

JAERI-M

6777

モンテカルロ法による
トーラスプラズマ中の中性粒子輸送解析

1976年11月

井上修二・鈴木忠和・田次邑吉・中原康明

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.

モンテカルロ法によるトーラスプラズマ
中の中性粒子輸送解析*

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部
井上修二・鈴木忠和・田次邑吉・中原康明
(1976年10月13日受理)

プラズマは定常状態にあると仮定して、中性子輸送との類推によりプラズマ境界上の等方またはビーム状源からの中性粒子のプラズマ中の輸送問題をモンテカルロ法で解析するために、トーラス幾何形状での輸送を処理するルーチン(TORUS GEOM)を開発し、これを中性子輸送解析モンテカルロコードMORSEに組みこんだ。トーラス形状内の飛行程の処理法について詳述するとともに計算コードの使用法を解説する。

計算例として、等方源及びビーム状源の場合について、プラズマ中の中性粒子及びもれ出た中性粒子のエネルギー分布やプラズマ中の中性粒子空間分布等を計算し、それらの結果についてトーラス形状との関連における考察を行っている。また円柱近似の精度と適用性の検討も行われている。

(*) この研究は原子炉工学部内に設けられたモンテカルロコード開発整備ワーキンググループ(リーダー・弘田実弥, 幹事・朝岡卓見)での作業の一環として行われたものである。

Monte Carlo Analysis of the Neutral Particle
Transport in Torus Plasma*

Shuji INOUE, Tadakazu SUZUKI, Yukichi TAJI and Yasuaki NAKAHARA

Division of Reactor Engineering, Tokai, JAERI

(Received October 13, 1976)

In applying Monte Carlo method to analysis of the transport in torus plasma of neutral particles emitted from an isotropic source on the plasma surface or injected from a beam source, the analogy between neutron and neutral transport is utilized assuming that the plasma remains in steady state. The routine TORUS GEOM developed which deals with the transport in the torus geometry is incorporated in the neutron and gamma-ray transport Monte Carlo code MORSE. A method of sampling of the flight path in the torus geometry is described, and it is explained how to use the computer code.

As examples, the energy distributions of neutral particles in and leaked from the plasma column and the spatial distribution in the plasma are calculated for both isotropic and beam sources. The results are described in relation of the torus geometry. In addition, the examination is carried out on the accuracy and applicability of the cylindrical approximation.

(*) The present work has been performed as a part of the research program of the Monte Carlo code working group (leader; J. HIROTA, secretary; T. ASAOKA) organized in the Division of Reactor Engineering.

目 次

1. 緒 言	1
2. 中性粒子輸送方程式	2
3. トーラス体系におけるモンテカルロ計算法	4
4. 反応断面積	9
5. 幾何形状入力形式	9
6. 計算例題	10
6.1 2群多領域問題	10
6.2 多群多領域問題	14
7. 結 言	17
参考文献	18
付録1. MORSE入力形式	19
付録2. インプット例	25

Contents

1. Introduction	1
2. Neutral particle transport equation	2
3. Monte carlo strategy in torus geometry	4
4. Reaction cross sections	9
5. Geometry input form	9
6. Computational examples	10
6.1 Two-group and multi-region problem	10
6.2 Multi-group and multi-region problem	14
7. Conclusions	17
References	18
Appendix 1. Input form of MORSE	19
Appendix 2. Example of input data setup	25

1 緒 言

トーラス体系における中性粒子の輸送解析は、トカマク装置における加熱のための中性粒子打込みや不純物原子の挙動、およびプラズマ診断のための漏洩中性粒子の測定を解析するのに重要な課題である。しかし、トーラスのような高次の幾何形状において精確に輸送方程式を解く方法としては、トーラス座標座に差分法の定式化はあるが複雑で実際に数値解を求めた例はなく、モンテカルロ法の他に良い手段が知られていないと言ってよい。ここではトーラス形状における輸送を処理する計算ルーチン“TORUS GEOM”を開発し、中性子やガンマ線の輸送解析のためのモンテカルロ計算コード“MORSE”⁽¹⁾⁽²⁾に組み込んだ。中性粒子に対する媒質、すなわちプラズマは中性粒子の打ち込みや漏れにより時間的な変化を受けず、すでに平衡あるいは定常にあると仮定した。

このようにプラズマを変化しない媒質と仮定すれば、中性粒子にとって荷電交換反応やイオン化反応は、それぞれエネルギー遷移断面積や吸収断面積に対応させることができる。このようにして線型輸送方程式を解くことは S_N コードANISNにより次元(円柱)近似で行われているが⁽³⁾、中性粒子の平均自由行程長がトーラスの主半径と同程度あるいはそれ以上である場合には、トーラスの効果は顕著に現われ、良い近似とならないことが本報でも示される。また、トーラス形状中の中性粒子輸送のモンテカルロ法による解析はParsons & Medleyによって報告されているが⁽⁴⁾、ここでは一定の飛行程毎に衝突を判定する方法が用いられているため、計算が煩雑で時間も長くかかる。彼らの計算の詳細については判然としない点も多く、計算コードは公開されていない。

我々のトーラス形状の扱いでは、トーラス殻中の任意の点である方向を選択すると、その方向に飛行した場合に殻壁と交叉するであろう点の全てがあらかじめ計算されてしまう。従って、どのような飛行程に対しても簡単な判定により粒子の位置と領域を決定し得るという特徴がある。また我々のコードでは (r, θ) 分布(r は小半径方向の位置)も計算できる。

計算例題として、プラズマ境界上に等方中性粒子源がある場合については、中性粒子のエネルギーを2群にした場合と多群とした場合を示す。次に中性粒子ビーム入射の場合について、入射方向と直接もれる割合との関係を示す。また、トーラスよりもれ出る中性粒子のエネルギー分布を直ちに内部のプラズマ・イオンのエネルギー分布と同一視することもあるが⁽⁵⁾、漏洩中性粒子のエネルギー分布はその平均自由行程長や体系の幾何形状に依存するものである。従って中性粒子計測によってプラズマ・イオンの情報を得るためには、中性粒子の輸送解析を経なければならないことを示す。

なお媒質となるプラズマの温度や密度およびその空間分布は、反応断面積ルーチンの解説で述べているように⁽⁶⁾、巨視的反應断面積の中に繰り込まれている。中性粒子の打込みによりプラズマの状態が変化する場合、反応断面積がそれに対応して変化するように扱わなければならない。これについてはプラズマの運動を記述するルーチンが必要であるが、これは残された課題の1つである。

一方、衝突毎に放出粒子にエネルギー・バイアスをかけると、計算は相当早くなるが、それでも未だ計算時間が長いこと、および誤差の判断については今後の検討が必要である。

2 中性粒子輸送方程式

プラズマ中の中性粒子の輸送問題を中性子輸送解析コードを利用して解くために、以下のような仮定をおいた。

プラズマイオンおよび電子を中性粒子輸送の媒質と考え、中性粒子としては水素原子のみを考える。プラズマの性質として、中性粒子との反応によって諸性質は不変である、という基本的仮定を置く。そのときイオン化反応は中性粒子にとって、吸収反応に対比し、荷電交換反応は散乱あるいは核分裂反応に対比する事が出来、 g をエネルギー群のインデックスとすると以下のように書ける。

イオン化反応（吸収反応）：



荷電交換反応（散乱あるいは分裂反応）：



これらによって中性粒子の輸送を、中性子輸送との類似から中性子輸送の計算手法を用いて解析する。エネルギーについてグループ化した中性子輸送方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) + \vec{\Omega} \cdot \nabla \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) + \Sigma_t^g(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) \\ = S_g(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) + \sum_{g' \neq g} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \Sigma_s^{g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \phi_{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}', t) \end{aligned} \quad (24)$$

と書ける。(24)式の記号は一般的定義に従っている。

定常問題、すなわち、定常な外部源により中性粒子は定常分布をしている場合を考えるので、

$$\frac{\partial}{\partial t} \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) = 0 \quad (25)$$

となる。MORSEで対象とする積分型輸送方程式は次のものである⁽¹⁾

(a) 積分型粒子束密度

$$\begin{aligned} \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_0^\infty dR e^{-\beta_g(\vec{r}, R, \vec{\Omega})} [S_g(\vec{r} - R\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) + \\ + \sum_{g' \neq g} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \Sigma_s^{g' \rightarrow g}(\vec{r} - R\vec{\Omega}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \phi_{g'}(\vec{r}', \vec{\Omega}')] \end{aligned} \quad (26)$$

(b) 積分型衝突事象密度

$$\phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \equiv \Sigma_t^g(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) : \text{衝突事象密度} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_0^\infty dR \Sigma_t^g(\vec{r}) e^{-\beta_g(\vec{r}, R, \vec{\Omega})} [S_g(\vec{r} - R\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \\ + \sum_{g' \neq g} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \frac{\Sigma_s^{g' \rightarrow g}(\vec{r} - R\vec{\Omega}, \vec{\Omega}')}{\Sigma_t^{g'}(\vec{r}')} \phi_{g'}(\vec{r}', \vec{\Omega}')] \end{aligned} \quad (28)$$

(c) 積分型生成粒子密度

$$\chi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \equiv S_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \sum_{g'} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \Sigma_{g \rightarrow g'}^{g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \phi_{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}') \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \chi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = & S_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \sum_{g'} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \frac{\Sigma_{g \rightarrow g'}^{g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})}{\Sigma_{g'}^g(\vec{r})} \frac{\Sigma_{g'}^g(\vec{r})}{\Sigma_{g'}^{g'}(\vec{r})} \\ & \times \int_0^\infty dR \Sigma_{g'}^g(\vec{r}) e^{-\beta_{g'}(\vec{r}, R, \vec{\Omega}')} \chi_{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}') \end{aligned} \quad (210)$$

ここで $g=1$ はエネルギーの最も高いグループを示し、 β は光学的厚さで

$$\beta_g(\vec{r}, R, \vec{\Omega}) \equiv \int_0^\infty \Sigma_{g'}^g(\vec{r} - R'\vec{\Omega}) dR' \quad (211)$$

と定義される。

積分型生成粒子密度の方程式は、2つの積分作用素

$$T_g(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_0^\infty dR \Sigma_{g'}^g(\vec{r}) e^{-\beta_g(\vec{r}, R, \vec{\Omega})}, \quad (212)$$

$$C_{g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) = \sum_{g'} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \frac{\Sigma_{g \rightarrow g'}^{g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})}{\Sigma_{g'}^g(\vec{r})} \frac{\Sigma_{g'}^g(\vec{r})}{\Sigma_{g'}^{g'}(\vec{r})} \quad (213)$$

によって確率過程の取り扱いに便利な次の形で書ける。

$$\chi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = S_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + C_{g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) T_{g'}(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{\Omega}') \chi_{g'}(\vec{r}', \vec{\Omega}') \quad (214)$$

同様に積分型衝突事象密度の方程式は、

$$\phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = S_g^c(\vec{r}, \vec{\Omega}) + T_g(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{\Omega}) C_{g' \rightarrow g}(\vec{r}', \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \phi_{g'}(\vec{r}', \vec{\Omega}') \quad (215)$$

と書ける。但し、 S_g^c は第一回衝突粒子源である。

$$S_g^c(\vec{r}, \vec{\Omega}) = T_g(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{\Omega}) S_g(\vec{r}', \vec{\Omega}') \quad (216)$$

確率過程としては $\chi_g^n(\vec{r}, \vec{\Omega})$ を n 番目の衝突から生ずる粒子の生成粒子密度と考えれば、

$$\chi_g^n(\vec{r}, \vec{\Omega}) = C_{g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) T_{g'}(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{\Omega}') \chi_{g'}^{n-1}(\vec{r}', \vec{\Omega}') \quad (217)$$

$$\chi_g^0(\vec{r}, \vec{\Omega}) = S_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (218)$$

で表わされるので、 $\chi_g = \sum_{n=0}^\infty \chi_g^n$ として求められる。即ち

$$\chi = \{ I + CT + (CT)^2 + \dots \} S$$

$$\chi = S + CT \chi$$

となり、(210)式に還元される。

確率過程をモンテカルロ法で解析する手順は以下の通りである。

- (1) 粒子が $S_g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ の確率分布関数から選ばれて、 $g_0, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0$ が決まる。
- (2) 飛行距離 R が分布 $\Sigma_{g'}^g(\vec{r}) e^{-\beta_{g'}(\vec{r}, R, \vec{\Omega}_0)}$ から選ばれて第一回衝突の位置 \vec{r}_1 が決まる。
- (3) 衝突した粒子は全部散乱させるかわりに散乱確率 $\Sigma_{g_1}^{g_0}(\vec{r}) / \Sigma_{g_1}^{g_0}(\vec{r})$ を荷重として付加する。
- (4) 散乱の方法は分布 $\int_{4\pi} d\vec{\Omega} \Sigma_{g_1}^{g_0 \rightarrow g_1}(\vec{r}_1, \vec{\Omega}_0 \rightarrow \vec{\Omega}) / \Sigma_{g_1}^{g_0}(\vec{r}_1)$ から散乱後の群 g_1 が決まり、分布 $\Sigma_{g_1}^{g_0 \rightarrow g_1}(\vec{r}_1, \vec{\Omega}_0 \rightarrow \vec{\Omega}) / \Sigma_{g_1}^{g_0 \rightarrow g_1}(\vec{r}_1)$ から散乱後の方向 $\vec{\Omega}_1$ が決まる。

この過程より $\chi_g^n(\vec{r}, \vec{\Omega})$ の分布が得られ、それらの総和としての $\chi_g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ の分布がえられる。

積分型衝突事象密度は、

$$\phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = T_g(\vec{r} \rightarrow \vec{r}, \vec{\Omega}) \chi_g(\vec{r}; \vec{\Omega})$$

すなわち χ_g の分布を次の衝突点まで移したものと計算される。又、積分型粒子束密度は、

$$\phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) / \Sigma_t^g(\vec{r})$$

から同様に計算できる。

3 トーラス体系におけるモンテカルロ計算法

MORSEコードで扱われている領域形状は2次曲面(平板, 円柱, 球)である。トーラスは4次曲面となり, その2次曲面近似(GENERAL GEOMで入力可能)はかえって複雑となり, 多量の入力カードを必要とすることと, 計算が煩雑になるため, トーラス形状による解析が必要である。ここではトーラス状領域に対する自由行路長の計算と, 源粒子発生計算の仕方を示す。

トーラス主半径を R , 小半径を a とする時, トーラス面の方程式は Fig 3.1 より次のように書ける。

$$(\sqrt{x^2 + y^2} - R)^2 + z^2 = a^2 \tag{3.1}$$

これはベクトル $\mathbf{x} = (x, y, z)$ によって次のように書ける。

$$f(\mathbf{x}; a, R) = (\mathbf{x}^2 - a^2 - R^2)^2 - 4R^2(a^2 - z^2) = 0 \tag{3.2}$$

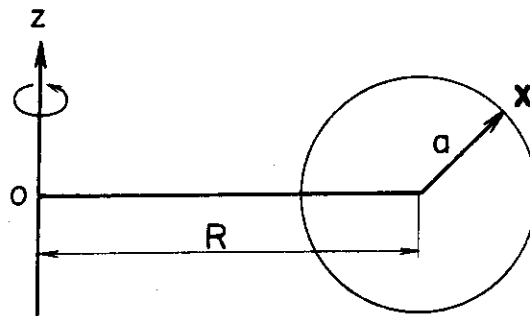


Fig. 3.1 Vertical section of torus

3.1 トーラス境界までの距離

点 $\mathbf{x}_1 = (x_1, y_1, z_1)$ から, 方向 $\mathbf{u} = (u, v, w)$ に飛ぶ粒子がトーラス境界に達するまでに飛ぶ距離は, 連立方程式

$$\text{トーラス面 } T(a, R) : f(\mathbf{x}; a, R) = 0, \tag{3.3}$$

$$\text{半直線} : \mathbf{x} = \mathbf{x}_1 + \rho \mathbf{u}, \rho > 0. \tag{3.4}$$

の根 ρ として計算される。計算の便宜上新しい距離 ξ と起点 \mathbf{x}_0 を導入して

$$\begin{cases} \mathbf{x}_0 = \mathbf{x}_1 - u(\mathbf{x}_1, \mathbf{u}), \\ \xi = \rho + (\mathbf{x}_1, \mathbf{u}), \xi > (\mathbf{x}_1, \mathbf{u}) \end{cases} \tag{3.5}$$

$$\tag{3.6}$$

積分型衝突事象密度は、

$$\phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = T_g(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{\Omega}) \chi_g(\vec{r}', \vec{\Omega})$$

すなわち χ_g の分布を次の衝突点まで移したものと計算される。又、積分型粒子束密度は、

$$\phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) / \Sigma_t^g(\vec{r})$$

から同様に計算できる。

3 トーラス体系におけるモンテカルロ計算法

MORSEコードで扱われている領域形状は2次曲面(平板, 円柱, 球)である。トーラスは4次曲面となり, その2次曲面近似(GENERAL GEOMで入力可能)はかえって複雑となり, 多量の入力カードを必要とすることと, 計算が煩雑になるため, トーラス形状による解析が必要である。ここではトーラス状領域に対する自由行路長の計算と, 源粒子発生計算の仕方を示す。

トーラス主半径を R , 小半径を a とする時, トーラス面の方程式は Fig 3.1 より次のように書ける。

$$(\sqrt{x^2 + y^2} - R)^2 + z^2 = a^2 \tag{3.1}$$

これはベクトル $\mathbf{x} = (x, y, z)$ によって次のように書ける。

$$f(\mathbf{x}; a, R) = (\mathbf{x}^2 - a^2 - R^2)^2 - 4R^2(a^2 - z^2) = 0 \tag{3.2}$$

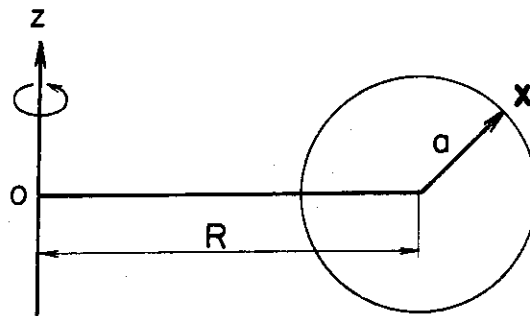


Fig. 3.1 Vertical section of torus

3.1 トーラス境界までの距離

点 $\mathbf{x}_1 = (x_1, y_1, z_1)$ から, 方向 $\mathbf{u} = (u, v, w)$ に飛ぶ粒子がトーラス境界に達するまでに飛ぶ距離は, 連立方程式

$$\text{トーラス面 } T(a, R) : f(\mathbf{x}; a, R) = 0, \tag{3.3}$$

$$\text{半直線} : \mathbf{x} = \mathbf{x}_1 + \rho \mathbf{u}, \rho > 0. \tag{3.4}$$

の根 ρ として計算される。計算の便宜上新しい距離 ξ と起点 \mathbf{x}_0 を導入して

$$\begin{cases} \mathbf{x}_0 = \mathbf{x}_1 - \mathbf{u}(\mathbf{x}_1, \mathbf{u}), \\ \xi = \rho + (\mathbf{x}_1, \mathbf{u}), \xi > (\mathbf{x}_1, \mathbf{u}) \end{cases} \tag{3.5}$$

$$\tag{3.6}$$

とすれば、 $\mathbf{x}=\mathbf{x}_0+\xi \mathbf{u}$ および $\mathbf{x}^2=\mathbf{x}_0^2+\xi^2$ となる。これを式 (32) に代入すれば結局、

$$\xi^4+p \xi^2+q \xi+s=0, \quad \xi>(\mathbf{x}_1 \mathbf{u}) \quad (37)$$

$$\begin{cases} p=2\left(\mathbf{x}_0^2-a^2-R^2\right)+4 R^2 w^2 \\ q=8 R^2 w z_0 \\ s=f\left(\mathbf{x}_0 ; a, R\right) \end{cases}$$

となる。更に3次方程式

$$t^3-p t^2-4 s t+(4 p s-q^2)=0 \quad (38)$$

の1実根 t_0 を用いて、4次式 (37) の根を

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \end{pmatrix} &= \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{t_0-p} \pm \sqrt{-t_0-p-\frac{2 q}{\sqrt{t_0-p}}} \right\} \\ \begin{pmatrix} \xi_3 \\ \xi_4 \end{pmatrix} &= \frac{1}{2} \left\{ -\sqrt{t_0-p} \pm \sqrt{-t_0-p+\frac{2 q}{\sqrt{t_0-p}}} \right\} \end{aligned}$$

と解くことによって、 $\xi>(\mathbf{x}_1 \mathbf{u})$ に不適合なものまで計算する時間を節約できる。3次方程式 (38) の実根のみ計算するには、 $\kappa=\left(\frac{2 p}{3}\right)^2+\frac{4}{3} s$, $\lambda=\left(\frac{2 p}{3}\right)^3-4\left(\frac{2 p}{3}\right) s+8 q$ として、

$$t_0=\begin{cases} \left(\lambda+\sqrt{\lambda^2-\kappa^3}\right)^{1/3}+\left(\lambda-\sqrt{\lambda^2-\kappa^3}\right)^{1/3}, & \text{for } \lambda^2 \geq \kappa^3 \\ \sqrt{\kappa} \cos\left(\frac{1}{3} \cos^{-1} \frac{\lambda}{\kappa \sqrt{\kappa}}\right), & \text{for } \lambda^2 < \kappa^3 \end{cases}$$

を用いる。

3.2 自由行路長

粒子が衝突をしないで飛ぶ距離を光学距離で η とすると、 η は分布

$$P_0(\eta)=e^{-\eta} \quad (39)$$

に従って任意にえらばれる。これに対して空間距離 ρ は次式で定まる。

$$\eta=\int_0^{\rho} \Sigma_t(\mathbf{x}) d\rho, \quad \mathbf{x}=\mathbf{x}_1+\rho \mathbf{u} \quad (310)$$

トーラス領域 i をトーラス面 $T\left(r_{i-1}, R\right)$ と $T\left(r_i, R\right)$ の間の領域とし、その間の Σ_t は一定とすれば、(310)式は次のように書ける。

$$\eta=\rho_{i_1} \Sigma_t^{i_1}+\sum_{i=i_1+1}^{i_2-1}\left(\rho_i-\rho_{i-1}\right) \Sigma_t^i+\left(\rho^*-\rho_{i_2-1}\right) \Sigma_t^{i_2} \quad (311)$$

$$\left(\rho_{i_2} \geq \rho^* > \rho_{i_2-1}\right)$$

この ρ^* により、

$$\mathbf{x}_2=\mathbf{x}_1+\rho^* \mathbf{u} \quad (312)$$

として衝突点の座標がきまる。 ρ^* がトーラス外表面を越えなければとれないとき、その粒子は体系からもれたと判断する。

3.3 等方入射表面粒子源

トーラス表面から一様に等方に入射する源粒子の発生を考える。粒子源の座標は (Fig 32 を参照)

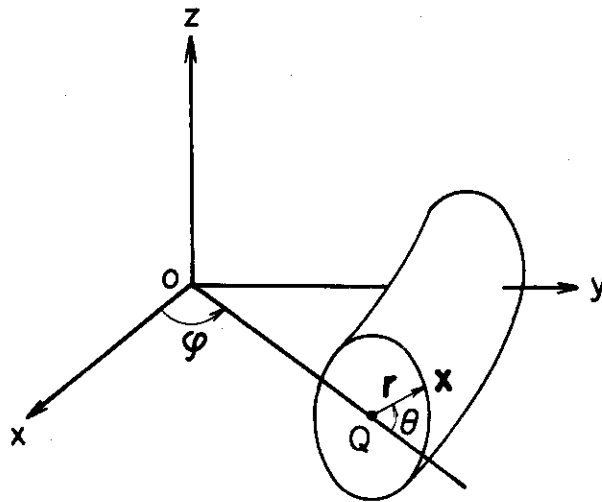


Fig. 3.2 Coordinate system in torus geometry

$$\begin{cases} x = (R + a \cos \theta) \cos \varphi \\ y = (R + a \cos \theta) \sin \varphi \\ z = a \sin \theta \end{cases} \quad (3.13)$$

で与えられる。入射方向は、等方に \mathbf{u} をとり、トーラス断面の中心 Q から見た \mathbf{x} の座標 $\mathbf{r} = a(\cos \theta \cos \varphi, \cos \theta \sin \varphi, \sin \theta)$ との内積 $(\mathbf{r} \mathbf{u})$ が負なるをもって内向きとする。 \mathbf{u} が外向きのときは $\mathbf{u}' = -\mathbf{u}$ を入射方向とする。

方向 $(\cos \theta, \sin \theta)$, $(\cos \varphi, \sin \varphi)$ および $\mathbf{u} = (u, v, w)$ の一様な発生仕方として、一様乱数 λ_1, λ_2 , あるいは λ_3 を用いて次の方法を考慮した。

- ① $\varphi = 2\pi \lambda_1$
 - ② $\mu = 2\lambda_1 - 1, \nu = 2\lambda_2 - 1$
- $$\begin{cases} \cos \varphi = \mu / \sqrt{\mu^2 + \nu^2} \\ \sin \varphi = \nu / \sqrt{\mu^2 + \nu^2} \end{cases}$$

但し $\mu^2 + \nu^2 > 1$ は棄却する。

- ③ $\begin{cases} \cos \varphi = 2\mu\nu / (\mu^2 + \nu^2) \\ \sin \varphi = (\mu^2 - \nu^2) / (\mu^2 + \nu^2) \end{cases}$

3次元方向については次の方法を考慮した。

- ④ $w = 2\lambda_1 - 1, \psi = 2\pi \lambda_2$
- $$\begin{cases} u = \sqrt{1-w^2} \cos \psi \\ v = \sqrt{1-w^2} \sin \psi \end{cases}$$
- ⑤ $u_1 = 2\lambda_1 - 1, v_1 = 2\lambda_2 - 1, w_1 = 2\lambda_3 - 1$
- $s_1^2 = u_1^2 + v_1^2 + w_1^2 \geq 1$ を棄却して、以下で求める。

$$\begin{cases} u = u_1 / s_1 \\ v = v_1 / s_1 \\ w = w_1 / s_1 \end{cases}$$

本コードでは②と⑤を用いている。

粒子源密度の一様性は、 θ, φ に関して微分面積が一定ならば成立つが、トーラスの場合は、

$$dS = a (R + a \cos \theta) d\theta d\varphi$$

と変化する。これを避けるためにはもう1つの乱数 λ を用いて、修正することができる。すなわち、

$$\lambda > (R + a \cos \theta) / (R + a) \quad (0 \leq \lambda \leq 1)$$

となるとき、この θ を棄却する。

3.4 ビーム入射粒子源

トーラス表面から x 軸に平行にビーム入射する源粒子の発生を考える。パラメータとしてビームの中心座標 (入射角度に換算できる) およびビーム半径を考える (Fig 3.3 を参照)。

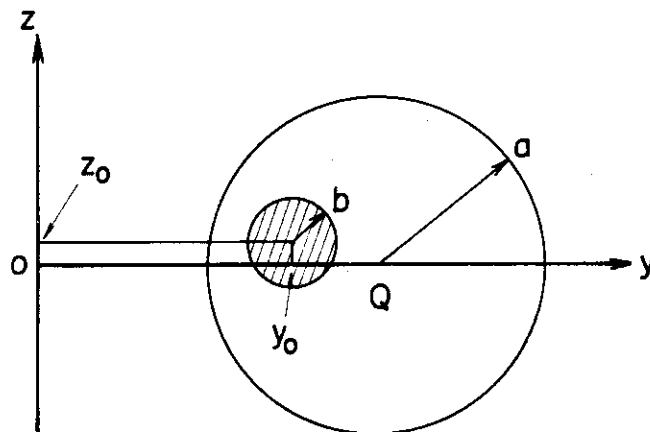


Fig. 3.3 Parameters for describing incident beam characteristics

$b = 0$ (線状) の場合、粒子源位置は一意的に決まり

$$x = \sqrt{(\sqrt{a^2 - Z_0^2} + R)^2 - Y_0^2}$$

但し (Y_0, Z_0) はビーム中心座標である。

$b > 0$ の場合は、ビーム断面の中の1点 (y, z) を決める。そのために次の2つを考え、①をとった。

① $\mu = 1 - 2\lambda_1, \nu = 1 - 2\lambda_2$ として、 $\mu^2 + \nu^2 > 1$ を棄却し、

$$\begin{cases} y = Y_0 + b\mu \\ z = Z_0 + b\nu \end{cases}$$

② $\omega = 2\pi\lambda_1, r_b = b\sqrt{\lambda_2}$ として

$$\begin{cases} y = r_b \cos \omega \\ z = r_b \sin \omega \end{cases}$$

粒子源の位置は線状の場合と同じ式でえられる。

$$x = \sqrt{(\sqrt{a^2 - z^2} + R)^2 - y^2}$$

3.5 領域の体積

領域 i を小半径 r_{i-1} と r_i で囲まれるトーラス・シェルとすると、体積 V_i は

$$V_i = 2\pi^2 R (r_i^2 - r_{i-1}^2)$$

となる。トーラス領域 i を更に角度 θ に関して分割する場合、 θ 領域 j ($\theta_{j-1} \leq \theta \leq \theta_j$) の体積 V_{ij} は

$$V_{ij} = 2\pi R (r_i^2 - r_{i-1}^2) (\theta_j - \theta_{j-1}) + \frac{4}{3} \pi (r_i^3 - r_{i-1}^3) (\sin \theta_j - \sin \theta_{j-1}) \quad (3.14)$$

但し、 $0 \leq \theta \leq \pi$ とし、領域 j は $z = 0$ 面に対して対称な位置のものを合併したものである。

$\Delta r_i = r_i - r_{i-1}$ 、 $\Delta \theta_j = \theta_j - \theta_{j-1}$ とおき、 $\overline{X(t_i)}$ を

$$\overline{X(t_i)} = \int_{t_{i-1}}^{t_i} X(t) dt / (t_i - t_{i-1})$$

と定義すれば、 V_{ij} は、

$$V_{ij} = 4\pi (R \overline{r_i} + \overline{r_i}^2 \overline{\cos \theta_j}) \Delta r_i \Delta \theta_j \quad (0 < \theta_j < \pi) \quad (3.15)$$

とも表わされる。

3.6 角度領域までの距離

Fig. 3.4 に示した角度領域の境界 $\theta = \theta_j$ は円錐面

$$(Z \cot \theta_j + R)^2 = (x^2 + y^2)$$

と、 $\mathbf{x} = \mathbf{x}_1 + \rho_j \mathbf{u}$ との交点のうち

$$\rho_j > 0 \text{ かつ } Z \cot \theta_j < a$$

なる ρ_j が境界 j までの距離になる。

これらは、コード化はされていない。この計算は θ 方向で媒質が異なるような場合にのみ必要となる。事象のカウント領域のみのためには、衝突点の領域判定のみでよいから、基本式としては、

$$(Z \cot \theta_j + R)^2 < x^2 + y^2 \rightarrow \theta < \theta_j$$

とすればよい。

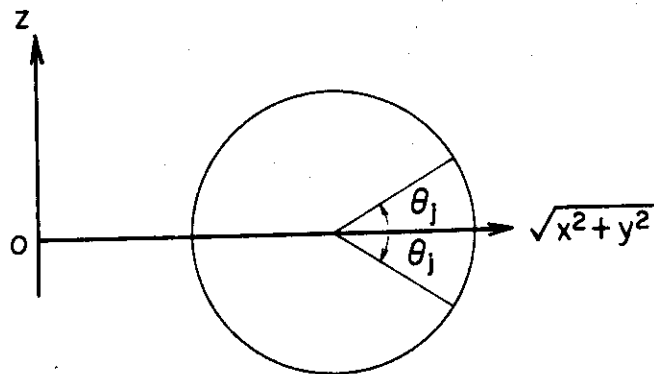


Fig. 3.4 Conical surface $\theta = \theta_j$ in torus

4 反応断面積

プラズマによる中性粒子のイオン化反応を吸収反応に対応させ、荷電交換反応をエネルギー遷移断面積に対応させることは第2章で述べた。断面積の計算法や処理法は参考文献(6)に詳しく示してあるので、ここでは基本式のみを示す。吸収断面積は次のように計算する。

$$\Sigma_j(\mathbf{r}, E) = \int_0^\infty dE' \int d\Omega' \frac{\mathbf{v} - \mathbf{v}'}{v} \sigma_j(E_r) N_j(\mathbf{r}, E', \Omega') \quad (4.1)$$

$j = 1$ はイオン, $j = 2$ は電子を示す。

$$E_r = \frac{1}{2} m_j (\mathbf{v} - \mathbf{v}')^2$$

σ_1 : イオンによるイオン化反応断面積

σ_2 : 電子によるイオン化反応断面積

エネルギー遷移断面積は次のように計算する。

$$\Sigma(\mathbf{r}; E' \rightarrow E, \Omega \cdot \Omega') = \int_E^{E+\Delta E} dE_i \int d\Omega_i \frac{\mathbf{v}_i - \mathbf{v}'}{v'} \sigma_{CX}(E_{ri}) N_i(\mathbf{r}, E_i, \Omega_i) \quad (4.2)$$

ΔE : エネルギー群の幅

σ_{CX} : 荷電交換反応断面積

$$E_{ri} = \frac{m_i}{2} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}')^2$$

N_i : プラズマ・イオン分布関数

断面積はすべて時間的に不変としている。

5 幾何形状入力形式

入力は次の各サブルーチンで行われる。

```

INPUT—SORIN (if ISOUR < 0)
|
JOMIN (called in INPUT) : Geometry データ
|
XSEC (called in INPUT) : 断面積 データ
|
READSG (called in XSEC) : "
|
JINPUT (called in XSEC) : "
|
SCORIN (called in INPUT) : 解析用 データ
|
SOINP (called in SOURCE) : 粒子源 パラメータ

```

JOMIN の入力形式

CARD GA [2E10.4, 15A4]

RAD1 : トーラス主半径 R

4 反応断面積

プラズマによる中性粒子のイオン化反応を吸収反応に対応させ、荷電交換反応をエネルギー遷移断面積に対応させることは第2章で述べた。断面積の計算法や処理法は参考文献(6)に詳しく示してあるので、ここでは基本式のみを示す。吸収断面積は次のように計算する。

$$\Sigma_j(\mathbf{r}, E) = \int_0^\infty dE' \int d\Omega' \frac{\mathbf{v} - \mathbf{v}'}{v} \sigma_j(E_r) N_j(\mathbf{r}, E', \Omega') \quad (4.1)$$

$j = 1$ はイオン, $j = 2$ は電子を示す。

$$E_r = \frac{1}{2} m_j (\mathbf{v} - \mathbf{v}')^2$$

σ_1 : イオンによるイオン化反応断面積

σ_2 : 電子によるイオン化反応断面積

エネルギー遷移断面積は次のように計算する。

$$\Sigma(\mathbf{r}; E' \rightarrow E, \Omega \cdot \Omega') = \int_E^{E+\Delta E} dE_i \int d\Omega_i \frac{\mathbf{v}_i - \mathbf{v}'}{v'} \sigma_{CX}(E_{ri}) N_i(\mathbf{r}, E_i, \Omega_i) \quad (4.2)$$

ΔE : エネルギー群の幅

σ_{CX} : 荷電交換反応断面積

$$E_{ri} = \frac{m_i}{2} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}')^2$$

N_i : プラズマ・イオン分布関数

断面積はすべて時間的に不変としている。

5 幾何形状入力形式

入力は次の各サブルーチンで行われる。

```

INPUT—SORIN (if ISOUR < 0)
|
JOMIN (called in INPUT) : Geometry データ
|
XSEC (called in INPUT) : 断面積 データ
|
READSG (called in XSEC) : "
|
JNPUT (called in XSEC) : "
|
SCORIN (called in INPUT) : 解析用 データ
|
SOINP (called in SOURCE) : 粒子源 パラメータ

```

JOMIN の入力形式

CARD GA [2E10.4, 15A4]

RAD1 : トーラス主半径 R

RAD2: トーラス小半径 a

ID(K): コメント

CARD GB [3 I 5, 5 X, 1 5 A 4]

KR: = 1, 媒質領域は小半径 a を MAXMED 等分し, 続番にする。

KK: 未使用

MAXMED: 媒質数

ID(K): コメント

CARD GC [3 I 5, 5 X, 1 5 A 4]

KR: = 1, 領域は小半径を等分する。

KK: > 0, 角度方向を K K 領域に分割する。

MAXR: 領域数

ID(K): ID(1)=@/TWO@, 角度分割点の入力をする。

CARD GD [7 E 1 0.4]: ID(1)=@/TWO@ の場合のみ

REGANG: K K ケの角度 θ_j ($0 < \theta_j \leq 180^\circ$)

JOMIN 以外については入力形式に変化はないが, データの内容に変化のあるものとして, SOINP の入力がある。

SOINP の入力形式

CARD SA [1 0 X, 3 I 5, 2 E 1 0.5, I 5]

NSORCE: = 1, トーラス表面からのビーム入射

= 9, トーラス表面からの一様等方入射

以下のデータの意味は不変

CARD SB [1 0 X, 3 F 7.4] (トーラスの場合)

XO: トーラス大半径 R

YO, ZO: ビーム中心座標 (y_0, z_0)

CARD SC [1 0 X, 6 F 7.4]

XL: トーラス小半径 a

XR: 表面源の範囲 (小半径に沿って) XL~XR

YL: ビーム半径 b

6 計 算 例 題

6.1 2 群多領域問題

20 eV のトーラスプラズマ中に表面から 3 eV の中性粒子が入射する場合の中性粒子の輸送問題をモンテカルロ法で解く。

プラズマに課す条件は,

- ① プラズマは水素イオンと電子のみを考える。
- ② 密度分布はトーラス小半径方向に二次分布する。

RAD2: トーラス小半径 a

ID(K): コメント

CARD GB [3 I 5, 5 X, 1 5 A 4]

KR: = 1, 媒質領域は小半径 a を MAXMED 等分し, 続番にする。

KK: 未使用

MAXMED: 媒質数

ID(K): コメント

CARD GC [3 I 5, 5 X, 1 5 A 4]

KR: = 1, 領域は小半径を等分する。

KK: > 0, 角度方向を K K 領域に分割する。

MAXR: 領域数

ID(K): ID(1)=@/TWO@, 角度分割点の入力をする。

CARD GD [7 E 1 0.4]: ID(1)=@/TWO@ の場合のみ

REGANG: K K ケの角度 θ_j ($0 < \theta_j \leq 180^\circ$)

JOMIN 以外については入力形式に変化はないが, データの内容に変化のあるものとして, SOINP の入力がある。

SOINP の入力形式

CARD SA [1 0 X, 3 I 5, 2 E 1 0.5, I 5]

NSORCE: = 1, トーラス表面からのビーム入射

= 9, トーラス表面からの一様等方入射

以下のデータの意味は不変

CARD SB [1 0 X, 3 F 7.4] (トーラスの場合)

XO: トーラス大半径 R

YO, ZO: ビーム中心座標 (y_0, z_0)

CARD SC [1 0 X, 6 F 7.4]

XL: トーラス小半径 a

XR: 表面源の範囲 (小半径に沿って) XL~XR

YL: ビーム半径 b

6 計 算 例 題

6.1 2 群多領域問題

20 eV のトーラスプラズマ中に表面から 3 eV の中性粒子が入射する場合の中性粒子の輸送問題をモンテカルロ法で解く。

プラズマに課す条件は,

- ① プラズマは水素イオンと電子のみを考える。
- ② 密度分布はトーラス小半径方向に二次分布する。

$$n(r) = n(0) \left[0.8 \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right) + 0.2 \right] \quad (6.1)$$

$$n(0) = 3 \times 10^{18} / \text{cm}^3$$

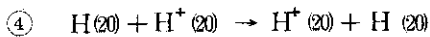
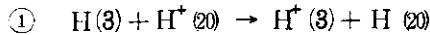
③ 温度分布は

$$T_i(r) = 20 \text{ eV} \quad (6.2)$$

$$T_e(r) = 200 \left[0.9 \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right) + 0.1 \right] \text{ eV} \quad (6.3)$$

④ 中性粒子との反応により上の条件は変わらない。

とし、中性粒子は水素原子のみとした。中性粒子のプラズマとの反応は、それぞれ括弧中に eV 単位のエネルギーを書くことにし、



を考える。①, ②, ③で生じた 3 eV のイオン $\text{H}^+(3)$ は、プラズマバックグラウンドに対して無視するので、 $\text{H}^+(3)$ と中性粒子との反応は考えない。

結局中性粒子の輸送の問題としては、①による上方散乱（又は分裂）、②, ③, ⑤, ⑥による吸収のあるトーラス媒体に対する、2群輸送方程式を解くことに帰着する。

各反応断面積の計算は別途行い、⁽⁶⁾入力データとする。

計算結果を Fig 6.1~6.2 および Table 6.1~6.2 に示す。

中性粒子密度分布は衝突数から次のようにして導かれる。中性粒子束を ϕ とすると、第 g 群、第 i 領域の衝突数は、

$$\phi_g(i) = \int_{V_i} \phi_g(\mathbf{r}) \Sigma_g(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = V_i \cdot \phi_g(i) \cdot \Sigma_g(i) \quad (6.4)$$

となる。但し、 V_i は i 領域の体積とする。従って粒子束は、

$$\phi_g(i) = \phi_g(i) / (V_i \cdot \Sigma_g(i)) \quad (6.5)$$

粒子密度は、

$$n_g(i) = \phi_g(i) / v_g \quad (v_g \propto \sqrt{E_g}) \quad (6.6)$$

として求まる。

Fig 6.1において、第1群の粒子束は3倍に拡大されている。I~IVは表面粒子源により、V~VIは0.35 cmの厚さをもつ粒子源による。粒子束の形状には本質的な差がみられないが、IからIVまで次第に粒子束は下がってくる。特にトーラス表面に近いほど顕著である。VとVIは中間領域の分布にわずかな違いがあるがよく一致しており、 $R = 1.000 \text{ cm}$ 位になると円柱近似が有効なことが分る。

Fig 6.2において入射粒子（第2群）がもれる割合は、アスペクト比に大きく依存していることが分る。 $R = 1.000 \text{ cm}$ をほぼ円柱の場合と同じとすると、 $R = 5.0 \text{ cm}$ のトーラスに対して円柱近似を用いた場合、65%も漏れを大きくする。 $R = 8.0 \text{ cm}$ では43%過大評価する。

200 cm であろうやく 13% ぐらいになる。また、図において第 1 群のもれ率が反対の傾向を示しているのは、第 2 群の粒子のもれが大きいと、荷電交換して第 2 群になる粒子が少なくなるためであり、第 2 群だけで考えればわずかながら同様の傾向を示す。その程度は $R=50$ cm に対して 2% の過大評価になるにすぎない。これらは Table 6.2 よりわかる。

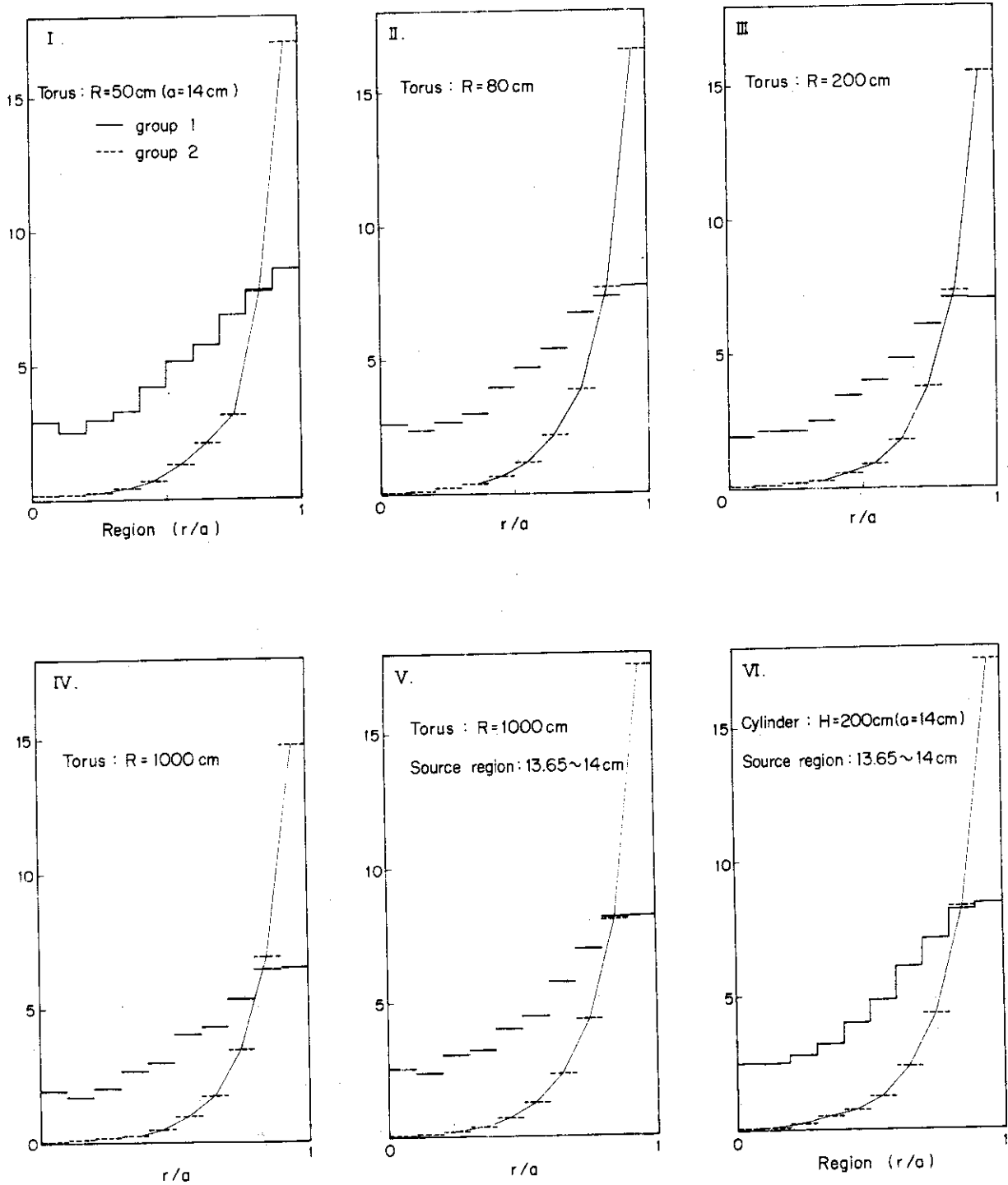


Fig. 6.1 Spatial distributions of neutrals in tori with various major radii

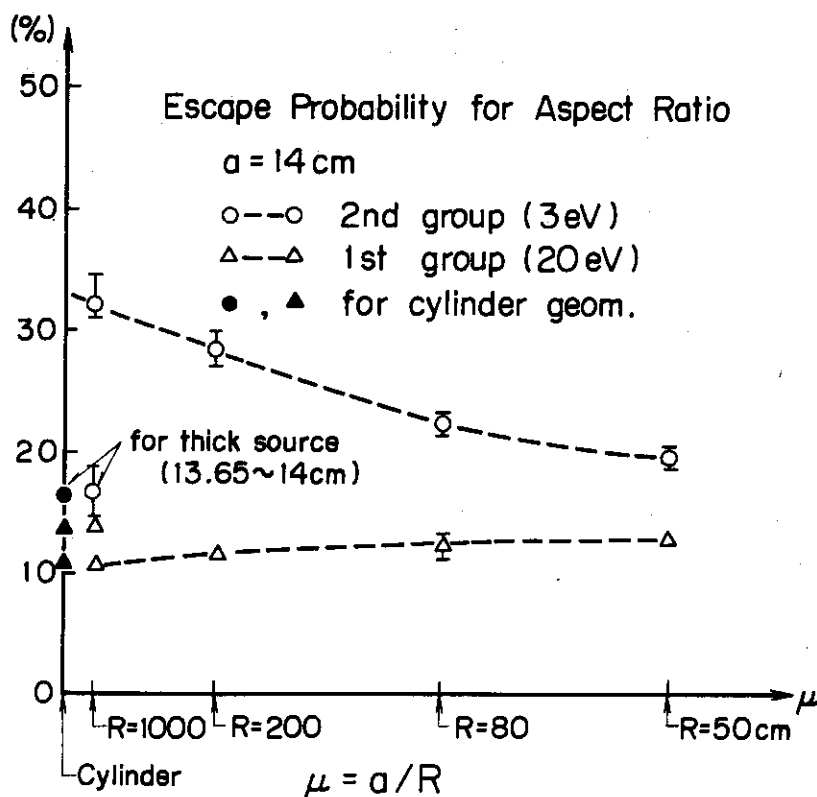


Fig. 6.2 Relation between the escape probability and the aspect ratio R/a

Table 6.1 Conversion factor from the number of collisions to the flux
 $(v_1/v_k \Sigma_k \times 10^3)$

Region	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Group 1	8591	2792	1800	1352	1135	1029	1001	1070	1306	2247
Group 2	2440	824	512	384	322	292	284	302	362	580

Table 6.2 Neutral Particle Balances (%)

	Geometry (R) (cm)	50	80	200	1000	1000*	Cyl.*
Group 1	Leakage	19.43	22.45	28.32	32.13	16.88	16.61
	Ionization	56.95	55.00	51.27	48.82	58.39	58.83
	Charge Exchange	23.62	22.55	20.41	19.05	24.73	24.56
Group 2	Leakage	12.84	12.52	11.41	10.80	14.13	13.84
	Ionization	10.78	10.03	9.00	8.25	10.60	10.72

(* Thick source $r_s = 13.65 - 14.00$; otherwise, surface source)

6.2 多群多領域問題

中性粒子輸送の媒体プラズマイオンの温度分布も考慮する場合には、多群扱いが必要となる。クレオトカマクにおける実験結果⁽⁷⁾をモデル化して中性粒子の輸送問題を考えると次のようになる。

トーラス主半径： $R = 90 \text{ cm}$

トーラス小半径： $a = 17 \text{ cm}$

$$\text{密度分布： } n_i(r) = n_e(r) = 3 \times 10^{13} \left[1 - \frac{r^2}{a^2} \right] / \text{cm}^3 \quad (6.7)$$

$$\text{温度分布： } T_i(r) = T_e(r) = 195 \left[1 - \frac{r^2}{a^2} \right] \text{ eV} \quad (6.8)$$

のトーラス・プラズマの場に

温度： $T = 21.4 \text{ keV}$ or 5.2 keV

の中性粒子を入射する。群は47群又は30群としその分割の仕方は

21,400 ~ 5,400 eV を 16 群 ($\Delta E = 1,000 \text{ eV}$)

5,400 ~ 200 eV を 26 群 ($\Delta E = 200 \text{ eV}$)

200 eV 以下を 5 群 ($\sim 50, \sim 13, \sim 4, \sim 1, \sim 0.025 \text{ eV}$)

とする。領域の分割は17領域とし、小半径 a を17等分する。各領域の温度および密度の分布形は階段関数とする。

プラズマとの反応は荷電交換反応およびイオン化反応であるが、荷電交換反応で生じた高速イオンは反応の対象としては無視することは前節と同じである。断面積は47群および30群のセットを各領域に対して入力テープとして作る。MORSEでは中性粒子の体系からのもれ、および各領域での衝突数（および荷重）が出力される。衝突数 ϕ と中性粒子密度 n の関係は、(6.4) 式より

$$\phi_g^i = V_i \sum_t^g(i) n_g^i v_g \Delta E_g \quad (6.9)$$

であるから、これから各領域毎のエネルギースペクトラムが計算できる。更にそのエネルギー分布形をマックスウェル分布と仮定すると、 $\ln n(E)$ は $E \gg 1$ で直線となり、平均温度 T が計算できる。すなわち

$$T \approx (E_2 - E_1) / (\ln n_1 - \ln n_2) \quad (6.10)$$

Fig 6.3 ではこの平均温度が約191 eVとなり、イオンの中心温度、195 eVよりわずかに低い値となった。

次に上記のプラズマイオンに更に2.1 keVの温度をもった分布が重なっている場合を考える。すなわち、(6.7)、(6.8) 式のプラズマに、更に次のような中心値、

$$\left\{ \begin{array}{l} T_i^2(0) = T_e^2(0) = 2,100 \\ n_i^2(0) = n_e^2(0) = 1.11 \times 10^{11} \end{array} \right\} \quad (6.11)$$

を持った第二分布を重ね合わせたものを重みにして断面積をつくる。この断面積を用いて計算したものがFig 6.4である。これはもれて来た中性粒子のエネルギースペクトルであるが、内部プラズマのスペクトルをよく再現している。この第二温度分布のモデルは参考文献⁽⁷⁾の実験結果である。温度は2つの直線を当てはめてその勾配より求め、密度は直線の密度軸切片の読みとりと、ピーク温度での全断面積の比から計算してデータとしたものである (Fig 6.5 参照)。

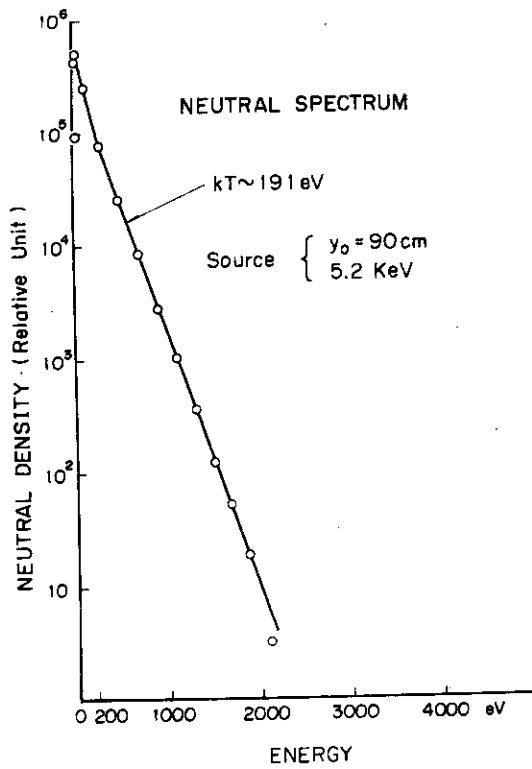


Fig. 6.3 Energy spectrum of leaked neutrals from one-temperature plasma torus

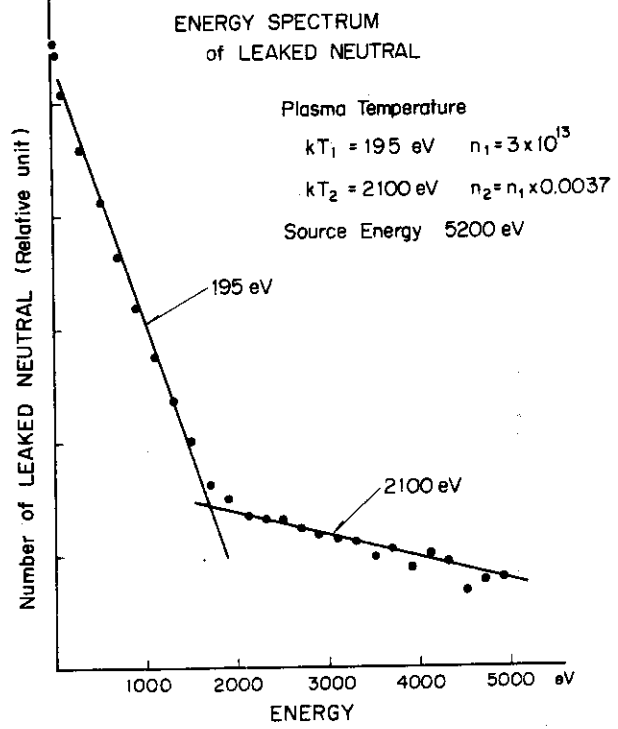


Fig. 6.4 Energy spectrum of leaked neutrals from two-temperature plasma torus

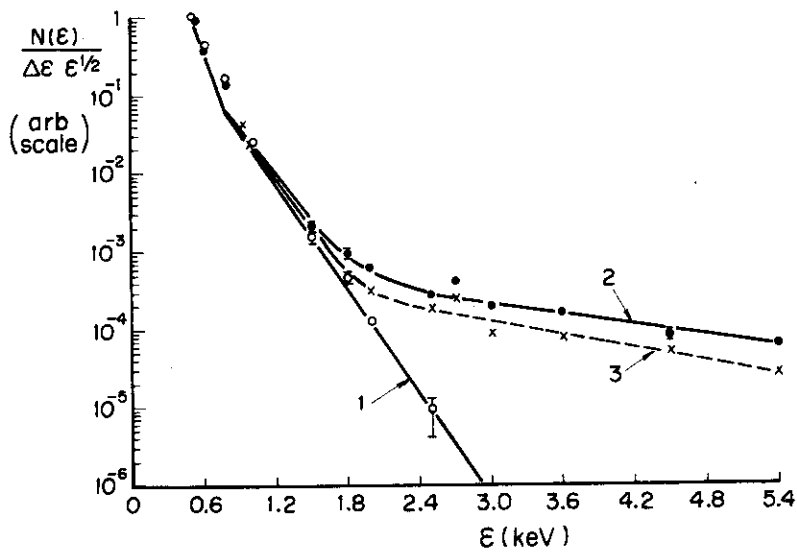


Fig. 6.5 Spectrum of charge exchange neutrals up to 5KeV as measured by the low energy neutral particle detector⁽⁷⁾

Curve 1 ; No injection

Curve 2 ; 5ms after injection

Curve 3 ; 20ms after injection, during the decay of the injection pulse

トーラスよりもれて来た中性粒子のエネルギースペクトルにより内部のプラズマを診断する方法は、このような解析により初めて可能になる。すなわち、もれ中性粒子のエネルギー分布は、直ちに内部のイオンのエネルギー分布を示すものではなく、一定の変換が必要である事、更に、中性粒子の平均自由行路が高エネルギー領域ではトーラスの小(または主)半径と同程度以上になり、漏洩中性粒子のエネルギー分布は、プラズマの異方性のみならず、もれの方向、トーラス形状そのものにも依存するようになる⁽⁸⁾。

中性粒子打込み問題については、本計算コードにより直接のもれ(貫通)やイオン化の割合について、また、その高速イオン源の空間分布についても計算出来る。もれは、平均自由行路長すなわち、プラズマの密度や温度とその空間分布、それに、入射エネルギーと入射方向に直接関係する。

Fig 6.6 は入射角パラメーター Y_0 (Fig 3.3 参照) ともれとの関係を示している。不連続点は丁度 $Y_0 = R - a$ の点である。図から分るように、 $Y_0 = 83$ cm すなわちトーラス表面に対して角度 $\cos^{-1} \frac{83}{107}$ で入射するとき、もれは最小となる。

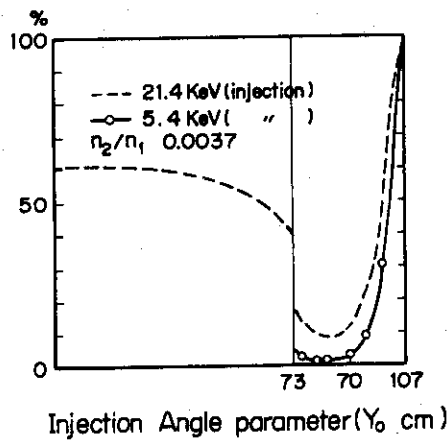


Fig. 6.6 Leakage fraction of neutrals as a function of injection angle parameter

7 結 言

モンテカルロ法の応用研究の一環として、MORSEコードにトーラス形状処理ルーチンを付加して、プラズマ中の中性粒子輸送解析計算を行った結果、平衡状態にあるプラズマに対しては中性子輸送と同様の方法が有効であることが分った。特に体系からのもれの中性粒子のエネルギー分布と内部におけるエネルギー分布との関係や、中性粒子の空間分布を知ることができ、中性粒子計測によるプラズマ診断の裏付け計算にこのコードを使うことができることが分った。また、トーラス体系に高速中性粒子を打込む場合、打込み角及び打込みエネルギーの最適化にもこのコードは有効である。一般に計算の簡便化のために円柱近似が用いられているが、円柱近似の有効な炉心体系のチェックを行うことにより、この近似の適用範囲をおさえることができる。

さらにこのコード・システムの改良によって扱える問題として次のものが考えられる。

- (1) 第一壁へ当る粒子の第一壁面上の分布を計算できるようにすると、第一壁の負荷の分布、特にホット・スポットのチェックができる。
- (2) アルベド・ルーチンを改良して、アルベドの代わりにスパッタリング・イールドを用いるようにすると、スパッタリングによる不純物原子の輸送問題の解析ができる。

高速中性粒子の打込みによってプラズマ内に発生する高速イオンの熟化とバックグラウンド・プラズマの加熱の問題については、我々の計算ではバック・グラウンドのプラズマは定常状態にあるとしているので、厳密な解析はできず、高速中性粒子がプラズマに与える総エネルギーが計算できるだけである。この問題を厳密に取扱うには、中性粒子とイオンの輸送問題を同時に扱う必要がある。その際、プラズマについては、衝突過程に加えてプラズマ集団運動やエネルギーの放射損失が重要になるので、中性粒子と同じようなモンテカルロ法による取扱いでは十分ではない。また電磁場の存在により、飛行程のサンプリングが極めて煩雑になるので、何らかの工夫が必要である。プラズマについては粒子モデルよりも流体モデルの方が有効であるとも考えられ、その点も含めての検討が必要である。

参 考 文 献

- (1) Straker E.A., Stevens, P.N., Irving, D.C., Cain, V.R.: "The MORSE-A Multigroup Neutron and Gamma-Ray Monte Carlo Transport Code", ORNL-4585 (1970), also RSIC-CCC-127
- (2) Burgart, C.E.: "MORSE-GEOM-MORSEC-SAMBO Input Instructions", ORNL-TM-3632
- (3) Greenspan, E.: Nucl. Fusion, **14**, 771 (1974)
- (4) Parsons, C.R., Medley, S.S.: Plasma Phys., **16**, 267 (1974)
- (5) Izvozchikov, A.V., Petrov, M.P.: Физика Плазма **2**, 212 (1976)
- (6) Suzuki, T., Taji, Y., Nakahara, Y.: "Macroscopic Cross Sections for Analyzing the Transport of Neutral Particles in Plasmas", JAERI-M 6119 (1975)
- (7) Cordey, J.G., et al.: Nucl. Fusion, **15**, 441 (1975)
- (8) Taji, Y., et al.: to be published.

付録1 MORSE入力形式

イ. INPUTルーチン(MORSEルーチンでよばれる。)

INPUTの入力形式は次のようになっている。

CARD A (20A4)

タイトルカード

CARD B (15I5)

NSTRT : スタートバッチの粒子数

NMOST : 最大粒子数/バッチ

NITS : バッチ数

NQUIT : NITSバッチのセット数

NGPQTN : 解析される1次粒子(中性子)のエネルギー組数

NGPQTG : 解析される2次粒子(ガンマ線)のエネルギー組数

NMGP : 断面積の入力されるべき1次粒子のエネルギー組数。XBカードにおけるNGP(又はNGP=0のときのNGG)に等しい。

NMTG : XBカードにおけるNGP+NGGに等しい。

NCOLTP : collision tapeが必要なとき以外は0。

IADJM : adjoint問題以外ときは0。

MAXTIM : 計算打ち切り時間(分)。

MEDIA : 断面積を入力すべき媒質数。XBカードにおけるNMEDに等しい。

MEDALB : アルベド問題を含まないときは0。

CARD C (4I5, 5E10.5)

ISOUR : 粒子源のエネルギー群。単一でない場合は ≤ 0 にしてSORINから読み込む。

NGPFS : 粒子源のスペクトルが定義されるべき群数。

ISBIAS : 粒子源エネルギーにバイアスがかかっていないかぎり0。

NOTUSD : 未使用

WTSTRT : 各源粒子に割当てられた荷重

EBOTN : 最下位エネルギー群の下限值(1次粒子) (eV)

EBOTG : " (2次粒子) (eV)

TCUT : 粒子の引退すべき年令 (sec)

VELTH : 最下位エネルギー群の粒子速度(1次粒子) (cm/sec)

CARD D (7E10.5)

XSTRT }
 YSTRT } : 不要(SOURCEルーチンでカバーされる。)
 ZSTRT }

AGSTRT : ソース粒子の出発年令

UINP

VINP : 粒子の方向。(SOURCEで与えない場合)

WINP

CARD E: ISOUR \geq 1の場合は不要

CARD F (7E10.4)

ENER : NMTG個のエネルギー上端値 (eV)。

CARD G: NCOLTP \leq 0の場合は不要

CARD H (012)

RANDOM: 乱数出発値

CARD I (14I5)

NSPLT : splittingが許されるとき >0 NKILL : Russian rouletteが許されるとき >0 NPAST : importance samplingが許されるとき >0 NOLEAK: non-leakageが許されるとき >0 IEBIAS: energy-biasingが許されるとき >0 MXREG : weight standard および importance sampling 変数が与えられるべき最大領域数。 ≤ 0 なら1をセットする。

MAXGP : 同上最大群数

CARD J: NSPLT+NKILL+NPAST >0 の場合以外不要CARD K: IEBIAS ≤ 0 の場合は不要

CARD L (14I5)

NSOUR : 前バッチで作られた fission が粒子源になるときは >0 , 一定の粒子源の場合は ≤ 0 。MFISTP: fission 問題のときは >0 , それ以外 ≤ 0 。NKCALC: k_{eff} の評価をしないときは ≤ 0 , k_{eff} の評価をするときは, 評価を含む最初のバッチの番号。NORMF : weight standard と fission weight が不変のときは ≤ 0 , 変るときは >0 。CARD M (7E10.4): MFISTP ≤ 0 のときは不要

FWLO : fission 粒子に割当てられるMXREG個の荷重。

CARD N (7E10.4): MFISTP ≤ 0 のときは不要FSE : fission による源粒子のエネルギー・スペクトルの割合。NMGP*
MEDIA個。(各媒質毎に新カードからはじめる。)

CARD O: NGP*NGG=0の場合は不要

ロ JOMINルーチン(INPUTで呼ばれる)

以下のインプットはトーラス幾何形状の例である(詳細は本文第5章を参照)。

CARD GA (2E10.4, 15A4)

RAD1 : トーラス大半径 R

- RAD2 : トーラス小半径 a
- CARD GB (3I5, 5X, 15A4)
- KR, KK : 未使用
- MAXMED: 媒質数。媒質番号は1からMAXMEDまで連番号をつけ、媒質領域は小半径 a をMAXMED個に等分割する。
- CARD GC (3I5, 5X, 15A4)
- KR : 未使用。1の場合等分割領域をつくる。
- KK : 角度方向領域分割数 (ID=@/TWO@の場合)
- MAXR : 小半径方向領域分割数
- ID(1) : =@/TWO@の場合のみ角度分割を行う。
- CARD GD (7E10.4): ID(1)≠@/TWO@の場合不要
- REGANG: KK個の角度領域上端値(度)
- ハ. XSECルーチン(INPUTで呼ばれる)
- CARD XA (20A4)
- タイトルカード
- CARD XB (16I5)
- NGP : NMGP(カードB上)に等しい。核断面積を貯えるべき1次粒子の群数。
- NDS : 普通NGPに等しい。1次粒子の下方散乱群数。
- NGG : 2次粒子の群数。
- NDSG : 普通NGGに等しい。1次粒子の下方散乱群数。
- INGP : =NGP+NGG
- ITBL : 断面積テーブルの長さ(INGP+3)
- ISGG : 断面積テーブル内の散乱断面積の位置。
- NMED : MEDIA(カードB上)に等しい。
- NELEM : 断面積が読み込まれるべき要素数。
- NMIX : 遂行されるべき混合操作の数。
- NCOEF : ルジャンドル展開係数の数。
- NSCT : 離散角の数(普通=NCOEF/2)
- ISTAT : >0, ルジャンドル係数を格納する。
- CARD XC (16I5)
- IRDSG : 読んだとき断面積を印刷する場合以外0
- ISTR : 格納されたとき断面積を印刷する場合以外0
- IFMU : 散乱角 μ の計算の中間結果を印刷する場合以外0
- IMOM : 角度分布のモーメントを印刷する場合以外0
- IPRIN : 角度と確率を印刷する場合以外0
- IPUN : 悪いルジャンドル係数の結果を印刷する場合0
- IDTF : DTF-IV形式で入力する場合>0, ANISN形式で入力する場合 ≤ 0

IXTAPE: 断面積をテープ入力する場合以外 0

JXTAPE: MORSE用断面積テープを作る場合以外 0

IO6RT : O6R用断面積テープを作る場合以外 0

IGQPT : O6R用点状断面積が使われる最後の群番号 (\leq NMGP)

CARD XD (16I5): IXTAPE \leq 0 の場合は不要

ニ. READSGルーチン (XSECで呼ばれる)

CARD XE (DTF-IV or ANISN format)

WTS : INGP*NELEM*NCOEF個の断面積データ

現在, READSGで断面積データのみ DISK F01 から読み込ませているのでこのカードは常に不要になっている。

ホ. JINPUTルーチン (XSECで呼ばれる)

CARD XF (2I5, E10.5)

MIX : 媒質番号

NEL : 媒質中に表われるエレメント番号。(負符号で同じ媒質の最後の混合操作を示す。)

RHO : エレメントKEの密度

(以上をNMIX枚続ける)

ヘ. SCORINルーチン (INPUTで呼ばれる)

このデータ群は我々の場合形式的なものとなっている。

CARD AA (20A4)

解析のためのタイトルカード

CARD BB (14I5)

ND : 検出器の数 (\leq 0 の場合は1にされる)

NNE : 1次粒子のエネルギー bin 数

NE : 全エネルギー bin 数 (\leq 1 のときは0とされる)

NT : 時間 bin 数 (\leq 1 のときは0とされる)

NA : 角度 bin 数 (\leq 1 のときは0とされる)

NRESP : 使用される応答関数の数 (\leq 1 のときは0とされる)

NEX : 解析用に用意される長さNMTGの列の数

NEXND : 解析用に用意される長さNDの列の数

CARD CC (7E10.5)

X }
Y } : 検出器位置
Z }

CARD DD (20A4)

タイトル (UDとSDの単位を書く)

CARD EE (20A4)

タイトル (応答関数)

CARD FF (7E10.4)

BLNK : NMTG個の応答関数値

(CARD EEとCARD FFはNRESPセット必要)

CARD GG (20A4):NE \leq 1ならば不要

タイトル(QE単位)

CARD HH (20A4):NE \leq 1ならば不要

LNK : エネルギー群番号(エネルギーbin)

CARD II~CARD MM

NT \leq 1の場合II, JJ, KKは不要

NE \leq 1の場合JJは不要

NTENP \leq 0の場合KKは不要

NA \leq 1の場合MM, LLは不要

b. call SOINP (in SOURCE)

CARD SA (10X, 3I5, 2E10.5, I5)

NSORCE: 1/2/3/4/5/6/7/8/9 = トーラス表面からのビーム状線源/一様分布直方体線源/余弦分布直方体線源/一様分布円柱線源/余弦分布円柱線源/一様分布球線源/一様分布円板線源/一様分布円環線源/トーラス表面一様等方内向き源

NEMIS : 1/2/3/4 = 単一方向放射/等方放射/余弦放射/任意放射線源

NSPEC : 1/2/3 = Watt核分裂スペクトル/任意スペクトル/単一エネルギー線源

ETOP : スペクトルのエネルギー上限(eV)

EBOT : エネルギー下限(eV)

JDIREC: 1/2/3 = X-Y-Z軸間の方向余弦の交換なし/X \leftarrow Z \leftarrow Y \leftarrow X/Y \leftarrow Z \leftarrow X \leftarrow Y

CARD SB (10X, 3F7.4)

XO : R(トーラス大半径)。但しNSOUR=1又は9の場合

YO, ZO : y_0, z_0 (ビーム中心座標)。但しNSOUR=1の場合

NSOUR=2~8の場合は, XO, YO, ZO:線源の原点座標

CARD SC (10X, 6F7.4)

NSOURが1の場合 XL: a(トーラス小半径)

YL : b(ビーム半径)

NSOURが9の場合, XL, XR:粒子源範囲(トーラス小半径方向の範囲)

NSOURが2~8の場合, XL, XR, YL, YR, ZL, ZR:線源領域がX軸, Y軸, Z軸を切る点の座標(XL \leq XR等)

CARD SD ~ CARD SI

NEMIS \geq 2の場合はSD不要

ISOUR \geq 1の場合はSE~SI不要

NSPEC \leq 0の場合はSE~SI不要

NEMIS \neq 4の場合はSG~SI不要

付録 2 インプット例

修正MORSEコード(MORSE75)で実際に動かした例を掲げて参考に供したい。

A.1 2群10領域で fission を考える場合

CARD A (20A4) タイトルカード

CARD B (15I5) <MORSE>コントロール

ヒストリ数: NSTRT*NQUITで入力。NSTRTが一度に計算するヒストリ数で、

NSTRT毎に中間結果を出し、NQUIT回計算した結果の集計が最後に出る。

バッチ数(NITS=2): 2次粒子源(fissionによる)を考えて2バッチとした。第2バッチで粒子数がNSTRTを越えるおそれがなかったので常にNMOST=NSTRT。NMOSTがメモリの大きさに寄与する。

群数(=2): NGPQTN=NMGP=NMTG=2, NGPQTG=0

計算時間: MAXTIMにめやすの時間(分)を入れる。但し、バッチ計算に入るまでの時間(T_1)と1バッチ当りの最大時間(T_B)と後処理時間(T_2)を考えて、MAXTIM + ($T_1 + T_2 + T_B$)が打ち切り時間以下になるようにする。これによりNQUITを大きめにとっておけば打ち切り一杯計算して最終結果をうる。

媒質数(MEDIA=10): 断面積データを必要とする媒質数。

その他: NCOLTP, IADJM, MEDALBは0でよい。

CARD C (4I5, 5E10.5)

粒子源エネルギー群: 第2群を粒子源としたのでISOUR=2, 群数NGPFS=1, エネルギー群にバイアスをかけないのでISBIAS=0,

粒子源エネルギー荷重: WTSTRT=1.

エネルギー群最下限値: EBOTN=0.025, (EBOTG=0.), VELTH=0.99008E + 0.6

その他: NOTUSD=0, TCUT=0. (age cut)

CARD D (7E10.5)

数値不要(ソース・ルーチンで与えられる)

CARD E: 粒子源群(単一のときはこのカードは不要)

CARD F (7E10.4) エネルギー群の上限値(1群より)

CARD H (0I2) 乱数出発値。続き計算で乱数列をつなぐため。

CARD I (14I5) モンテカルロ・コントロール

カウント領域数: MXREG=10

その他: 特別な手法を用いないときはすべて0

CARD L (4I5)

fission問題: 2次粒子源(fissionによって発生する粒子)を次バッチの粒子源とする(NSOUR=1, MFISTP=1)。源粒子数を大体一定に保つように2次粒子源の荷重を標準(粒子源荷重)と変える(NORMF=1)。

k_{eff} の評価はしない(NKCALC=0)

CARD M (7E10.4) 2次粒子源に割当てる荷重(MXREG個)0.3を割当て2次粒子源を1/0.3倍した。

CARD N (7E10.4) 2次粒子源発生確率(MEDIA順に新カードからはじめる)
[JOMINインプット]幾何形状に関するデータ

CARD GA (2E10.4, 15A4)

トーラス形状: RAD1=R, RAD2=a=14

CARD GB (3I5, 5X, 15A4)

媒質割: 等分割(KR=1), 分割数(MAXMED=10), 角度割なし(KK=0)

CARD GC (3I5, 5X, 15A4)

領域割: 等分割(KR=1), 分割数(MAXR=10), 角度分割なし(KK=0)

[XSECインプット]断面積に関するデータ

CARD XA: タイトル

CARD XB (13I5) パラメータ

群数: NGP=NDS=INGP=2, NGG=NDSG=0

テーブル長: ITBL=INGP+3, ISGG=4

媒質数: NMED=10, NELEM=10, NMIX=10

ルジャンドル係数: NCOEF=1, NSCT=0, ISTAT=0

CARD XC (11I5) I/Oパラメータ

印刷情報: 印刷しない(IRDSG~IPUN=0)

入力形式: ANISN型(IDTF=0), カード(IXTAPE=0)

出力形式: テープを作らない(JXTAPE=IO6RT=0)

その他: 0

CARD XE: 断面積

CARD XF (2I5, E10.5) 密度分布(NMIX枚)

媒質番号(MIX), 要素番号(NEL=-MIX), 密度(RHO)

[SCORINインプット]解析に関するルーチン

具体的なデータを必要としないが, コード上要求されているので落すわけにゆかない。

タイトルカードAA, DD, EE, GG: 任意

パラメータカードBB: 次のようにした

ND=NT=NA=0, NNE=NE=2群, NRESP=1, NEX=NEXND=0

応答関数CARD FF (7E10.4)

NRESP=1に対応して2群分の数値(=1)

[SOINPインプット]粒子源に関するデータ

CARD SA (10X, 3I5, 2E10.5, I5)

トーラス表面からの一様入射: NSORCE=9

2次粒子源は等方: NEMIS=3

粒子源スペクトラムは一色: NSPEC=1

粒子源エネルギーの両端値: 4 eV, 0.025 eV

JDIREC=1 (特に用いない)
 CARD SB (10X, 3F7.4)
 トーラス大半径: XO=R
 CARD SC (10X, 6F7.4)
 粒子源領域(トーラス小半径): [XL, XR], XL=a
 A.2 30群17領域, fissionなし
 CARD A
 CARD B
 ヒストリ数: NSTRT*NQUIT(=30,000)
 バッチ数: NITS=1
 群数: NGPQTN=NMGP=NMTG=30, NGPQTG=0
 計算時間: NXTIM+2,
 媒質数: MEDIA=17
 その他: 0
 CARD C
 粒子源エネルギー: 第1群のみ, ISOUR=1, NGPFS=1
 粒子源バイアス: なし, ISBIAS=0
 粒子源荷重: WTSTRT=1
 群最下端値: EBOTN=0.025, VELTH=0.99008E+06
 その他: 0
 CARD D (7E10.5): 全部0
 CARD F
 群エネルギー上端値(eV) 30個
 CARD H (012)
 乱数初期値
 CARD I
 カウント領域数: MXREG=85
 その他: 0
 CARD L (415): 全部0
 [JOMINインプット]
 CARD GA
 トーラス大半径: RAD1=R=90
 トーラス小半径: RAD2=a=17
 CARD GB
 媒質領域割: 等分(KR=1), 媒質数(MAXMED)=17
 CARD GC
 カウント領域割: 等分(KR=1), 小半径方向領域数(MAXR)=17, 角度方向割(KK)
 =5

CARD GD (7E10.5)

角度方向領域パラメータ： θ_j ($j=1\sim KK$) (Degree)

[XSECインプット]

CARD XA

CARD XB

断面積群数：NGP=NDS=30, NGG=NDSG=0, INGP=30

テーブル長：ITBL=63

テーブル中の散乱断面積位置：ISGG=33

媒質数，エレメント数，混合操作数：17

ルジャンドル係数：NCOEF=1

その他：0

CARD XC

印刷情報その他：0

CARD XE

断面積データ：INGP*NELEM*NCOEF個

これらはDISK F01のデータを入力するのでカードは不要(プログラム上の変更)

CARD XF

混合操作すべき媒質番号，要素および密度

[SCORINインプット]

CARD AA

CARD BB

エネルギー・ビン：NNE=NE=30

応答関数：NRESP=1

その他：0

CARD CC

CARD DD

CARD EE

CARD FF (7E10.4)

応答関数値：1.を30個

CARD GG

[SOINPインプット]

CARD SA

トーラス表面からのビーム粒子源：NSORSE=1

分裂粒子源なし：NEMIS=3 (任意)

粒子源スペクトル：単色NSPEC=3, ETOP=5,200, EBOT=5,000

CARD SB

トーラス大半径：XO=R=90

ビーム粒子源中心座標： $(Y_0, Z_0) = (y_0, z_0) = (90, 0)$

CARD SC

トラス小半径： $XL=a=17$

ビームの半径： $YL=b=0$

Table A.1 Input example in a 30-energy-group 17-region model

.....*.....1.....*.....2.....*.....3.....4.....4.....*.....5.....*.....6.....*.....7.....*.....8

NEUTRALS IN TORUS PLASMA										A				
2000	2000	1	25	30	0	30	30	0	12	17	0	B		
1	1	0	0	1.0	0.025	0	0	0	0	0.99008+A	C			
0.	0.	0.	0.	0.	0.	-1.	0.	0.	0.	0.	D			
5200.	5000.	4800.	4800.	4800.	4400.	4200.	4000.	4000.			F			
3600.	3600.	3400.	3200.	3000.	2800.	2600.	2600.				F INPUT			
2400.	2200.	2000.	1800.	1600.	1400.	1200.	1200.				F			
1000.	800.	600.	400.	200.	50.	13.					F			
4.	1.	0.025									H			
071736641503											I			
0	0	0	0	85	0						L			
0	0	0	0								GA			
90.0	17.0	TORUS PARAMETERS										GB		
1	17	MEDIUM IDENTIFIER										GC JOMIN		
1	5	17 REGION ID										GD		
	5.0	85.0	95.0	175.0	180.0						XA			
30 GROUP IONIZATION AND CHARGE EXCHANGE														
30	30	0	0	30	62	33	17	17	1	0	0	0	XB X-SEC	
1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	XC	
1	-1	2.99481+1											XF	
2	-2	2.97405+1											XF	
3	-3	2.93253+1											XF	
4	-4	2.87024+1											XF	
5	-5	2.78720+1											XF	
6	-6	2.68339+1											XF	
7	-7	2.55882+1											XF JNPUT	
8	-8	2.41549+1											XF	
9	-9	2.24740+1											XF	
10	-10	2.06055+1											XF	
11	-11	1.85274+1											XF	
12	-12	1.62457+1											XF	
13	-13	1.37543+1											XF	
14	-14	1.10554+1											XF	
15	-15	0.81486+1											XF	
16	-16	0.50346+1											XF	
17	-17	0.17128+1											XF	
RADIAL DISTRIBUTION OF NEUTRALS														
1	30	0	0	1	3	1							AA	
0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.							BB	
CARD DD														
CARD EE														
	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	FF	
	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	FF	
	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	FF SCORIN	
	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	FF	
	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	FF	
CARD GG														
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	HH
15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	HH
29	30													HH
		1	3	3	5200.0	5000.0	1							SA
		90.	90.	0.	0.	0.	360.	0.	360.					SB SOINP
		17.	17.	0.	0.	0.	0.	0.	0.					SC