / \epsilon_0 )$$

#### b R = 0

$$\phi_0^{(n+1)} = \phi_0^{(n)} - \omega_a / b_6 ( b_2 \phi_A^{(n+1)} + b_6 \phi_0^{(n)} + b_4 \phi_C^{(n)} + b_7 \phi_B^{(n+1)} + \rho / \epsilon_0 )$$

### 2. X-Y座標

#### a Y ≠ 0

$$\phi_0^{(n+1)} = \phi_0^{(n)} - \omega_a / C_3 ( C_1 \phi_A^{(n+1)} + C_2 \phi_B^{(n+2)} + C_3 \phi_0^{(n)} + C_4 \phi_C^{(n)} + C_5 \phi_D^{(n)} + \rho / \epsilon_0 )$$

#### b Y = 0

$$\phi_0^{(n+1)} = \phi_0^{(n)} - \omega_a / C_3 ( C_1 \phi_A^{(n+1)} + C_6 \phi_B^{(n+1)} + C_3 \phi_0^{(n)} + C_4 \phi_C^{(n)} + \rho / \epsilon_0 )$$

ここで $\phi^{(n)}$ は、n回目の緩和計算で得られたポテンシャルの値を表わしている。又、 $\omega_a$ は加速係数であり、 $1 \leq \omega_a \leq 2$ の値が与えられる。

### (3) ポテンシャルの微係数

各格子点 ( 又は格子領域 ) でのポテンシャルの微係数は、テイラー展開によって求めることができる。Case 1は、領域内の格子点の場合であり、Case 2, Case 3は境界上の格子点の場合である ( Fig. 5 (a)(b)(c)参照 )。以下にそれぞれの場合の一次及び二次の微係数を示す。

#### 1. Case 1

$$\left( \frac{\partial \phi}{\partial R} \right)_{00} = \frac{a_2^2 \phi_{10} - a_4^2 \phi_{-10} - (a_2^2 - a_4^2) \phi_{00}}{a_2^2 a_4 + a_2 a_4^2}$$

$$\left( \frac{\partial \phi}{\partial Z} \right)_{00} = \frac{a_1^2 \phi_{01} - a_3^2 \phi_{0-1} - (a_1^2 - a_3^2) \phi_{00}}{a_1^2 a_3 + a_1 a_3^2}$$

$$\left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial R^2} \right)_{00} = \frac{2 ( a_2 \phi_{10} + a_4 \phi_{-10} - ( a_2 + a_4 ) \phi_{00} )}{a_2^2 a_4 + a_2 a_4^2}$$

$$\left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} \right)_{00} = \frac{2 ( a_1 \phi_{01} + a_3 \phi_{0-1} - ( a_1 + a_3 ) \phi_{00} )}{a_1^2 a_3 + a_1 a_3^2}$$

$$\left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial R \partial Z} \right)_{00} = \frac{\phi_{11} - \phi_{-11} - \phi_{-1-1} + \phi_{1-1}}{a_3 a_4 + a_2 a_3 + a_1 a_4 + a_1 a_2}$$

## 2. Case 2

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial R}\right)_{00} = 0 \quad (\text{Case 1 と同じ})$$

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial Z}\right)_{00} = \frac{(a_1 + a_3)^2 \phi_{01} - a_1^2 \phi_{02} (2 a_1 a_3 + a_3^2) \phi_{00}}{a_1 a_3 (a_1 + a_3)}$$

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial R^2}\right)_{00} = 0 \quad (\text{Case 1 と同じ})$$

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2}\right)_{00} = \frac{2(- (a_1 + a_3) \phi_{01} + a_1 \phi_{02} + a_3 \phi_{00})}{a_1 a_3 (a_1 + a_3)}$$

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial R \partial Z}\right)_{00} = \frac{\phi_{11} - \phi_{-11} - \phi_{10} + \phi_{-10}}{a_1 (a_2 + a_4)}$$

## 3. Case 3

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial R}\right)_{00} = \frac{\phi_{-10} (a_2 + a_4)^2 - \phi_{-20} a_4^2 - (2 a_2 a_4 + a_2^2) \phi_{00}}{a_2^2 a_4 + a_2 a_4^2}$$

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial Z}\right)_{00} = \frac{(a_1 + a_3)^2 \phi_{01} - a_1^2 \phi_{02} - (2 a_1 a_3 + a_3^2) \phi_{00}}{a_1^2 a_3 + a_1 a_3^2}$$

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial R^2}\right)_{00} = \frac{2(- (a_2 + a_4) \phi_{-10} + a_4 \phi_{-20} + a_2 \phi_{00})}{a_2^2 a_4 + a_2 a_4^2}$$

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2}\right)_{00} = \frac{2(- (a_1 + a_3) \phi_{01} + a_1 \phi_{02} + a_3 \phi_{00})}{a_1^2 a_3 + a_1 a_3^2}$$

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial R \partial Z}\right)_{00} = \frac{\phi_{01} + \phi_{-10} - \phi_{11} - \phi_{00}}{a_1 a_4}$$

これらの微係数を用いて、格子領域内の任意の点  $(R, Z)$  でのポテンシャル  $\phi(R, Z)$  を求めることができる。すなわち、格子点  $(R_0, Z_0)$  でのポテンシャルを  $\phi_0(R_0, Z_0)$  とし、その点での2次までのテーラー展開を使用すると

$$\begin{aligned} \phi(R, Z) = & \phi_0 + \delta R \frac{\partial \phi_0}{\partial R} + \delta Z \frac{\partial \phi_0}{\partial Z} + \delta R \delta Z \cdot \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial R \partial Z} \\ & + \delta R^2 \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial R^2} + \delta Z^2 \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial Z^2} \end{aligned}$$

ただし、 $\delta R = R - R_0$ 、 $\delta Z = Z - Z_0$   
となる。

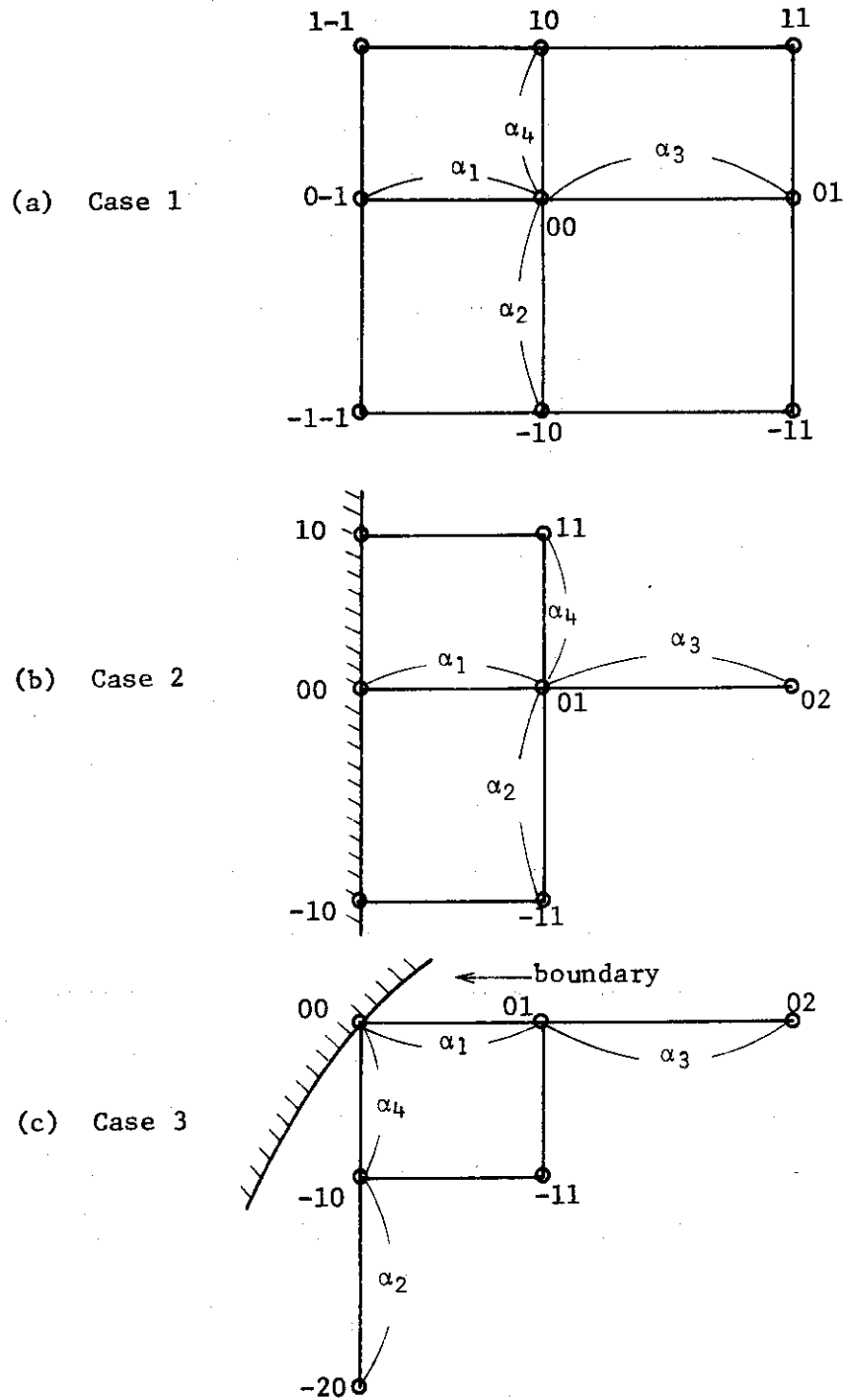


Fig 5. (0, 0) 点でのポテンシャルの微係数を求める時のパラメータ。(a)は格子内点であり、(b)(c)は境界上の点の場合である。

(4) ビーム軌道の計算方法

空間電荷量の計算においては、各メッシュ領域のビームの通過時間が必要となるが、この場合、軌道計算と同時に通過時間も求められる Hechtel<sup>7)</sup> による方法を用いるのが有効である。この方法では、 $t = t_0$  での荷電粒子の座標及び速度 ( $R_0, Z_0, \dot{R}_0, \dot{Z}_0$ ) と、 $t = t_0 + \delta t$  での座標及び速度 ( $R, Z, \dot{R}, \dot{Z}$ ) との関係を表わす次式を用いる。

$$R(t + \delta t) = R_0 + \dot{R}_0 \delta t + \left(-\frac{e}{2m}\right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial R}\right)_0 \delta t^2$$

$$+ \left(-\frac{e}{6m}\right) \left\{ \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial R^2}\right)_0 \dot{R}_0 + \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial R \partial Z}\right)_0 \dot{Z}_0 \right\} \delta t^3 + O(\delta t^4)$$

$$Z(t + \delta t) = Z_0 + \dot{Z}_0 \delta t + \left(-\frac{e}{2m}\right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial Z}\right)_0 \delta t^2$$

$$+ \left(-\frac{e}{6m}\right) \left\{ \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2}\right)_0 \dot{Z}_0 + \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial R \partial Z}\right)_0 \dot{R}_0 \right\} \delta t^3 + O(\delta t^4)$$

$$\dot{R}(t + \delta t) = dR(t + \delta t) / d\delta t$$

$$\dot{Z}(t + \delta t) = dZ(t + \delta t) / d\delta t$$

従って、ビーム軌道はメッシュ境界から次のメッシュ境界までの移動時間を、上の  $\delta t$  に関する3次方程式を解くことによって求めることができる。この時、ポテンシャルの微係数としては、ビームが通過するメッシュの中心（格子点）の微係数で代表させる。今、 $\delta t^3$ ,  $\delta t^2$ ,  $\delta t$  の係数及び定数項を、R-方向に関して、P1, P2, P3, P4, Z-方向に関して q1, q2, q3, q4 とする。メッシュ内のビーム軌道としては、Fig. 6 に示す7通りが考えられ、それぞれの場合の係数 P4 又は q4 を以下に示す。

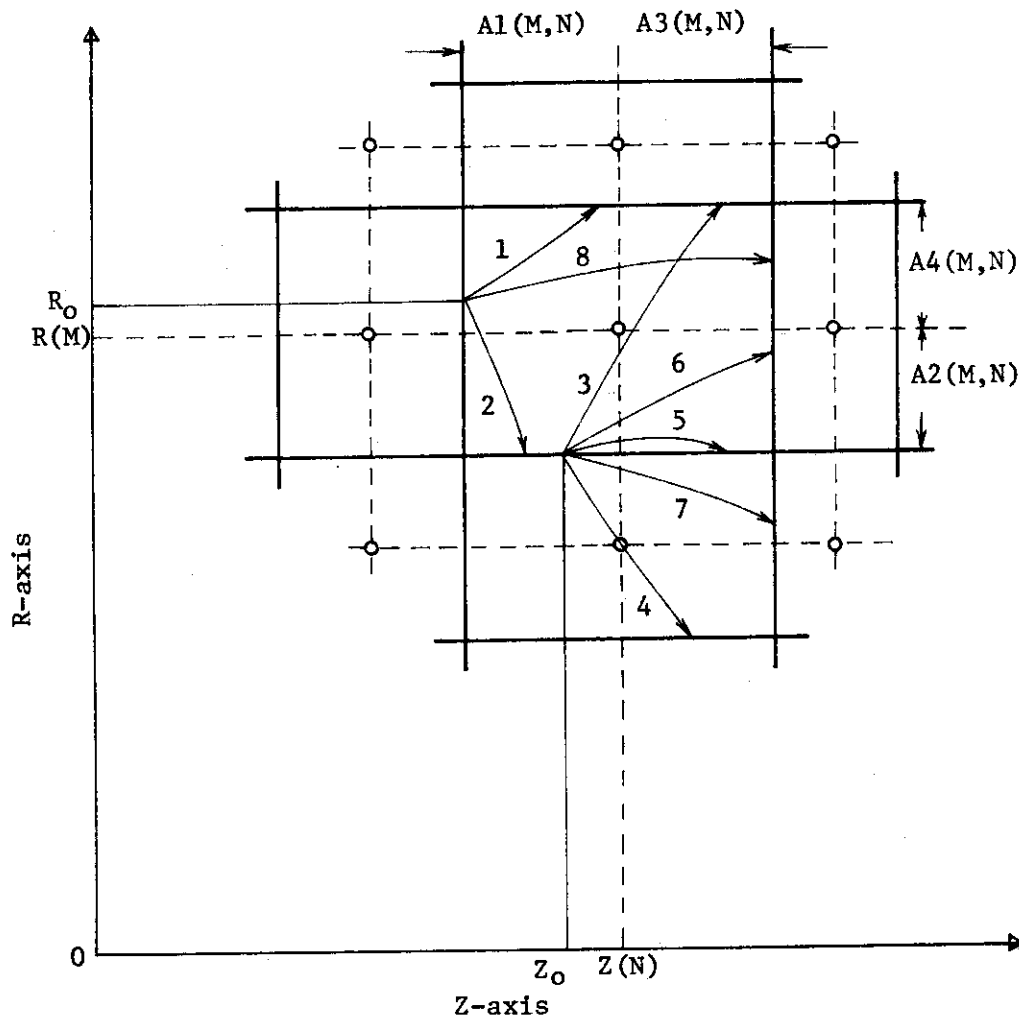


Fig. 6. 格子領域内のビーム軌道のとり方を分類したもの。

- Case 1 :  $P_4 = R_0 - (R(M) + A_4(M, N))$   
 2 :  $P_4 = R_0 - (R(M) - A_2(M, N))$   
 3 :  $P_4 = R_0 - (R(M) + A_4(M, N))$   
 4 :  $P_4 = R_0 - (R(M-1) - A_2(M-1, N))$   
 5 :  $P_4 = 0$   
 6 :  $q_4 = Z_0 - (Z(N) + A_3(M, N))$   
 7 :  $q_4 = Z_0 - (Z(N) + A_3(M, N))$

メッシュの通過時間は、以上7つの場合の $\delta t$ を求め、それらの中で $\delta t > 0$ で最小のものとなる。この最小の $\delta t$ で移動方向を決定し、移動した先での $\dot{R}$ ,  $\dot{Z}$ を計算することができる。これを今度は初期条件として次のメッシュでの軌道を求め、以下軌道が境界に衝突するまで同じ計算を繰返す。

#### (5) 空間電荷密度の計算

軌道計算が終ると、次に各格子領域内の空間電荷密度を計算する必要がある。各格子領域内の空間電荷密度は、円筒座標の場合、領域内の荷電粒子通過時間、その格子領域を断面とする円環を通過する全電流及びその円環の体積から計算される。すなわち、 $(m, n)$ 格子領域での空間電荷密度 $\rho(m, n)$ は、

R-Z座標の場合

$$m \neq 1 : \rho(m, n) = \frac{\delta \ell \sum_i R_0^i J_i \delta t_i}{R_m \delta R_m \delta Z_n}$$

$$m = 1 : \rho(1, n) = \frac{2 \delta \ell \sum_i R_0^i J_i \delta t_i}{\delta R_m^2 \delta Z_n}$$

X-Y座標の場合

$$\rho(m, n) = \frac{\delta \ell \sum_i J_i \delta t_i}{\delta R_m \delta Z_n}$$

で与えられる。(Fig. 7) ただし、 $\delta \ell$ は粒子放出面のリング状面要素の中、 $R_0^i$ は*i*番目の粒子放出点のR-座標、 $\delta R_m$ ,  $\delta Z_n$ は $(m, n)$ 格子領域のR方向、Z方向の中、 $J_i$ は粒子放出面でのビームの電流密度、 $\delta t_i$ は*i*番目の粒子の $(m, n)$ 格子領域での滞在時間である。

#### (6) ビームの発散

イオン源から引出されるビームの強度分布関数は、実験的にガウス分布に近いものが得られ、発散はビーム強度が $1/e$ に減少する半値巾を用いて定義されるのが一般的である。ビームが円筒対称の時は、その半値巾を半径とする円の中に、ビームの63.2%が含まれることになる。この実験的に求められる発散と対応のつく発散を計算上定義しておくことが必要になる。

計算上、ビームは粒子放出面から60本(又は60本以下)放出され、接地電極下の零ポテンシャル面上で、各ビームと中心軸のなす角 $\omega_i$ が計算される。 $\omega_i$ の強度分布関数Fの一例を



Fig. 8 に示したが、今、この分布関数がマックスウェル分布をしていると仮定すると、

$$F d\omega = \frac{2\omega}{\omega_*^2} e^{-\left(\frac{\omega}{\omega_*}\right)^2} d\omega$$

$$\int_0^{\infty} F d\omega = 1$$

$$\int_0^{\omega_*} \omega_* F d\omega = 1 - \frac{1}{e} = 0.632$$

となり、 $\omega_*$  で定義される角度の中にビームの 63.2% 含み、実験的に得られる発散  $\omega$  に対応するものであることがわかる。 $\omega$  の一次及び二次のモーメントをとると、

$$\int_0^{\infty} F \omega d\omega = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \omega_*$$

$$\int_0^{\infty} F \omega^2 d\omega = \omega_*^2$$

となり、これから次の関係式が得られる。

$$(\omega_*)_1 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\int_0^{\infty} F \omega d\omega}{\int_0^{\infty} F d\omega} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sum I_i |\omega_i|}{\sum I_i}$$

又は

$$(\omega_*)_2 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\int_0^{\infty} F \omega^2 d\omega}{\int_0^{\infty} F \omega d\omega} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\sum I_i \omega_i^2}{\sum I_i |\omega_i|}$$

ここで、 $(\omega_*)_1$  は 0 次と 1 次のモーメントから得られる発散であり、 $(\omega_*)_2$  は 1 次と 2 次のモーメントから得られる発散である。もし軌道計算から得られる分布関数  $F$  が完全にマックスウェル分布なら  $(\omega_*)_1 = (\omega_*)_2$  となるが、実際上は  $(\omega_*)_1 \lesssim (\omega_*)_2$  となっている。Fig. 8 の例では、 $(\omega_*)_1 = 0.96^\circ$ 、 $(\omega_*)_2 = 1.16^\circ$  となっているが、この差はビーム放出面が最適な面に近づくに従って小さくなる傾向がある。

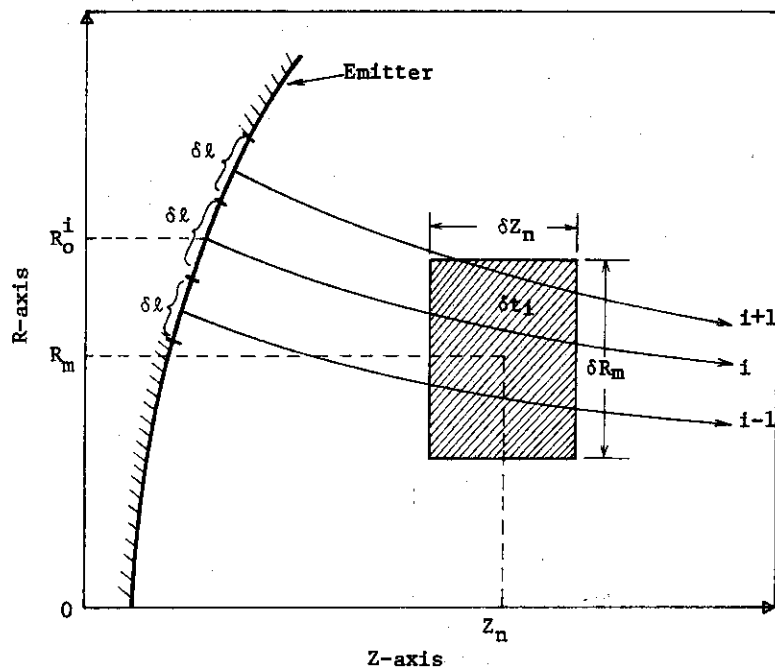


Fig 7. 空間電荷密度の求め方

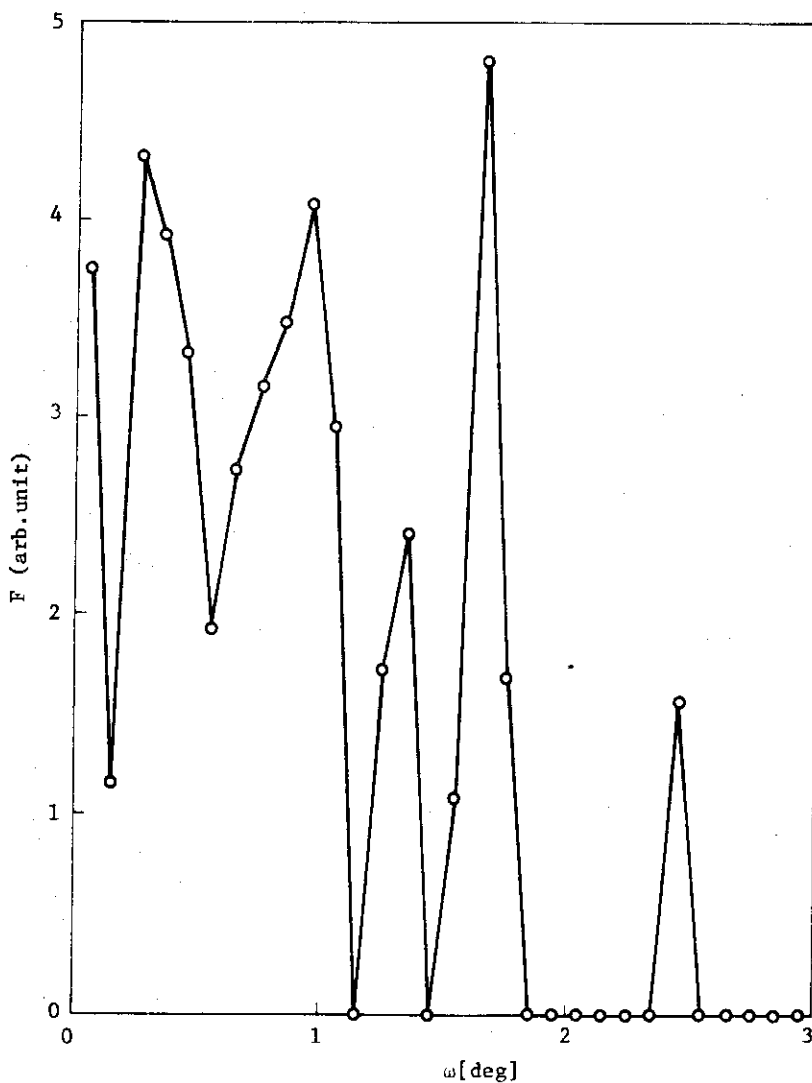
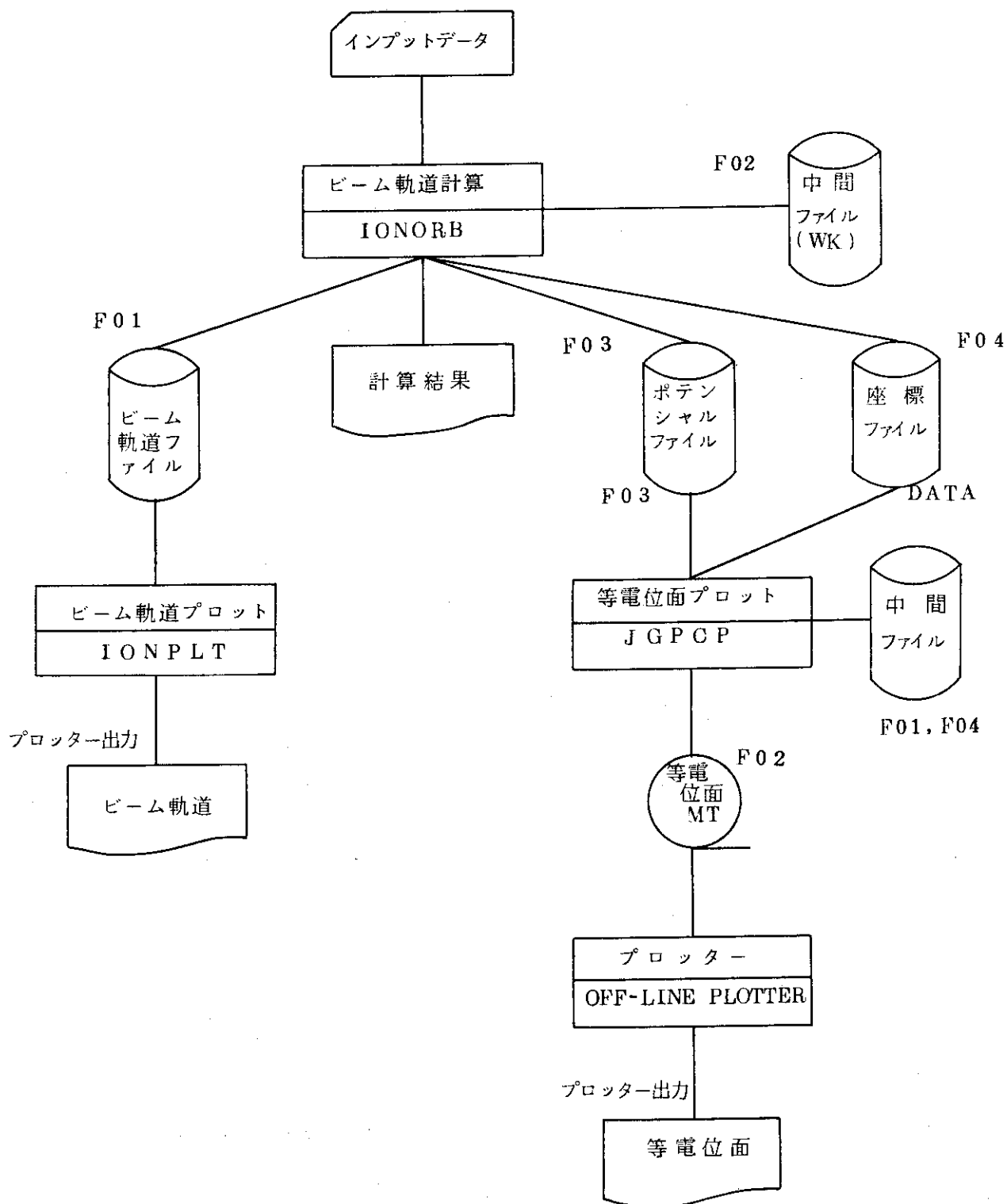


Fig 8. 各ビーム要素の発散  $\omega_i$  の強度分布の一例

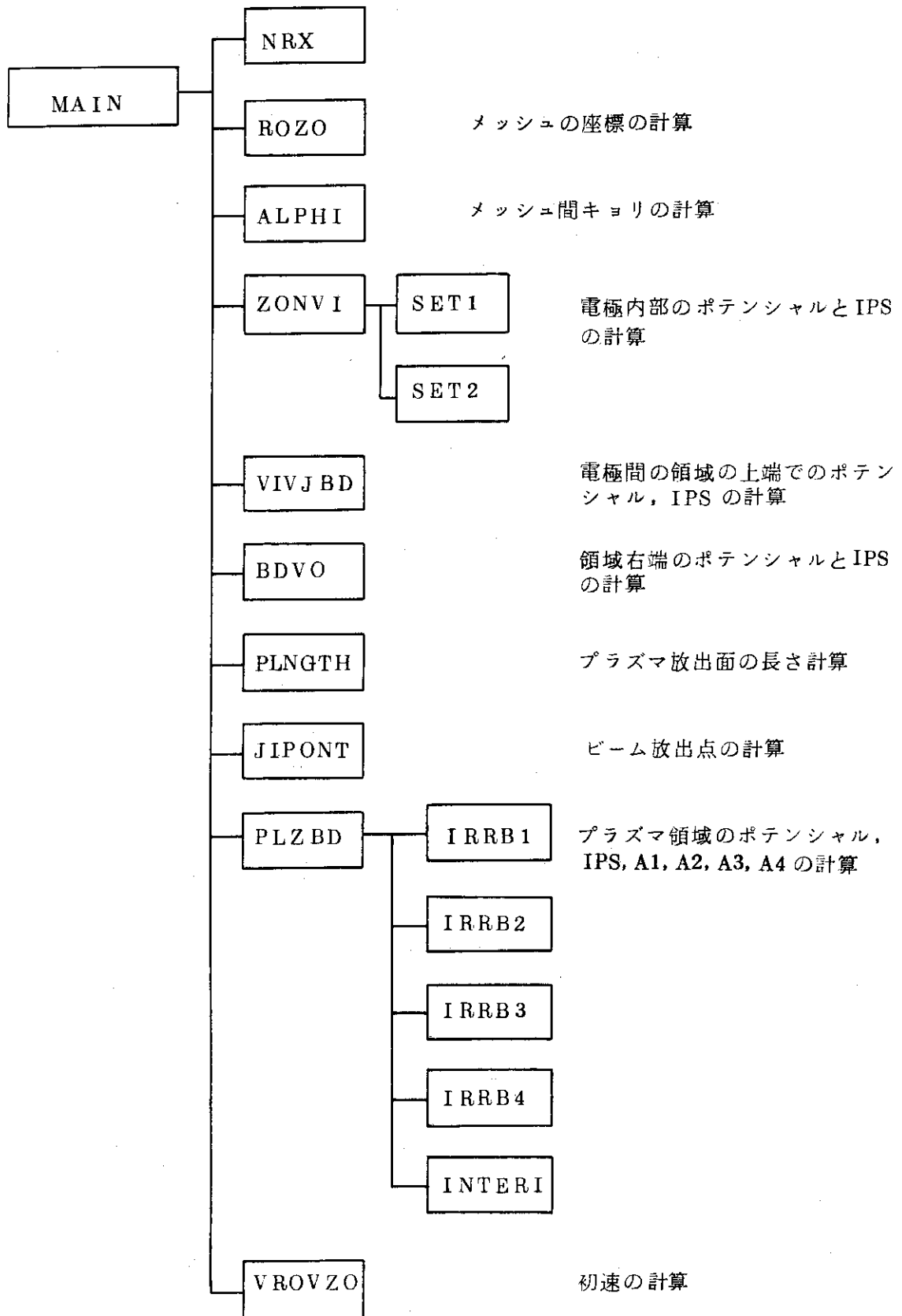
### 4. プログラムの説明

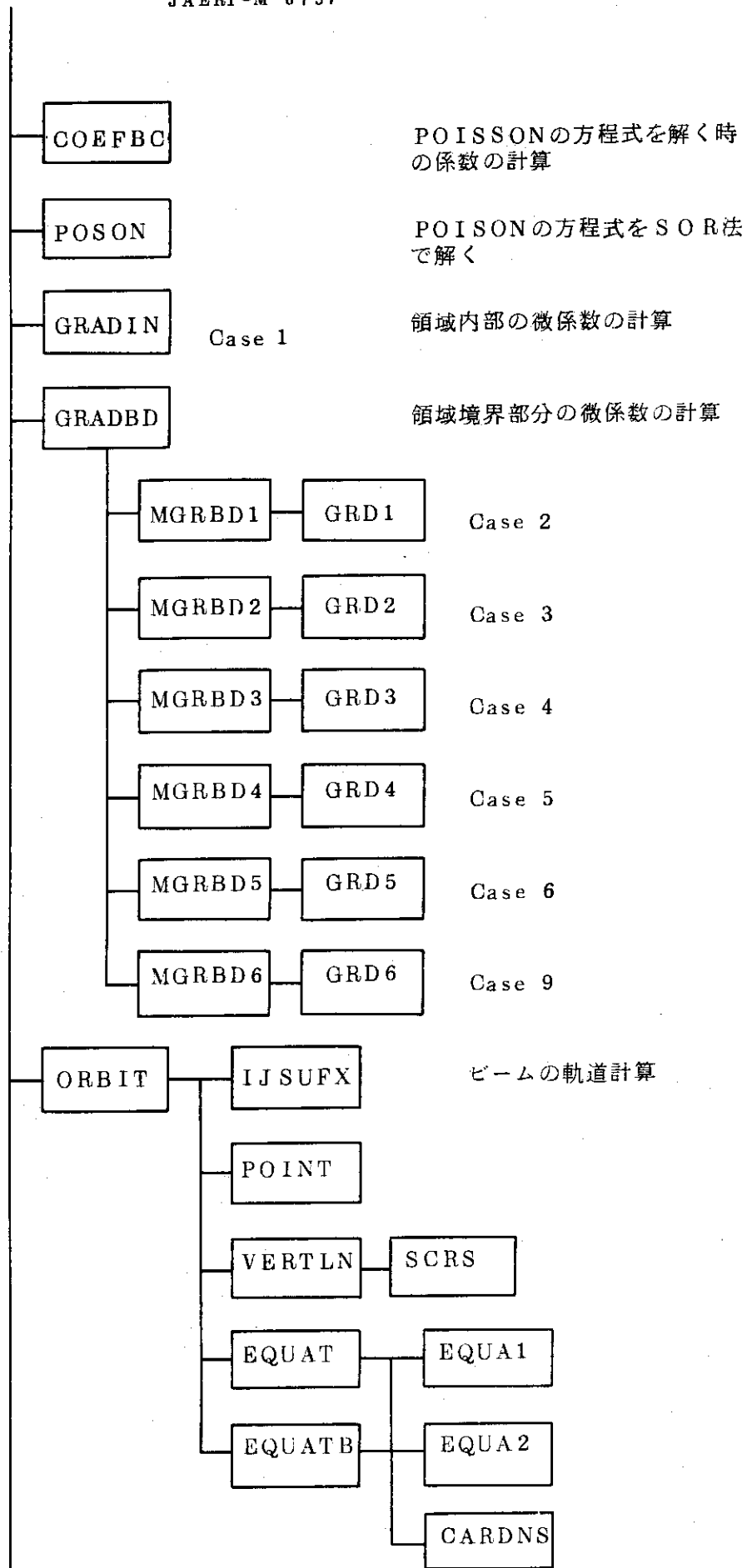
プログラムの概略として、以下に(1)システムフローチャート、(2)サブルーチン関係表、(3)プログラムフローチャート、(4)インプット形式、(5)変数リスト、(6)異常時の取扱いについて示した。

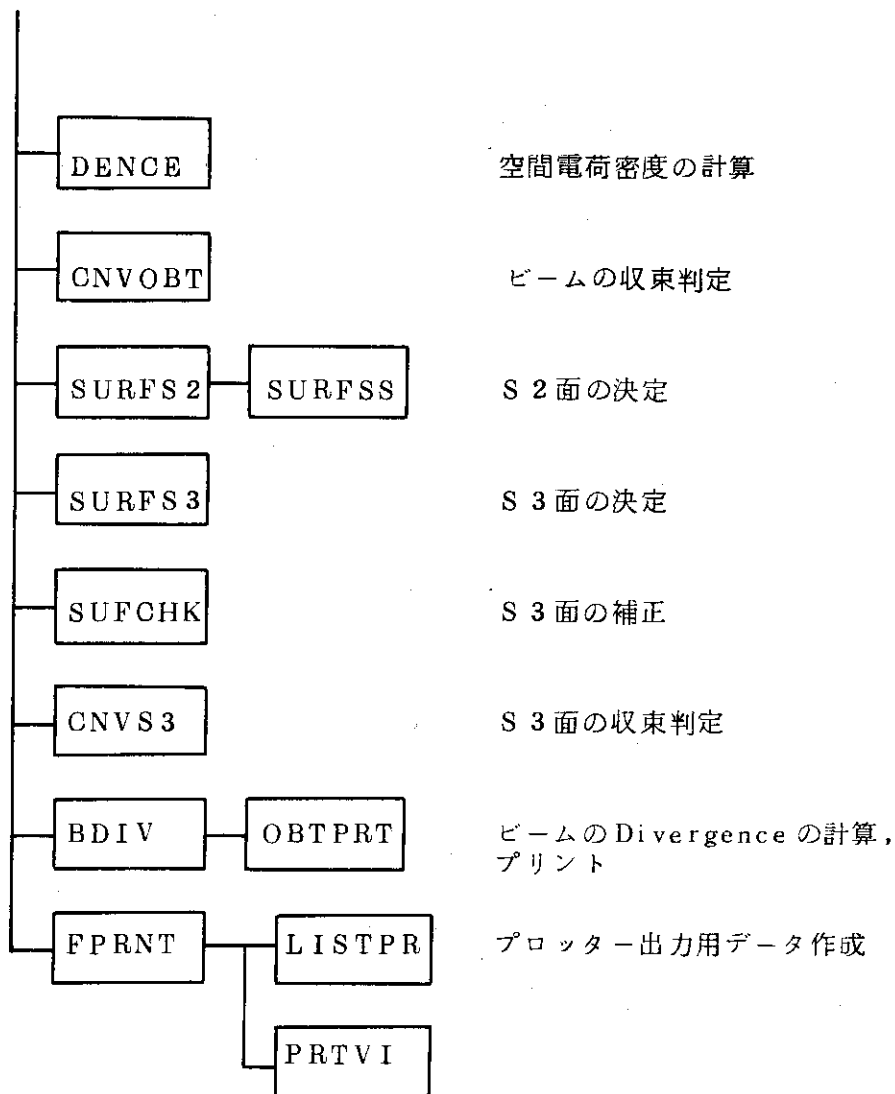
(1) システム・フロー・チャート



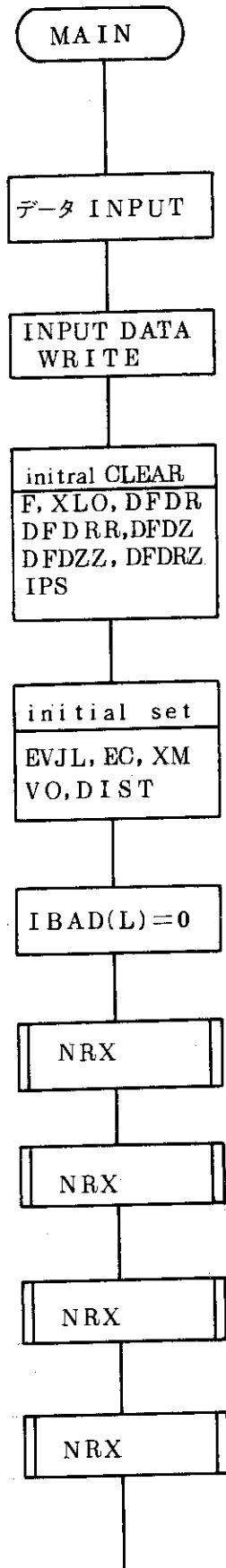
(2) サブルーチン関係表

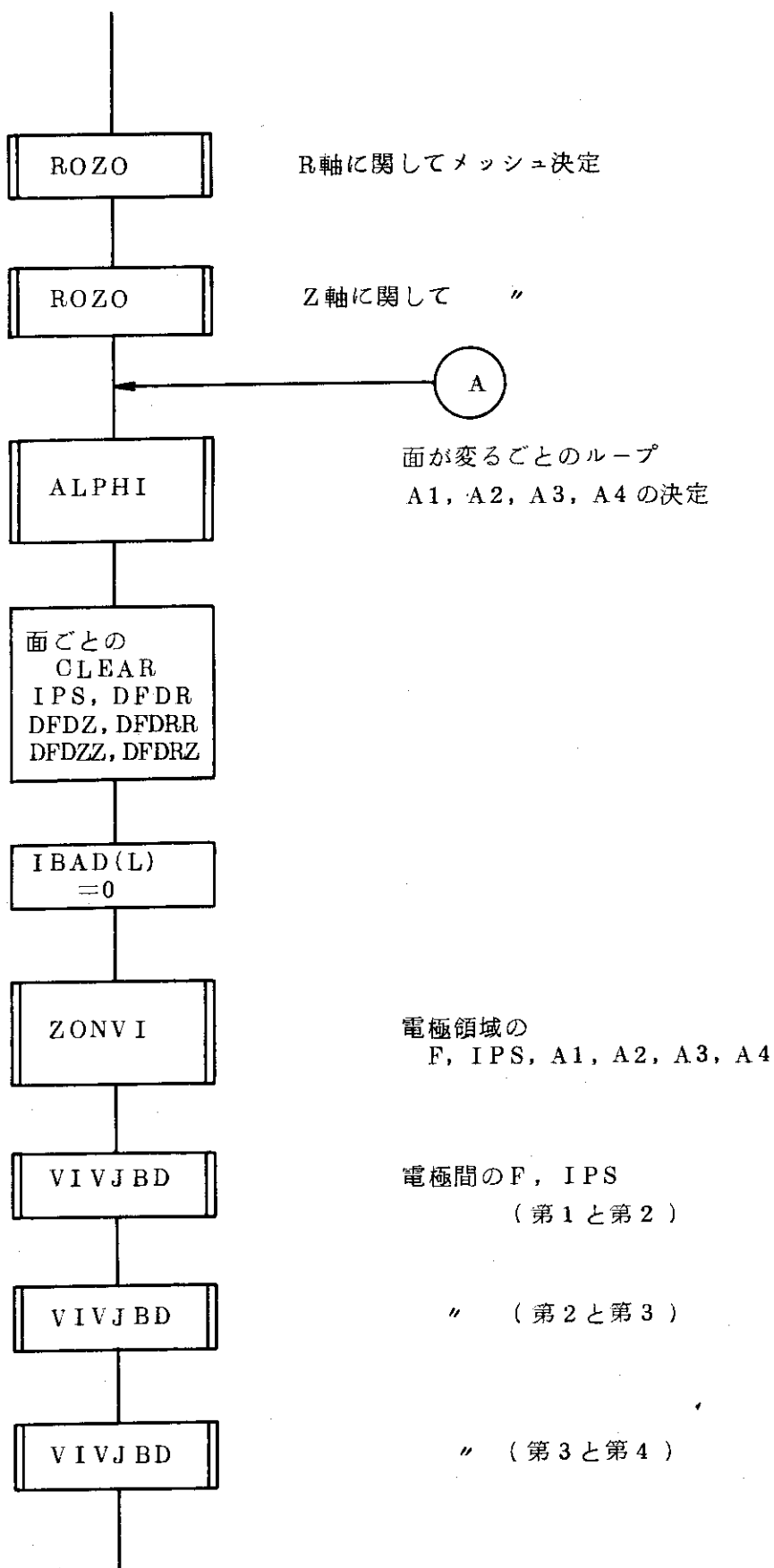




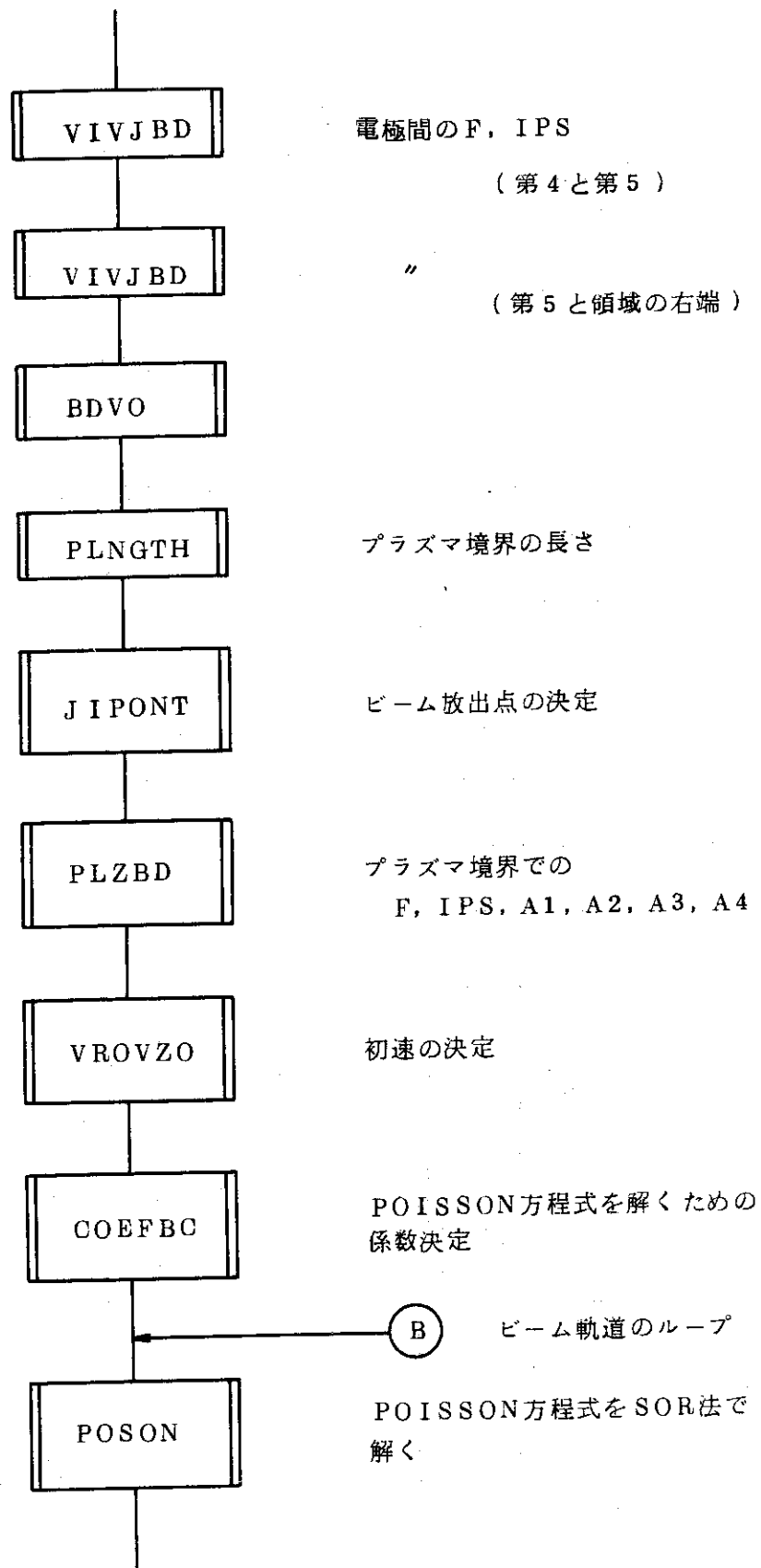


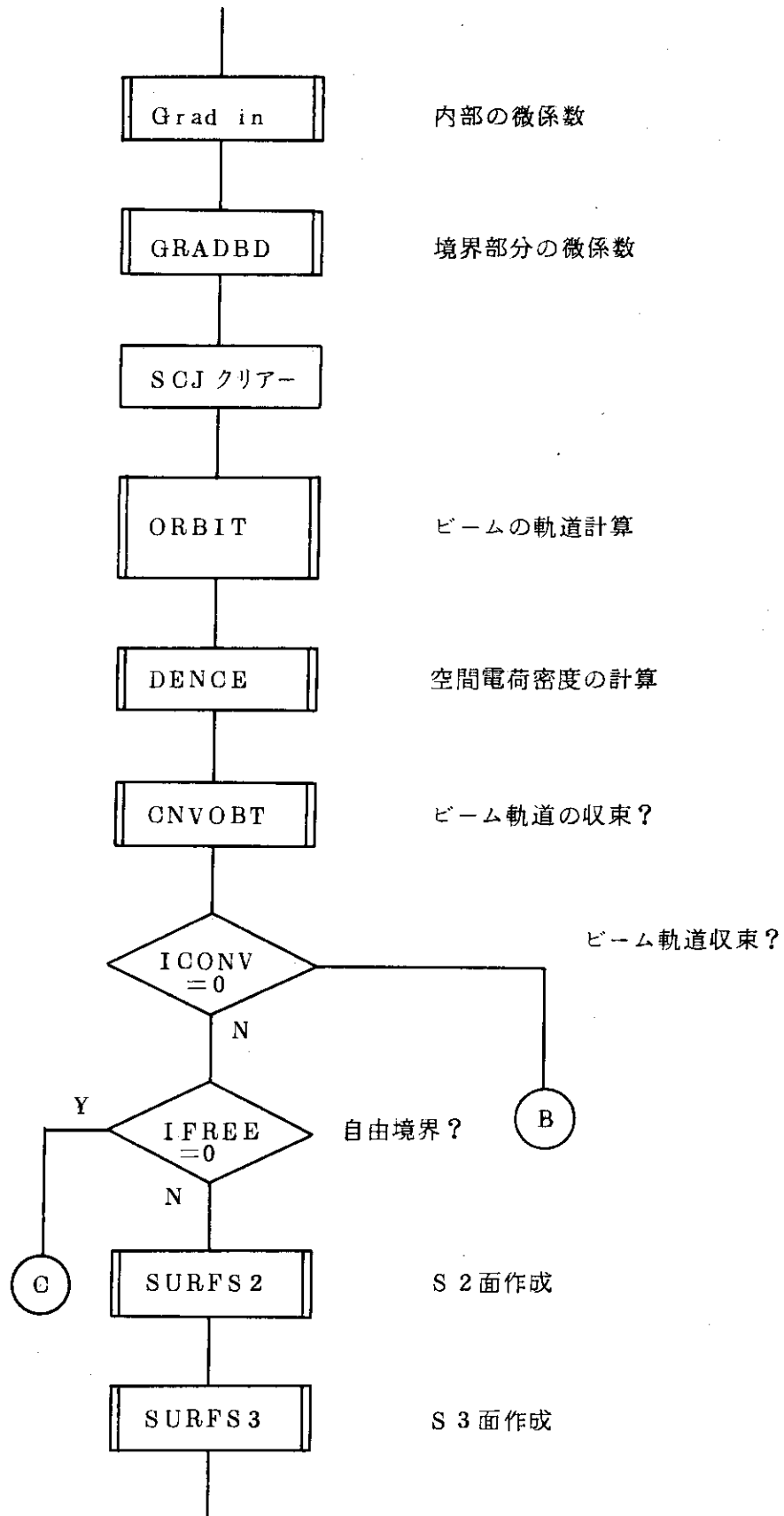
(3) プログラムフローチャート

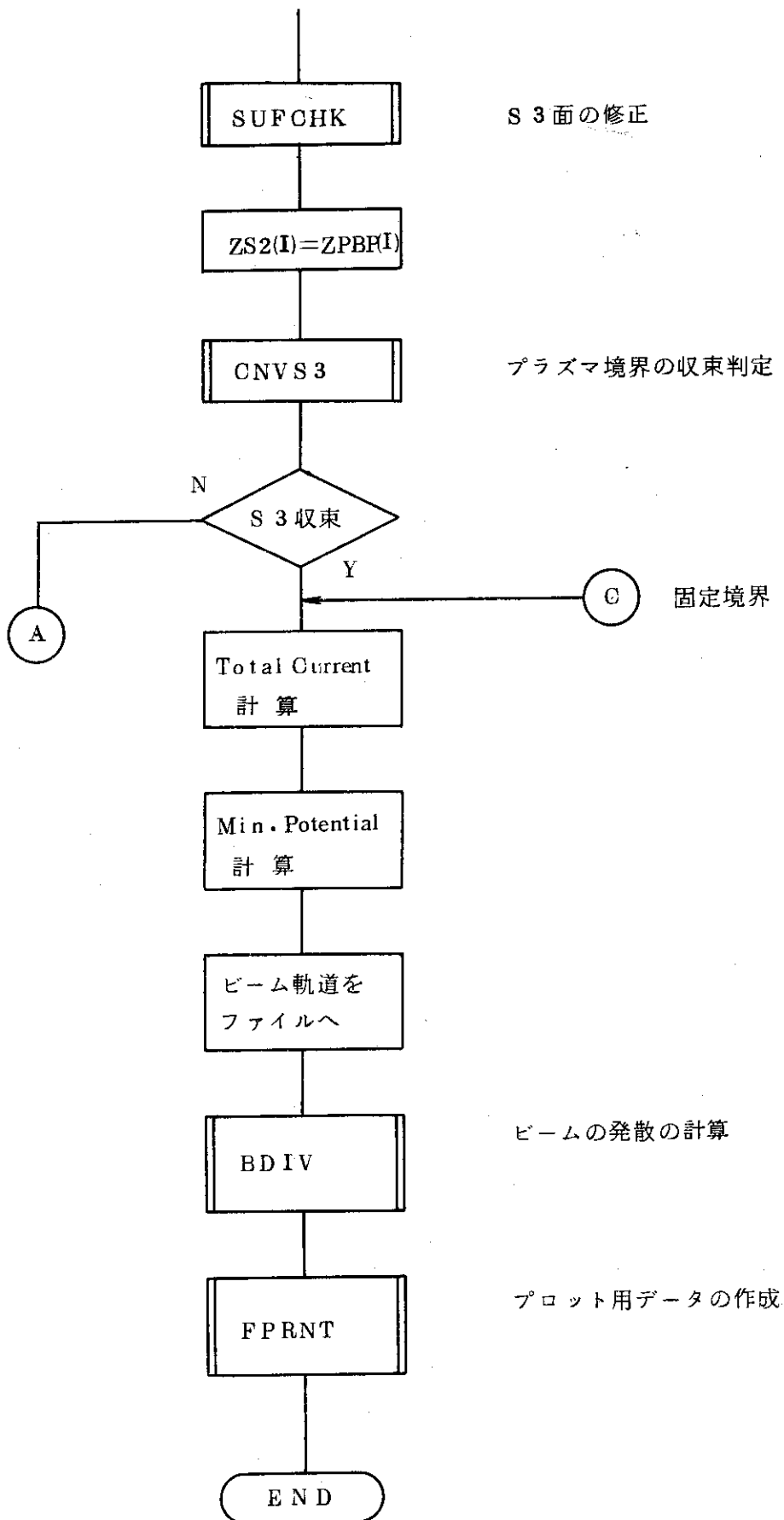














(4) インプリント形式 INPUT DATA SHEET

氏名		H 付		プログラム名		JOB NO.		カーフ色指定		PUNCH									
所属		電話		研究テーマ番号		IBJOB DECKNAME		備考		73-80									
										YES <input type="checkbox"/>									
										NO <input type="checkbox"/>									
1	2	3	4	5	6	7	8	9	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
(1)	タイトルカード	TITL(I), I=1, 20																	
		20A4																	
(2)	IFREEICORDI	ICORDI座標系 { 1: R-Z系																	
	I4	2: X-Y系																	
(3)	R1	R2	R3	R4	R5	R12	R13	R(X)軸電圧間距離											
	F10.0	F10.0	F10.0	F10.0	F10.0	F10.0	F10.0	(単位; mm)											
(4)	D1	D2	D3	D4	D5	D6													
	F10.0	F10.0	F10.0	F10.0	F10.0	D7													
(5)	D9	D10	D11	Z(Y)軸電圧間距離															
	F10.0	F10.0	F10.0	(単位; mm)															
(6)	IVCASE	VI(1)	VI(2)	VI(3)	VI(4)	VI(5)	IVCASE: 電極V1の形状,												
	I5	F10.0	F10.0	F10.0	F10.0	F10.0	V1: 1 V1: 2												
(7)	MI(I), I=1, NBP	(ビーム質量数 mp)																	
	20I4																		
(8)	NE(I), I=1, NBP	(ビーム荷電数 e)																	
	20I4																		
(9)	CJ(I), I=1, NBP	(電流密度 Jc: 単位 mA/cm <sup>2</sup> )																	
	8F10.0																		
(10)	THETA(I), I=1, NBP	(ビーム放出角 θc: 単位 deg)																	
	16F50																		

\*71-73 DATAID: 76-80 SEQUENTIAL NUMBER

共通E 173



## (5) 変数リスト

MD	ファイル基盤
M4	"
M6	"
NBP	=NPJP=20      ビーム放出点の数
NVI	=5              電極の数
NBEAM	=60             ビーム本数
ES	=0.8854185 E-11
MAXOBT	ビーム軌道の最大許容点数
EVJL	=1.60210E-19
DIST(I)	S2面とS3面とのキヨリ
NSUF	面に関するイタレーションの回数
NOBI	ビーム          "
BC1	ポアソンの方程式をSOR法で解くための係数
BC2	
BC3	
BC4	
BC5	
BC6	
BC7	
VI(I)	電極の電圧
F(I, J)	(I, J)メッシュのポテンシャル $\phi_{IJ}$
XLO(I, J)	"              空間電荷密度
DFDR(I, J)	$(\partial\phi/\partial R)_{IJ}$
DFDZ(I, J)	$(\partial\phi/\partial Z)_{IJ}$
DFDRR(I, J)	$(\partial^2\phi/\partial R^2)_{IJ}$
DFDRZ(I, J)	$(\partial^2\phi/\partial R \cdot \partial Z)_{IJ}$
DFDZZ(I, J)	$(\partial^2\phi/\partial Z^2)_{IJ}$
NBEAM	BEAMの本数
EC(I)	=NE(I) e      ビームの電荷
XM(I)	=MI(I) mp     "      質量
VO(I)	初速度

VRO	R 方向初速度
VZO	Z "
IBAD (I)	} =0 ビームが領域右端までとどいている IBAD 面ごと =1 " 電極に当たっている IBAD <sup>2</sup> 2 毎回
IBAD2 (I)	
NMP (I)	ゼロポテンシャル面通過の軌道No
TE (I)	Total Energy
ROBT (I)	ビームの R 座標
ZOBT (I)	" Z "
IPASS	ビームが通過したメッシュNo R 方向
JPASS	" " Z "
M	ビームがあるメッシュ境界 R 方向
N	" " Z 方向
CRR	ビームの R 方向の位置
CRZ	" Z "
CRL	移動キヨリ
ROLD	ビームの一つ前の位置 R 方向
ZOLD	" " Z "
R	ビームの現在の位置
Z	" " "
CA2	} 境界面でのビーム 放出方向を示す直線 の係数
CB2	
CC2	
ION	ビームが R 方向メッシュ境界にある = 1
JON	" Z " " = 1
BB (i)	$\delta t$ に関する 3 次方程式の係数 ( R 方向 )
CC (I)	" " ( Z 方向 )
RCNVN	領域右端でのビームの R 座標
ZCNVN	" " Z "
VRMP	ビームのゼロポテンシャル面通過時の R 方向速度
VZMP	" " Z "
RMP	" " R 座標
ZMP	" " Z "

RO(I)	I 番目メッシュの中心 ( R 方向 )
ZO(I)	" ( Z " )
DR(I)	" から F の境界までのキヨリ
DZ(I)	" 左 "
A1(I, J)	( I, J )メッシュでの MIN ( 左側メッシュの中心までのキヨリ, プラズマ境界面までのキヨリ )
A2(I, J)	" MIN ( 下 " )
A3(I, J)	" MIN ( 右 " )
A4(I, J)	" MIN ( 上 " )
IPS(I, J)	=0 ( I, J )メッシュをビームが通ることが可 =1 " " 不可
NRMAX	R 方向メッシュ数
NZMAX	Z "
NRIMAX	R 方向メッシュ群の数
NZIMAX	Z "
RPBP(I)	プラズマ境界面をあたえる点の R 座標 ( S 1 面 )
ZPBP(I)	" Z " ( " )
TPL	プラズマ境界面の長さ
KPP(I)	ビーム放出点に乗っている線分の番号
PL(I)	プラズマ境界点 I, I+1 番目の長さ
NPBP	放出点の数
RPJP( )	方出点の R 座標
ZPJP( )	" Z "
IPB(I)	I 番目放出点に乗っている R 方向メッシュ No
JPB(I)	" Z "
ZS2( )	S 2 面をあたえる点の Z 座標
ZS3( )	S 3 "
TOTI	Total Current



## (6) 異常時の取扱の説明

◎ 出力リストの最後の部分に数字(4ケタ)およびSTATEMENTが出力される。

## 1. ERROR PLASMA SURFACE F(I, J)

9998

プラズマ面のあたえ方が不適當な場合

## 2. PLASMA BOUNDARY ERROR

(CB2=0.0) BEAM No=L

9999

L番目のプラズマの放出方向が不適當

## 3. BOUNDARY POINT ERROR

995

プラズマ境界面をあたえる点のZ(X)座標が負になる。

## 4. STOP 1

電極のR座標のデータエラー

## 5. 計 算 例

Fig. 9～13にテストランの結果の一部を示す。まず、Fig. 9はビーム放出面での電流密度 $J$ を $200\text{mA}/\text{cm}^2$ から $450\text{mA}/\text{cm}^2$ まで順次大きくしていった場合のビーム軌道の変化を示している。電流密度の増大とともに、ビーム放出面は前進し、ある最適な境界面を与える電流密度でビームの発散は最も小さくなることがわかる。Fig. 10は、電極孔内壁との間のシースの影響を考慮するため、計算するビームの本数を60本から51本にかえた時のビーム軌道を示している。Fig. 11は、ソースプラズマのイオン温度 $T_i \neq 0$ の場合と $T_i = 0$ の場合を比較したものであり、イオン温度を考慮することにより発散が増大していることがわかる。Fig. 12は、ソースプラズマ側の正電極の形状をかえた場合(Case 1とCase 2)を比較したものである。Fig. 13は、円形孔からのビームの引出しとスリットからのビームの引出しを比較したものであり、スリットの方が電極孔への電界の浸み込みが大きいことを表わしている。

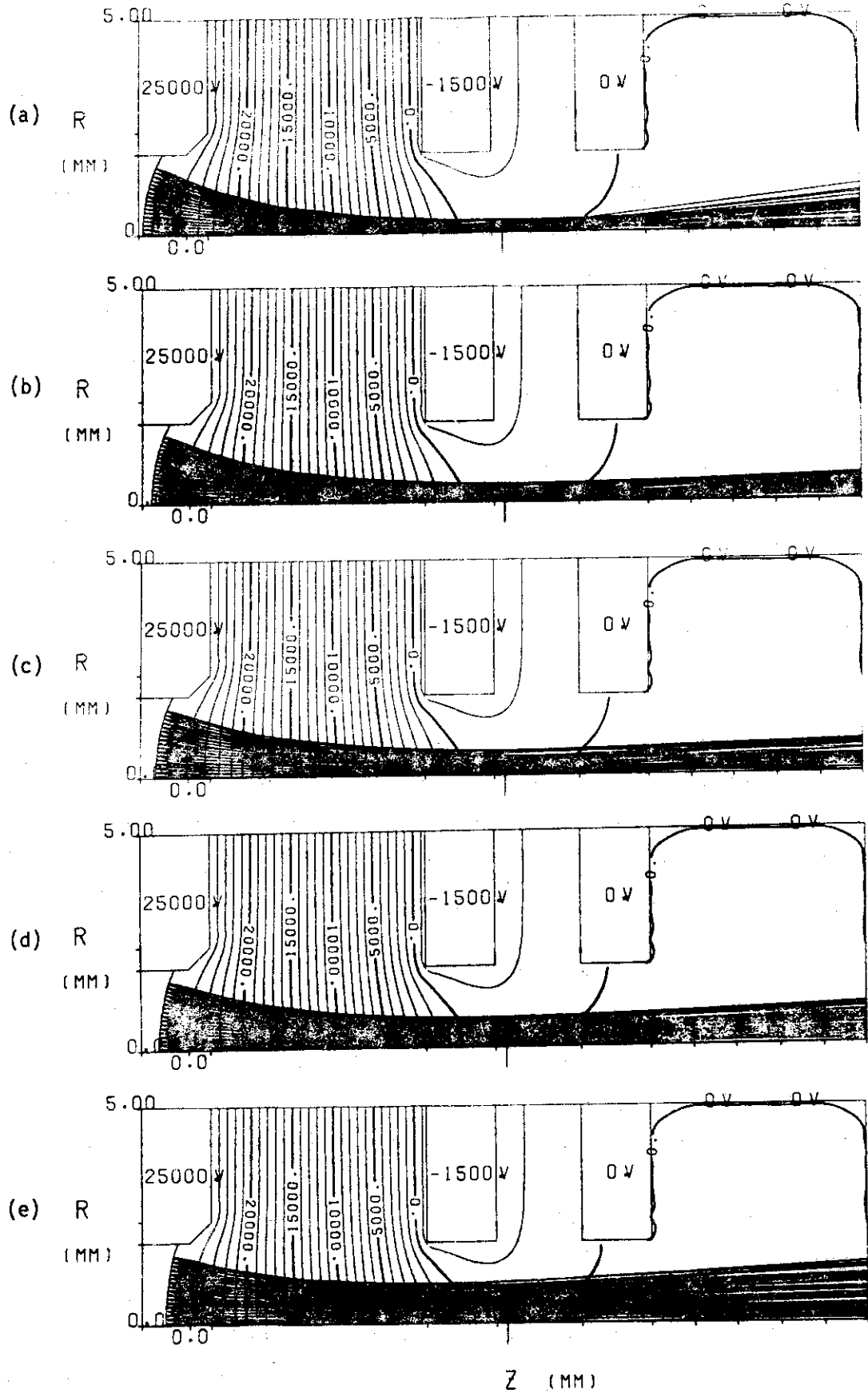
## 6. お わ り に

本計算コードの有効性は、最終的には計算結果と実験結果を比較することにより調べる必要がある。又、実験結果とよく一致するような計算上のパラメータ、例えば電子温度、イオン温度、壁との間のシースの厚さ等を見つけ出すことが必要である。しかし、ここではコードの計算モデルやコードの概要を述べるにとどめ、実験との比較についての結果は別の機会に譲る。

本計算コードの具体的なプログラミングは、富士通ファコム株式会社の藤江文治氏及び富士通株式会社の小川真一氏による。又、計算のモデル等に関し有益な議論をして頂いた加熱工学研究室の菅原亨氏をはじめとする諸氏に対して感謝するとともに、終始激励して頂いた白形弘文加熱工学研究室長及び森茂核融合部部長に感謝いたします。

## 参 考 文 献

- (1) S. A. Self : Rhys. Fluids. 6, 1762 (1963)
- (2) William S. Cooper, Klaus. Halbach, & Steven B. Magyary : "Proc. 2nd Symposium on Ion Sources and Formation of Ion Beams, p. II-1-1, Berkley (1974)
- (3) E. F. Jaeger and J. C. Whitson : ORNL/TM-4990, Oak Ridge (August 1975)
- (4) D. G. Bate : Culham Laboratory Report, CLM-R53 (1966)
- (5) J. L. Harrison : J. Appl. Phys. 39, 3827 (1968)
- (6) J. R. Coupland, T. S. Green, D. P. Hammond, A. C. Riviere : Culham Laboratory Report, CLM-P312 (1972)
- (7) J. R. Hechtel : IRE Trans. Electron Dev, ED-9, 62 (1962)



16.80

Fig 9. 粒子放出面での電流密度を変えた場合のビーム軌道及び粒子放出面の位置の変化。(a)  $200\text{mA/cm}^2$  (b)  $250\text{mA/cm}^2$  (c)  $310\text{mA/cm}^2$  (d)  $350\text{mA/cm}^2$  (e)  $450\text{mA/cm}^2$  である。

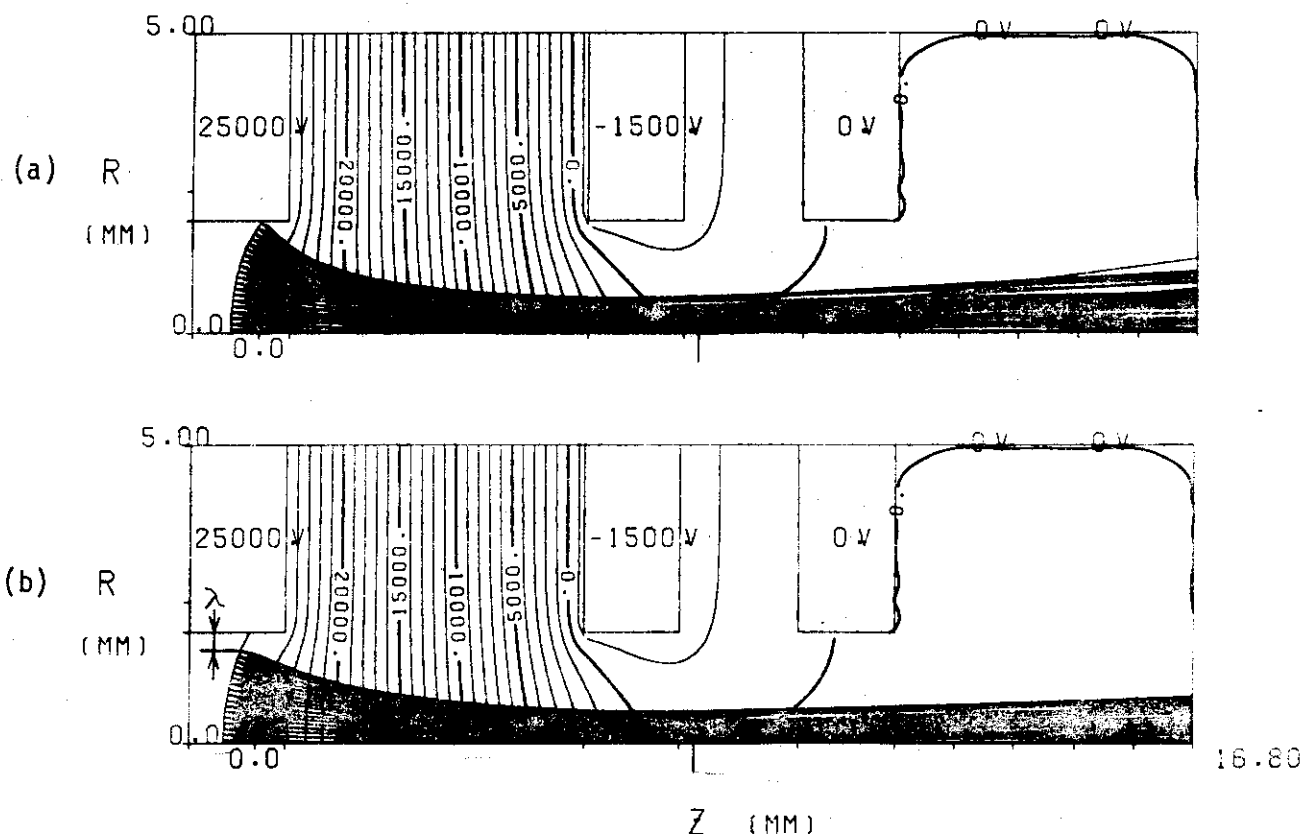


Fig 10. 壁との間のシースの厚さ $\lambda$ を考慮しない場合(a)と考慮した場合(b)。

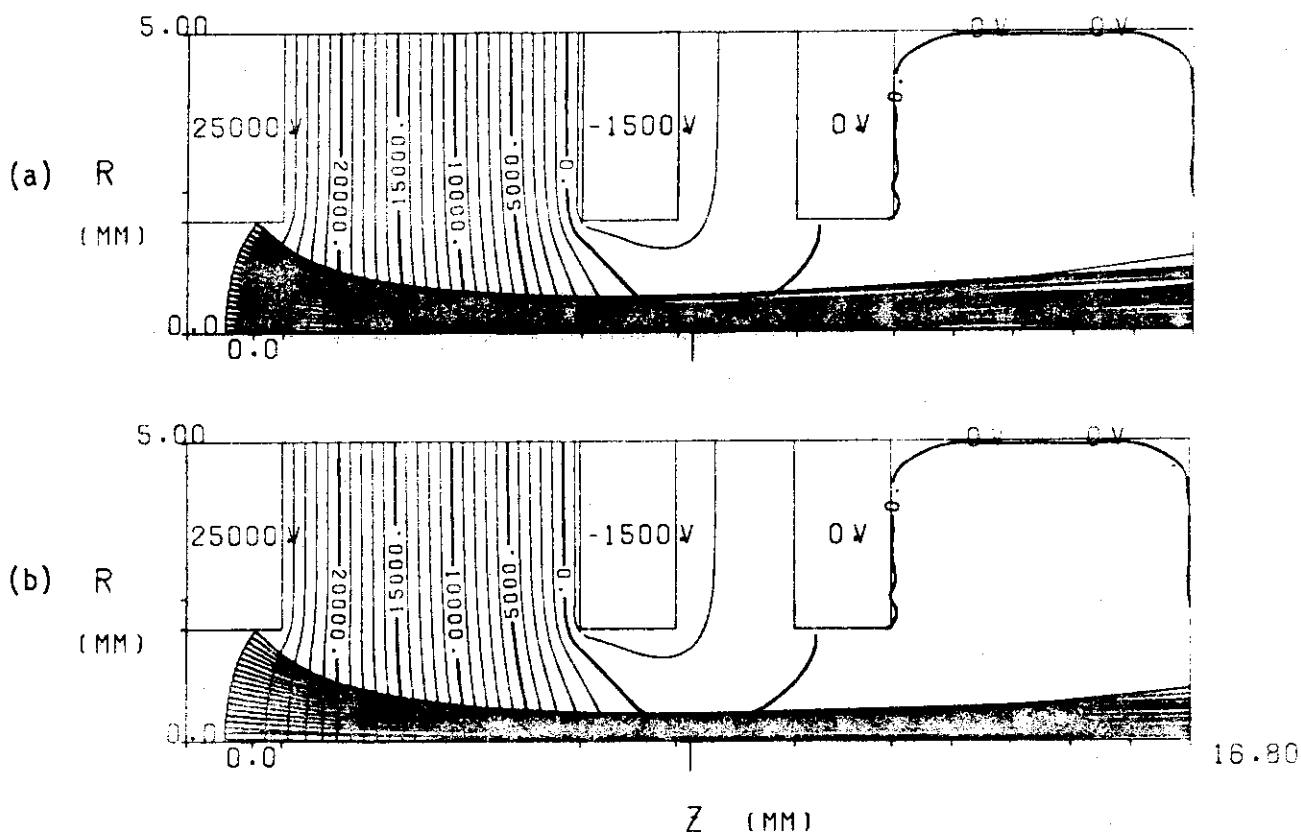


Fig 11. イオン温度を考慮した場合(a)としない場合(b)。

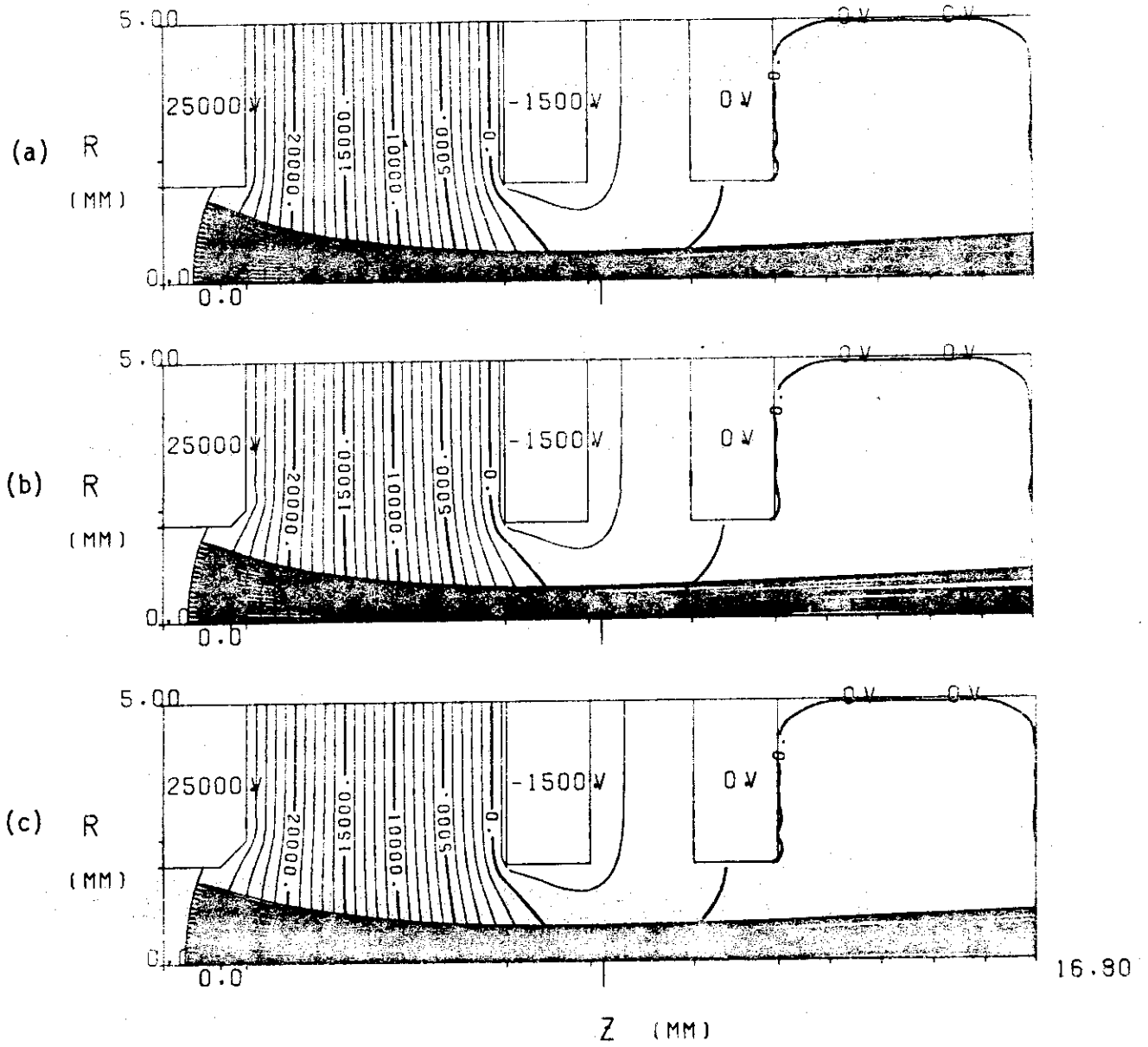
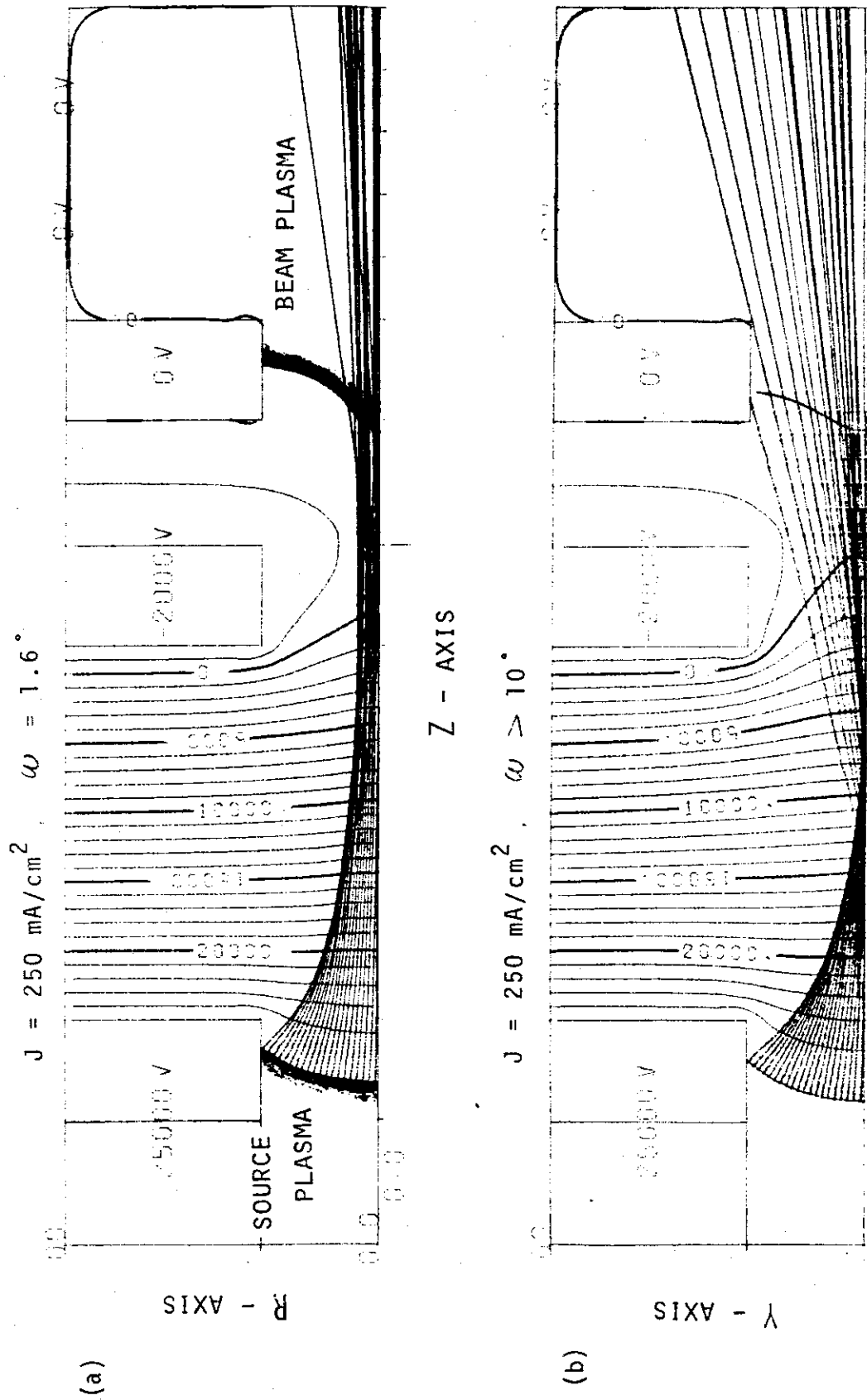


Fig 12. 正電極の形状をかえてビームを形成する場合。



X - AXIS

Fig 13. 円形孔(a)とスリット(b)の場合のビーム軌道の変化を比較したもので、他のパラメータはすべて同じである。