

JAERI-M

7 6 7 6

核融合実証炉のプラズマ起動の検討

1978年5月

真木 紘一\*・東 稔達三・大和 春海\*\*

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、お申しこしてください。

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.

核融合実証炉のプラズマ起動の検討

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

真木紘一\*・東稔達三・大和春海\*\*

(1978年4月12日受理)

核融合実証炉 (JDFR) を対象として、中性粒子入射加熱法による第二段加熱におけるプラズマ起動特性を検討した。計算モデルは、時間依存性を入れた1点近似拡散モデルで、エネルギーと粒子の閉じ込めに関する比例則は、イオン温度が数 keV 以下の領域では新古典拡散または擬古典拡散が、それ以上では捕獲イオン不安定性による異常拡散が支配的になるようにして用いた。

プラズマ起動時間を20秒とし、できる限り小さい加熱パワーによる起動パターンを検討した。初めのステップでは電子密度を低く ( $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) 保ったままイオン温度を  $\sim 7 \text{ keV}$  まで上げ、つぎのステップで電子密度を徐々に上げ ( $9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ )、さらにつぎのステップでイオン温度を上げ ( $10 \text{ keV}$ ) 自己点火条件に到達させた。最後のステップでは自己起動によって目標値の平衡運転時のイオン温度 ( $15 \text{ keV}$ ) と電子密度 ( $1.1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ) に到達させることができた。

---

\* 外来研究員：日立製作所 (株)，エネルギー研究所

\*\* 外来研究員：東京芝浦電気 (株)，総合研究所

Studies on Plasma Ignition of JAERI Demonstration Fusion Reactor

Koichi MAKI<sup>\*</sup>, Tatsuzo TONE and Harumi YAMATO<sup>\*\*</sup>

Division of Thermonuclear Fusion Research  
Tokai Research Establishment, JAERI

( Received April 12, 1978 )

Heating a plasma up to the equilibrium state was studied with a zero-dimensional model. The pseudoclassical scaling-law is applied in the low energy temperature region below several keV and the trapped-ion scaling-law in the higher region. In the equilibrium state, the ion temperature  $T_i$  and the electron density  $n_e$  are 15 keV and  $1.08 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ , respectively. In the initial state,  $T_i$  and  $n_e$  are 1 keV and  $3.3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ . The startup process is treated by dividing it into 4 steps in order to minimize the heating power required to heat the plasma up to the equilibrium state in 20 sec. The heating power is 40 MW of neutral beam injection power. In the first steps,  $n_e$  is kept at  $3.3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  while  $T_i$  is raised from 1 keV to 7 keV. In the second step,  $T_i$  is kept at 7 keV while  $n_e$  is increased from  $3.3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  to  $8.8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ . In the third step,  $n_e$  is kept at  $8.8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  while  $T_i$  is raised from 7 keV to 10.3 keV. The final step is self-sustaining, where  $T_i$  is raised from 10.3 keV to 15 keV and  $n_e$  is increased from  $0.88 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  to  $1.08 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ .

Keywords : Plasma Ignition, JDFR Fusion Reactor, Zero-dimensional Model, Pseudoclassical Scaling-law, Trapped-ion Scaling-law, Ion Temperature, Electron Density, Heating Power, Neutral Beam Injection

---

\* On leave from Energy Research Laboratory, Hitachi Ltd., Hitachi, Ibaraki

\*\* On leave from Research and Development Center, Tokyo Shibaura Electric Co., Ltd., Kawasaki

## 目 次

1. 緒 言 .....	1
2. プラズマの計算モデル .....	4
2.1 粒子バランスとエネルギーバランス .....	4
2.2 プラズマの拡散と閉じ込め時間 .....	6
2.3 加熱パワー .....	8
2.4 輻射損失パワー .....	10
3. 起動パターン決定のための予備検討 .....	11
3.1 初期および平衡運転時の状態 .....	11
3.2 パワーバランスの検討 .....	11
4. 起動パターンの決定とその検討 .....	19
5. 結 言 .....	23
謝 辞 .....	23
参 考 文 献 .....	24

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Calculational model for plasma .....	4
2.1 Particle balance and energy balance .....	4
2.2 Plasma diffusion and confinement time .....	6
2.3 Heating powers .....	8
2.4 Radiation loss powers .....	10
3. Preliminary investigation for decision of ignition pattern ...	11
3.1 Initial and equilibrium states .....	11
3.2 Investigation of power balance .....	11
4. Decision of ignition pattern and investigation of it .....	19
5. Conclusion .....	23
Acknowledgement .....	23
References .....	24

# 1. 緒 言

トカマク型核融合動力炉の概念は、ここ数年の間に急速に具体化され、欧米の各研究所を中心にその設計研究が進められた。<sup>(1)~(7)</sup> 日本原子力研究所の炉設計研究室でも、1974年以来、核融合実証炉の概念設計が進められている。<sup>(8), (9)</sup> 本研究は、日本原子力研究所が進めている核融合実証炉（以下JDFRと記す）のプラズマ起動パターンを決定することを目的として行なわれたものである。

JDFRは、JXFR（日本原子力研究所が進めている核融合実験炉）<sup>(10)</sup> の起動<sup>(11)</sup>とは異なり、平衡運転時には外部加熱を必要としない自己点火型の炉である。JDFRの設計パラメータをTable 1.1に示す。また、本体の鳥瞰図をFig. 1.1に示す。自己点火型の炉のプラズマ起動については、上で述べた文献(1)~(7)でも検討されている。また、JDFRのプラズマ起動については、Ohta, M. ら<sup>(12)</sup>によって1974年に一応の検討がなされている。本報告書では、プラズマ起動における $ne-Ti$ の経路のとり方をつぎの目標を達成するようにパワーバランスから検討した。目標としては、起動時間を20秒とすること、中性粒子入射加熱パワーをできる限り小さくすること、の2つとする。

自己点火型の炉の場合のプラズマ起動は、平衡運転時のプラズマパラメータの目標値が、どのような点であるかによって、目標値へのアプローチの仕方が異なってくる。目標値に小さい方から近づくにつれて、アルファ加熱パワーがプラズマの全損失パワーに追いつく場合には、目標値に達する時点まで加熱パワーの入射が必要であり、目標値に達した時点で加熱パワーを停止すればよい。これに対して、全損失パワーがアルファ加熱パワーに一度追い越されて、目標値に近づくにつれて、全損失パワーがアルファ加熱パワーに追いつく場合は、プラズマは目標値に達する前に自己点火条件に達していることになる。この場合は、起動の仕方によっては、自己点火条件に達した後は加熱パワーの入射なしに目標値に達することができる。JDFRは、後者の場合の炉に相当する。まず、プラズマ起動の途中での自己点火条件としてどのような値をとるかを求めるために $ne-Ti$ の経路の採り方を検討する。この検討は3章で述べる。4章では、3章の検討結果に基づいた $ne-Ti$ の経路に従ってプラズマ起動を計算した結果について述べ、さらにパワーバランス的な検討を行なった。この計算に用いたプラズマのモデルは、時間依存性を考慮した1点近似のモデルであり、用いた比例則は、イオン温度がKeV以下では新古典拡散<sup>(13)</sup> または擬古典拡散<sup>(14)</sup>が支配的な比例則を用い、イオン温度が数KeV以上では、捕獲イオン不安定性による異状拡散<sup>(15)</sup>が支配的となる比例則を用いた。これらの計算モデルに関しては2章で述べる。

TABLE 1.1 Main design parameters of JAERI Demonstration Fusion Reactor

Fusion power (MW)	2000	SCM irradiation effects	
Reactor dimensions		Max. copper displacement ( $10^{-6}$ dpa $y^{-1}$ )	5.0
Major radius (m)	10.5	Max. nuclear heating rate ( $10^{-6}$ W $cm^{-3}$ )	5.72
Plasma radius (m)	2.7	Total nuclear heating in SCM ( $10^{-3}$ kW)	9.4
First wall radius (m)	3.0	Toroidal field magnet	
Plasma volume ( $m^3$ )	1510	Number of coils	24
Plasma		Inner diameter, W/H (m)	12.1/14.0
Mean temperature (keV)	15	Max. field strength (T)	12
Mean density ( $10^{14}$ $cm^{-3}$ )	1.1	Stored energy (GJ)	172
Effective charge	1.8	Superconductor	Nb <sub>3</sub> Sn-NbTi
Confinement time (s)	3.3	Average current density	
Injection power (MW)	40	in conductor ( $A\ mm^{-2}$ )	70
(D-particle with 200keV)		Hoop force (ton/coil)	230,000
Toroidal field (T)	6.0	Centering force (ton/coil)	90,000
Safety factor	2.0	Lateral force (ton·m/coil)	100,000
Poloidal beta	2.1	Vertical field magnet	
Toroidal beta	0.035	Magnetomotive force (MAT)	24.0
Plasma current (MA)	10.4	Field intensity at plasma center (T)	0.44
Reactor structure		Stored energy (GJ)	4.6
Reactor module / Reactor	12	Primary winding	
Blanket cells / Reactor module	380	Magnetomotive force (MAT)	126
Injection and evacuation hole		Maximum field intensity (T)	8.5
/ Reactor module	1	Stored energy (GJ)	13.8
Nominal maximum 1st wall Temp. (°C)	680	Flux change (Wb)	410
Materials		Neutral beam injector	
Structural material	Mo alloy	Deutrium beam energy (keV)	200
Blanket fertile material	Li <sub>2</sub> O	Ion beam output (MW)	290
Neutronics		Injection power (MW)	40
Neutron current at 1st wall		Total power efficiency	0.26
( $10^{13}$ n $cm^{-2}s^{-1}$ )	5.71	Cooling system	
Neutron wall loading (MW $m^{-2}$ )	1.29	Coolant (20 kg $cm^{-2}$ )	He
First wall displacement		Inlet / Outlet temperature (°C)	350/650
damage rate (dpa $y^{-1}$ )	6.4	Flow rate (kg $s^{-1}$ )	1270
Maximum helium production rate		Secondary system	Steam cycle
in first wall (appm $y^{-1}$ )	250	Operation	
Maximum hydrogen production rate		Operation period (s)	6000
in first wall (appm $y^{-1}$ )	566	Full power operation time (s)	5880
Tritium breeding ratio	1.24		
Nuclear heating			
per DT neutron (MeV $n^{-1}$ )	15.9		
Total induced activity of shutdown (Ci)			
(after two years operation)	$5.4 \times 10^9$		



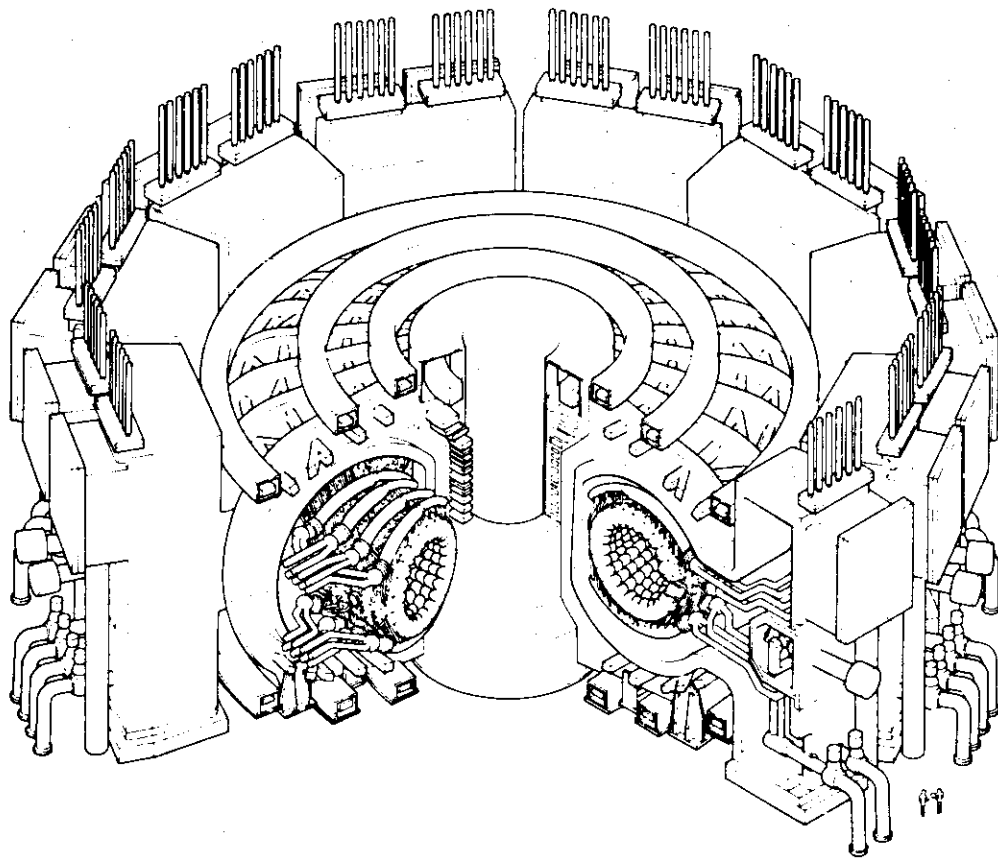


Fig.1.1 Overview of the reactor

## 2. プラズマの計算モデル

プラズマの起動を解析するための計算モデルを記述する諸式を示す。ここで採り挙げるモデルは、空間依存性のない時間依存性を考慮した拡散モデルであり、つぎのような近似および仮定に基づいたものである。

- (1) 入射粒子とプラズマ中の粒子との核融合反応を無視する。
- (2) 入射パワーは、加熱に100%有効に用いられるものとする。
- (3) 融合反応で発生した $\alpha$ 粒子は、熱化されるまでプラズマ内に完全に閉じ込められていて、そのエネルギー(=3.52MeV)は、field particleに全て与えられるものとする。
- (4)  $\alpha$ 粒子を除いたイオンは、すべて同じ温度にあるものとする。
- (5) プラズマ中の粒子はMaxwell分布をしているものとする。

### 2.1 粒子バランスとエネルギーバランス

D-イオン, Tイオン,  $\alpha$ -イオン, 不純物イオンおよび電子をそれぞれ個別に記述する。まず、粒子バランスの式を示す。

D-イオン密度  $n_D$  ( $10^{20} \text{m}^{-3}$ ),

$$\frac{d n_D}{d t} = S_D - n_D n_T \langle \sigma_v \rangle - \frac{n_D}{\tau_D}, \quad (2.1)$$

T-イオン密度  $n_T$  ( $10^{20} \text{m}^{-3}$ ),

$$\frac{d n_T}{d t} = S_T - n_D n_T \langle \sigma_v \rangle - \frac{n_T}{\tau_T}, \quad (2.2)$$

不純物イオン密度  $n_i$  ( $10^{20} \text{m}^{-3}$ ),

$$\frac{d n_i}{d t} = S_i - \frac{n_i}{\tau_i}, \quad (2.3)$$

$\alpha$ -イオン密度  $n_\alpha$  ( $10^{20} \text{m}^{-3}$ ),

$$\frac{d n_\alpha}{d t} = S_\alpha + n_D n_T \langle \sigma_v \rangle - \frac{n_\alpha}{\tau_\alpha} \quad (2.4)$$

電子密度  $n_e$  ( $10^{20} \text{m}^{-3}$ ),

$$n_e = \sum_{i=D, T, I, \alpha} n_i Z_i \quad (2.5)$$

ここで,  $S_D, S_T$  : DおよびT燃料注入率 ( $10^{20} \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$ ),

$S_i$  : 不純物の混入率——プラズマと壁表面との相互作用によって生成された

不純物のプラズマへの混入率 ( $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ),

$S_\alpha$  :  $\alpha$ -イオンの混入率——燃料中に含まれている $\alpha$ 粒子が燃料注入時にプラズマ中に混入する率 ( $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ),

$\tau_D, \tau_T, \tau_i, \tau_\alpha$  : D, T, 不純物,  $\alpha$ 各イオンの閉じ込め時間 (詳細は, 2.2 で述べる),

$Z_i$  : D, T, 不純物,  $\alpha$ の電荷数

$\langle \sigma_v \rangle$  : 熱的核融合反応率係数 ( $10^{-20} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ )

つぎに, エネルギーバランスの式を示す。ここでは, 電子, イオン,  $\alpha$ -粒子の3つに分けて記述する。

電子温度  $T_e$  (keV)

$$\frac{3}{2} \frac{d}{dt} (n_e T_e) = P_\alpha f_\alpha + P_{Ne} + P_{OH} - P_{ei} - P_{Br} - P_s - P_L - \frac{3}{2} \frac{n_e T_e}{\tau_{ee}}, \quad (2.6)$$

イオン温度  $T$  (keV)

$$\frac{3}{2} \frac{d}{dt} \left( T_i \sum_{i \neq \alpha} n_i \right) = P_\alpha (1 - f_\alpha) + P_{Ni} + P_{ei} - \frac{3}{2} T_i \sum_{i \neq \alpha} \frac{n_i}{\tau_{ei}}, \quad (2.7)$$

$\alpha$ -温度  $T_\alpha$  (keV)

$$\frac{d}{dt} (n_\alpha E_\alpha) = E_{\alpha 0} n_D n_T \langle \sigma_v \rangle - P_\alpha - \frac{n_\alpha E_\alpha}{\tau_{E\alpha}}, \quad (2.8)$$

ここで,  $P_\alpha$  :  $\alpha$ -加熱パワー ( $10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ )

$f_\alpha$  :  $\alpha$ -加熱パワーのうち, 電子の加熱に使われる割合

$P_{Ne}$  : 電子に対する中性粒子入射加熱パワー ( $10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ )

$P_{Ni}$  : イオンに対する中性粒子入射加熱パワー ( $10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ )

$P_{OH}$  : ジュール加熱パワー ( $10 \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ )

(加熱項については, 2.3節で述べる)。

$P_{ei}$  : 電子からイオンへの交換エネルギーで, 次式で与えられる,

$$P_{ei} = \frac{3}{2} n_e \frac{(T_e - T_i)}{\tau_{eq}} \quad (2.9)$$

ここで,  $\tau_{eq}$  は電子とイオンのエネルギー緩和時間で次式で与えられる。<sup>(16)</sup>

$$\frac{1}{\tau_{eQ}} = 10.01 \frac{nA}{T_e^{3/2}} \sum_{i \neq \alpha} \frac{Z_i^2}{A_i} n_i \quad (2.10)$$

ただし、 $A_i$  は  $i$  (D, T, 不純物,  $\alpha$ ) の質量数であり、 $\ln A$  は次式で与えられる。<sup>(17)</sup>

$$\ln A = 16.09 - 1.15 \log_{10} n_e + 2.30 \log_{10} T_e, \quad (2.11)$$

$P_{BR}$  : 制動輻射損失パワー ( $10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ )

$P_S$  : シンクロトロン輻射損失パワー ( $10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ )

$P_L$  : ライン輻射損失パワー ( $10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ )、(損失パワーについては、2.4節で述べる)。

$\tau_{ee}, \tau_{ei}, \tau_{e\alpha}$ : 電子, イオン,  $\alpha$  粒子のエネルギー閉じ込め時間,

$E_{\alpha 0}$  : 核融合反応によって発生する  $\alpha$  粒子のエネルギー ( $3.52 \text{ MeV}$ )。

## 2.2 プラズマの拡散と閉じ込め時間

粒子閉じ込め時間  $\tau_i$ , エネルギー閉じ込め時間  $\tau_{ei}$  と拡散係数との関係は、プラズマ半径を  $a$  (m) とすれば、つぎのように表わされる。

$$\tau_i = \frac{a^2}{4D_i} \quad (i = \text{D, T, 不純物 or } \alpha) \quad (2.12)$$

および

$$\tau_{ei} = \frac{a^2}{4K_i} \quad (2.13)$$

拡散係数  $D_i$  および  $K_i$  は、つぎのように与える。

$$D_i = K_P + \xi_i K_T, \quad (2.14)$$

$$K_i = K_{Ni} + \xi_i K_T, \quad (2.15)$$

$$\text{ただし, } \xi_i = \begin{cases} 1 & \text{for } i \neq \alpha \\ 0.5 & \text{for } i = \alpha \end{cases}$$

また、電子に対して、

$$K_e = K_P + K_T \quad (2.16)$$

ここに、 $K_{Ni}$ ,  $K_P$ ,  $K_T$  は、つぎに示す比例則に従う拡散係数である。

• 新古典拡散<sup>(13)</sup>

$$K_{Ni} = C_{Ki} \frac{n_e Z_{eff} \epsilon^{1/2}}{T_e^{1/2} B_t^2} \ln A \quad (2.17)$$

ただし,  $C_{Ki}$  は定数 ( $=2.5 \times 10^{-3}$ ),

$$\epsilon = a/R \quad R: \text{主半径 (m)} \quad (2.18)$$

$$B_p = 0.2 \frac{I_p}{a} \quad : \text{ポロイダル磁場 (T)} \quad (2.19)$$

$I_p$  : プラズマ電流 (MA) (2.3節で述べる)

$$Z_{eff} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i} \quad : \text{実効荷電} \quad (2.20)$$

• 擬古典拡散<sup>(14)</sup>

$$K_P = C_P \frac{n_e Z_{eff}}{T_e^{1/2} B_t^2} \ln A \quad (2.21)$$

ただし,  $C_P$  は定数 ( $=2.5 \times 10^{-3}$ ),

• 捕獲イオンによる拡散<sup>(15)</sup>

$$K_T = C_T \frac{\epsilon^{1/2} T_e^{7/2}}{R^2 B_t^2 n_e Z_{eff} \ln A} \frac{1}{(1+T_e/T_i)^2} \quad (2.22)$$

ただし,  $C_T$  は定数 ( $=1.089 \times 10^2$ )

$B_t$  : トロイダル磁場 (T)

平衡状態におけるプラズマの粒子とエネルギーバランスの計算では, 捕獲イオンによる拡散のみを考慮した閉じ込め時間を用いている。<sup>(9)</sup> 起動モデルとしては, プラズマ温度の低い場合は, 新古典拡散または擬古典拡散が支配的で, プラズマ温度の高い場合は, 捕獲イオンによる拡散が支配的であるようなモデルを探る必要がある。この報告書のモデルでは, (2.14)~(2.16)の拡散係数を用いる。そこで, イオン温度 7 keV の平衡時点で, 起動に用いた閉じ込め時間と平衡計算に用いた閉じ込め時間を継ぐ必要があるので,

$$K_T = K_P + C' K_T$$

として  $C'$  を求める。  $C' = 1 - K_P/K_T$  だから,  $T_e \sim T_i = 7 \text{ keV}$ ,  $n_e = 1.13 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $\ln A = 20$ ,  $Z_{eff} = 1.6$  として,  $K_P/K_T$  を求めると,  $K_P/K_T \sim 0.62$ , したがって,  $C' \sim 0.38$  となる。  $C'_T = C' C_T$  とすると,  $C'_T \sim 41.5$  となる。このモデルでは,  $C_T$  の代用として,  $C'_T = 41.5$  を用いるものとする。

## 2.3 加熱パワー

## (1) ジュール加熱

プラズマ電流  $I_P$  は、つぎの式で与えられる。

$$V = L_P \frac{d I_P}{d t} + R_P I_P \quad (2.23)$$

ただし、 $V$  はプラズマ周回電圧で、つぎのように与えられる。 $I_P < I_{P0}$  ( $I_{P0}$ : 最大プラズマ電流) のとき、 $V = V_0$  ( $V_0$  は一定) をとり、 $I_P = I_{P0}$  に達したとき、 $I_P = I_{P0}$  とし、(2.23) を満足する  $V$  をとる。 $L_P$  は、プラズマインダクタンスで、次式で与えられる。

$$L_P = \mu_0 R \left( \ln \frac{8}{\epsilon} - 1.75 \right) \quad (\text{H}) \quad (2.24)$$

ただし、 $\mu_0$  は真空の透磁率で  $4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$  である。 $R_P$  はプラズマ抵抗で、

$$R_P = \eta \frac{2R}{a^2} \quad (2.25)$$

と表わされる。ここに、 $\eta$  は次式で与えられる抵抗率である。(文献(18)の P-139)

$$\eta = 1.621 \times 10^{-9} \frac{Z_{\text{eff}} \ln A}{T^{3/2}} \quad (\Omega \cdot \text{m}) \quad (2.26)$$

プラズマの電流密度  $j$  は、つぎのように与えられる。

$$j = \frac{I_P}{\pi a^2} \quad (2.27)$$

これを用いて、ジュール加熱パワー  $P_{\text{OH}}$  を示すと、 $P_{\text{OH}} = \eta j^2$  だから、つぎのように表わされる。

$$P_{\text{OH}} = 1.012 \times 10^{-1} \frac{j^2 Z_{\text{eff}} \ln A}{T_e^{3/2}} \quad (10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (2.28)$$

(2)  $\alpha$ -加熱パワー

$\alpha$ -加熱パワー  $P_\alpha$  は、

$$P_\alpha = \frac{n_\alpha E_\alpha}{\tau_{s\alpha}} \quad (2.29)$$

で与えられる。 $E_\alpha$  は  $\alpha$  粒子のエネルギー (keV) で、 $\tau_{s\alpha}$  は、 $\alpha$  粒子と電子の間のエネルギー緩和時間で、

$$\frac{1}{\tau_{s\alpha}} = 10.01 \frac{Z_\alpha^2}{A_\alpha} \frac{n_e}{T_e^{3/2}} \ell n A \quad (2.30)$$

で与えられる。(16)  $\alpha$ -加熱パワのうち電子の加熱に使われる割合  $f_\alpha$  は、つぎの式で示される。(19)

$$f_\alpha = \frac{2}{3} \int_0^{X_\alpha} [(1+r_\alpha)e^{-x} - r_\alpha]^{2/3} dx \quad (2.31)$$

$$\text{ただし, } X_\alpha = n \left( \frac{r_\alpha + 1}{r_\alpha} \right), \quad (2.32)$$

$$r_\alpha = 56.96 \frac{A_\alpha}{n_e} \left( \frac{T_e}{E_\alpha} \right)^{3/2} \sum_{i \neq \alpha} \frac{n_i}{A_i} Z_i^2 \quad (2.33)$$

### (3) 中性粒子入射加熱パワー

中性粒子入射率を  $S_N$  ( $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ), 入射粒子のエネルギーを  $E_N$  (keV) とし, プラズマ内に入射された中性粒子のエネルギーは, すべてプラズマ加熱に使われるものと仮定すれば, 中性粒子入射加熱パワー  $P_N$  ( $10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ) は, つぎのように表わされる。

$$P_N = S_N \cdot E_N \quad (2.34)$$

そのうち電子の加熱に使われるパワーの割合を  $f_N$  とすると, 中性粒子入射による電子の加熱パワー  $P_{Ne}$  は,

$$P_{Ne} = f_N \cdot P_N \quad (2.35)$$

イオン加熱パワー  $P_{Ni}$  は,

$$P_{Ni} = (1 - f_N) P_N \quad (2.36)$$

と表わされる。ここで,  $f_N$  は次式で与えられる。(19)

$$f_N = \frac{2}{3} \int_0^{X_N} [(1+r_N)e^{-x} - r_N]^{2/3} dx \quad (2.37)$$

$$\text{ただし, } X_N = \ell n \left( \frac{r_N + 1}{r_N} \right)$$

$$r_N = 56.96 \frac{A_N}{n_e} \left( \frac{T_e}{E_N} \right)^{3/2} \sum_i \frac{n_i}{A_i} Z_i^2 \quad (2.38)$$

$A_N$  は 2 または 2.5 とする。

## 2.4 輻射損失パワー

この報告書では、制動輻射損失パワー、シンクロトロン輻射損失パワー、ライン輻射損失パワーの3つについて述べる。

### • 制動輻射損失

制動輻射損失パワー  $P_{BR}$  は、次式で与えられる。(文献(18)の P-147)

$$P_{BR} = 0.2996 Z_{eff} n_e^2 T_e^{1/2} (10^{20} \text{ keVm}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (2.39)$$

### • シンクロトロン輻射損失

シンクロトロン輻射損失パワー  $P_s$  は、次式で与えられる。<sup>(20)</sup>

$$P_s = 1.054 \times 10^{-5} \frac{n_e^{1/2}}{a^{1/2}} B_t^{5/2} T_e^{11/4} \left( 1 + \frac{T_e}{204} \right) \cdot (1 - r_{wall}) \quad (2.40)$$

( $10^{20} \text{ keVm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ )

ここで、 $r_{wall}$  は、シンクロトロン輻射に対する壁の反射率で、約 90% と考えられる。

### • ライン輻射損失

ライン輻射損失パワー  $P_L$  は、次式で与えられる。<sup>(21)(22)</sup>

$$P_L = \left( 1.16 \times 10^{-2} Z_{e2} + 2.578 \times 10^{-4} \frac{Z_{e3}}{T_e} \right) \frac{n_e^2}{T_e^{1/2}} (10^{20} \text{ keVm}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (2.41)$$

ここで、 $Z_{e2}$ 、 $Z_{e3}$  は、次のように定義される。

$$Z_{e2} = \sum_i n_i Z_i^4 / \sum_i n_i Z_i \quad (2.42)$$

$$Z_{e3} = \sum_i n_i Z_i^6 / \sum_i n_i Z_i \quad (2.42)$$

なお、 $Z_{eff}$  は、(2.20) で示したように、つぎの式で定義される。

$$Z_{eff} = \sum_i n_i Z_i^2 / \sum_i n_i Z_i$$



### 3. 起動パターン決定のための予備検討

中性粒子入射加熱時の起動パターンを決定する条件として、加熱時間は20秒程度を越えないものとして、できる限り小さな加熱パワーを採用する。つまり、中性粒子入射装置として、できるだけ小型のものを設定することを前提とする。そこで、イオン温度と電子密度をパラメータとしたときに、主としてこれらのパラメータで与えられるプラズマ起動パターンとして、どのようなパターンを採ればできるだけ小さな出力の加熱装置で済むかを検討する。具体的には、イオン温度と電子密度を上昇させる経路を決めること、起動の途中のどの状態で加熱パワーを零にして自己点火に移行するかを決定することである。3.1節では、起動におけるプラズマの初期および末期の状態について述べる。つぎの3.2節では、上記した条件を満足するための起動パターンを決定するために、パワーバランスについて検討する。

#### 3.1 初期および平衡運転時の状態

中性粒子入射加熱におけるプラズマの初期状態は、第一段加熱であるジュール加熱との継ぎによって決定されるべきものである。本研究では、中性粒子入射加熱を含むプラズマ起動の検討のみを行なったものである。そこで、ジュール加熱時の末期の状態を想定して、中性粒子入射加熱時の初期プラズマ状態を決定する。

電子密度としては、プラズマ中に中性粒子を入射してもプラズマが不安定にならない値として、 $0.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 以上、ジュール加熱で達成できる上限として、 $0.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ の間の値を選定すればよい。イオン温度としては、ジュール加熱で達成できる値として、 $\sim 1 \text{ keV}$ 程度を選定する。ジュール加熱の10秒間程度の間はイオン温度が $1 \text{ keV}$ 以下であることを考えて、プラズマ内の不純物の密度は比較的小さく、イオン密度の1%を初期値として設定する。 $\alpha$ -粒子は、リサイクリングによって燃料の給入とともにプラズマ内に混入することを考えて、2%と設定する。プラズマ電流は、ジュール加熱の間に全電流 $1.04 \text{ MA}$ まで起ち上げられているので、初期値として全電流を設定する。以上から、中性粒子入射加熱時のプラズマ初期状態として、Table 3.1に示す。

つぎに、末期の状態を設定する。中性粒子入射加熱時の末期は平衡運転状態に移行するので、平衡運転状態をそのまま末期の状態とする。イオン温度は $15 \text{ keV}$ 、電子密度は $1.1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ である。以上をTable 3.2に示す。

#### 3.2 パワーバランスの検討

入射加熱パワーを最小にするという条件のもとで、プラズマの起動におけるイオン温度と電子密度の上昇経路を決定するために、パワーバランスを検討する。ここでは、パワーバランスとして、内部加熱パワーと全損失パワーの差（以下ネット内部加熱パワーと記す）を考える。内部加熱パワーとしては、 $\alpha$ -加熱パワーとジュール加熱パワーの和を考え、全損失パワーとしては、

Table 3.1 Initial conditions of plasma for neutral beam injection heating

Ion temperature	1 keV
Deuteron density	$1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Triton density	$1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Electron density	$3.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Impurity (C)	1 %
$\alpha$ -particle	2 %
$Z_{\text{eff}}$	1.3
Plasma current	10.4 MA

Table 3.2 Final conditions of plasma in equilibrium operation

Ion temperature	15 keV
Deuteron density	$4.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Triton density	$4.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Electron density	$1.0752 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$
Impurity (C)	3 %
$\alpha$ -particle	2 %
$Z_{\text{eff}}$	1.8
Plasma current	10.4 MA

輸送によって体系から失われるパワーと、制動輻射，サイクロトロン輻射，ライン輻射による輻射損失パワーとの和を考える。イオン温度を1keVから12keVまで，電子密度を $0.37 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ から $0.87 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ までの範囲で変化させたときのネット内部加熱パワーをFig. 3.1に示す。この図は，炭素不純物を3%， $\alpha$ 粒子を3%（D+Tイオン密度に対して）含むプラズマについて，JDFRに関して算出したものである。この図をみると，イオン温度約6.8keV以下では，電子密度が小さい程ネット内部加熱パワーが大きくなり，それ以上では，逆になっていることが示されている。イオン温度約6.8keVの点では，電子密度を変化させても，ネット内部加熱パワーは変化しないことを意味している。このような点の存在は，パワーバランスを考えることによってつぎのように示される。（2.6），（2.7）式より，ネット内部加熱パワー $P(n_e, T_i)$ を求める。ここで，近似的に， $T_i \approx T_e$ ， $n_\alpha \approx 0.024 n_e$ ， $n_e \approx n_i$ とする。

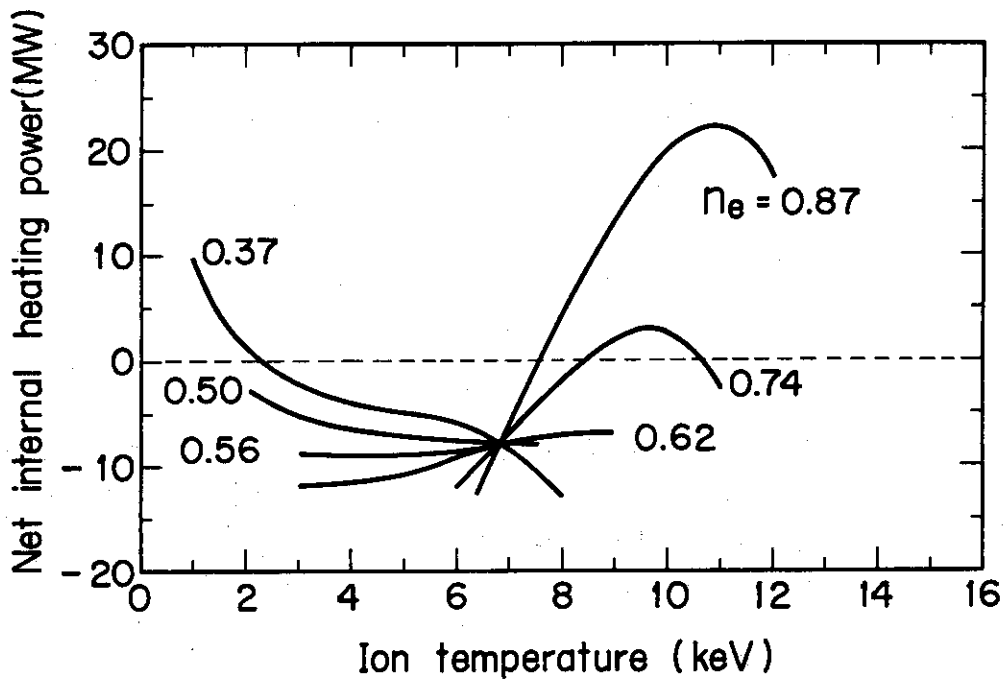


Fig.3.1 Net internal heating power as a function of ion temperature  
(Net internal heating power= $\alpha$ -heating power + Joule heating power - Total heating power)

$$P(n_e, T_i) = P_\alpha + P_{OH} - P_{BR} - P_L - 3 n_e T_i / \tau_{EE} \quad (3.1)$$

$$P_\alpha = n_e E_\alpha / \tau_{s\alpha}$$

$$= 1.001 \times \frac{Z_\alpha^2}{A_\alpha} \cdot 0.024 \times E_\alpha \times \ln A \cdot \frac{n_e^2}{T_e^{3/2}} \quad (3.2)$$

$$P_{BR} = 0.2996 Z_{eff} n_e^2 T_e^{1/2} \quad (3.3)$$

$$P_L = (1.16 \times 10^{-2} Z_{e2} + 2.578 \times 10^{-4} \frac{Z_{e3}}{T_e}) \frac{n_e^2}{T_e^{1/2}} \quad (3.4)$$

$$3 \frac{n_e T_i}{\tau_{ee}} = \frac{12 n_e T_e}{a^2} \left( C_P \frac{Z_{eff} \ln A}{B_P^2} \frac{n_e}{T_e^{1/2}} + \frac{C_T \epsilon^{1/2}}{4 \cdot B_P^2 B_{eff}^2 \ln A} \frac{T_e^{1/2}}{n_e} \right) \quad (3.5)$$

$T_i \sim 7 \text{ keV}$ では、 $P_{OH} \ll P_\alpha$ ,  $P_s \ll P_{BR}$ だから、 $P_{OH}$ ,  $P_s$ を無視する。また、 $T_i \sim 7 \text{ keV}$ では、 $E_\alpha \approx 10 \text{ keV}$ 程度である。 $Z_{eff} = 1.774$ ,  $Z_{e2} = 32.6$ ,  $Z_{e3} = 1.131 \times 10^3$ ,  $A_\alpha = 4$ ,  $Z_\alpha = 2$ ,  $C_P = 2.5 \times 10^{-3}$ ,  $a B_P = 0.2 I_P$ ,  $I_P = 1.04 \text{ MA}$ ,  $\ln A \approx 16$ を代入してまとめると、

$$P_\alpha = 38.438 n_e^2 T_e^{-3/2} \quad (3.6)$$

$$P_{BR} = 0.532 n_e^2 T_e^{1/2} \quad (3.7)$$

$$P_{L1} = 1.16 \times 10^{-2} Z_{e2} n_e^2 T_e^{-1/2} = 0.378 n_e^2 T_e^{-1/2} \quad (3.8)$$

$$P_{L2} = 2.578 \times 10^{-4} Z_{e3} n_e^2 T_e^{-3/2} = 0.292 n_e^2 T_e^{-3/2}$$

$$P_D = P_{CD} + P_{CT} \quad (3.9)$$

$$P_{CP} = \alpha n_e^2 T_e^{1/2} \quad (\alpha = 0.197) \quad (3.10)$$

$$P_{CT} = \beta T_e^{9/2} \quad (3.11)$$

以上の中で、 $P_{CT}$ のみ電子密度に依存しない。また、それ以外は、すべて電子密度の2乗による。このことからネット内部加熱パワー  $P(n_e, T_i)$  が、イオン温度によっては、電子密度によらないで決まってしまう可能性がある。そのようなイオン温度が存在するかどうか、その解を求めてみよう。プラズマ内部加熱パワーの時間変化を

$$\frac{dP(n_e, T_i)}{dt} = 0 \quad (3.12)$$

として、 $\frac{dT_i}{dt} = 0$ の条件から次式が得られる。

$$(n_{e1}^2 - n_{e2}^2) (0.729 T_i^2 + 0.378 T_i - 38.146) = 0 \quad (3.13)$$

$n_{e1} \neq n_{e2}$  だから、

$$0.729 T_i^2 + 0.378 T_i - 38.146 = 0 \quad (3.14)$$

これを解いて、 $T_i > 0$ なる解を求めると、 $T_i \approx 6.98 \text{ (keV)}$ が得られる。Fig. 3.1では、このような点のイオン温度は、 $T_i \approx 6.8 \text{ keV}$ であるが、上述した概算によって、電子密度が変化しても、 $T_i \approx 7 \text{ keV}$ 近傍では、ネット内部加熱パワーが変化しない状態が存在することが示された。Fig. 3.1から言えることは、ネット内部加熱パワー (=  $\alpha$ -加熱パワー + ジュール加熱パワー -

全損失パワー)は、イオン温度 $T_i$ が $\sim 7$  keV以下では、電子密度が低い方が大きく、それ以上では、電子密度が高い方が大きいということである。そして、 $T_i \sim 7$  keVでは、ネット内部加熱パワーは電子密度によらない。この特性を考慮すると、できるだけ小さい入射加熱パワーでプラズマを起動させるためには、つぎのような経路を採ることが望ましい。

- (1)  $T_i < 7$  keVでは、電子密度は初期の低い状態のまま、イオン温度を上昇させる。
- (2)  $T_i \sim 7$  keVでは、イオン温度を一定に保ったまま、電子密度を上昇させる。この場合の電子密度の上限は、加熱のための入射中性粒子がプラズマの中心まで十分に届くような電子密度とする。
- (3)  $T_i > 7$  keVでは、(2)で示した電子密度の上限に保ったまま、ネット内部加熱パワーが、Self-Sustainとして十分な大きさになるまでイオン温度を上昇させる。以上の(1)~(3)まで入射加熱パワーが必要である。
- (4) Self-Sustainにより、イオン温度と電子密度を平衡運転時の値まで上昇させる。

拡散による損失パワーの等しい線を $n_e - T_i$ 面上に記し、この面上に、(1)~(4)のパターンを記入するとFig. 3.2のようになる。ここで、 $P_p$ は擬古典拡散による損失パワーで、次式で与えられる。

$$P_p = \frac{3}{2} \times \frac{2 n_e T_e}{(\tau_{ee})_{pC}} \times \text{Vol}_p = \frac{12 C_p Z_{\text{eff}} \ln A \text{Vol}_p}{a^2 B_p^2} n_e^2 T_e^{1/2} \quad (3.15)$$

$C_p = 2.5 \times 10^{-3}$ ,  $a B_p = 0.2 I_p$ ,  $I_p = 1.04 \text{ MA}$ ,  $\ln A \approx 16$ ,  $\text{Vol}_p = 1.51 \times 10^3 \text{ m}^3$ ,  $Z_{\text{eff}} = 1.8$ とすると、(3.15)は、

$$P_p = 4.766 n_e^2 T_e^{1/2} \quad (\text{MW}) \quad (3.16)$$

となる。また、 $P_{\text{TI}}$ は捕獲イオン拡散による損失パワーで、次式のようになる。

$$P_{\text{TI}} = \frac{3}{2} \frac{2 n_e T_e \text{Vol}_p}{(\tau_{ee})_{\text{TI}}} = \frac{3 C_T \epsilon^{1/2} \text{Vol}_p}{a^2 R^2 B_p^2 Z_{\text{eff}} \ln A} T_e^{9/2} \quad (3.17)$$

ここで、 $C_T = 41.5$ ,  $\epsilon = a/R$ , を入れると、

$$P_{\text{TI}} = 1.629 \times 10^{-3} T_e^{9/2} \quad (\text{MW}) \quad (3.18)$$

となる。(3.16), (3.18)では、 $T_e$ はkeV,  $n_e$ は $10^{20} \text{ m}^{-3}$ の単位である。(3.18)からわかるように、捕獲イオン拡散による損失パワーは、電子密度によらないことである。閉じ込め時間のイオン温度依存性をみると、Fig. 3.3のようになっている。擬古典拡散から捕獲イオン拡散へ移行するのは、 $T_i = 3 \sim 4$  keVであることがわかる。このことから、7 keVの停留点では、(3.18)に従っていると考えられる。

つぎに、等制動輻射損失パワー線を $n_e - T_i$ 面上に記し同時に、(1)~(4)のパターンを記述するとFig. 3.4のようになる。ここで $P_{\text{Br}}$ は、(3.3)の式で $Z_{\text{eff}} = 1.8$ とした式にプラズマの体積 $\text{Vol}_p$ をかけたものである。

$$P_{BR} = 0.2996 Z_{eff} Vol_P n_e^2 T_e^{1/2} = 13.046 n_e^2 T_e^{1/2} \text{ (MW)} \quad (3.19)$$

Fig. 3.2 と Fig. 3.4 から言えることは、 $T_i = 7 \text{ keV}$  の点では、拡散に損失パワーは変化しないが、制動輻射による損失パワーのみ変化している。イオン温度が一定であるから、 $P_{BR} \propto n_e^2$  なる変化をしている。Fig. 3.1 で、 $T_i = 7 \text{ keV}$  が停滯であることは、アルファ加熱パワーと制動輻射損失パワーがほぼ同じであることを意味している。すなわち  $(P_\alpha)_{T_i=7 \text{ keV}} \propto n_e^2$  と考えられる。

最後に、(1)~(4)のパターンで起動した場合のプラズマ熱エネルギーの変化の様子を調べるために、 $n_e - T_i$  面上に等プラズマ熱エネルギー線を記し、同時に、(1)~(4)のパターンを記述すると、Fig. 3.5 のようになる。

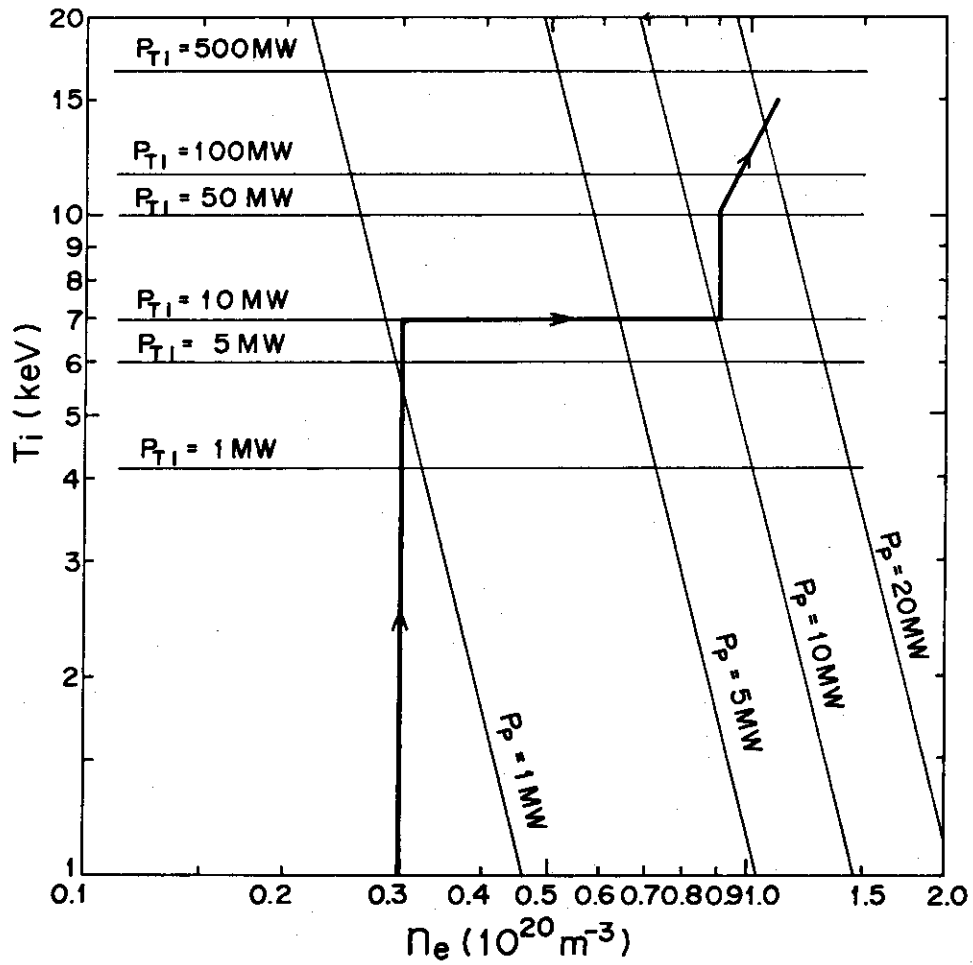


Fig.3.2 Diffusion loss power as functions of  $n_e$  and  $T_i$   
 $P_p$  : loss power by pseudoclassical diffusion  
 $P_{Ti}$  : loss power by trapped ion diffusion

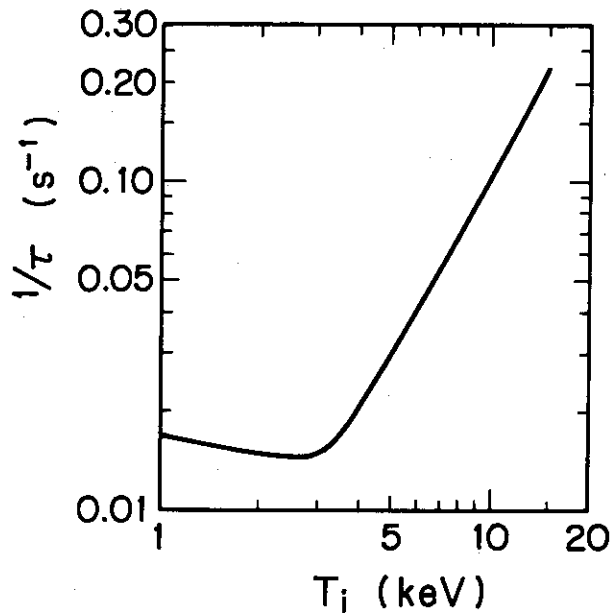


Fig.3.3 Confinement time as a function of ion temperature  $T_i$

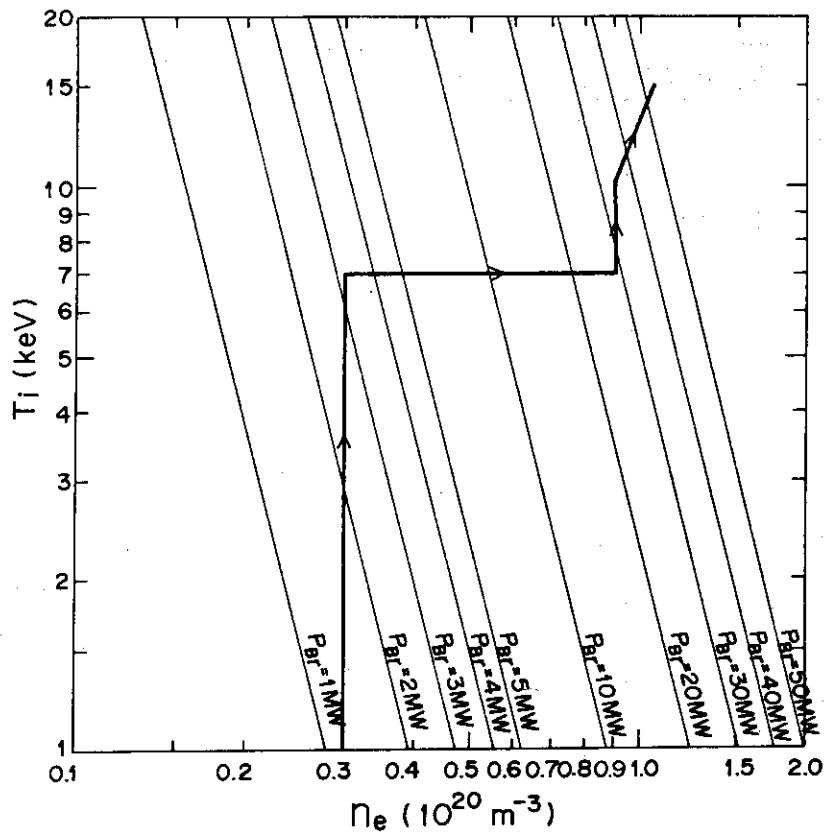


Fig.3.4 Bremsstrahlung loss power as functions of  $n_e$  and  $T_i$

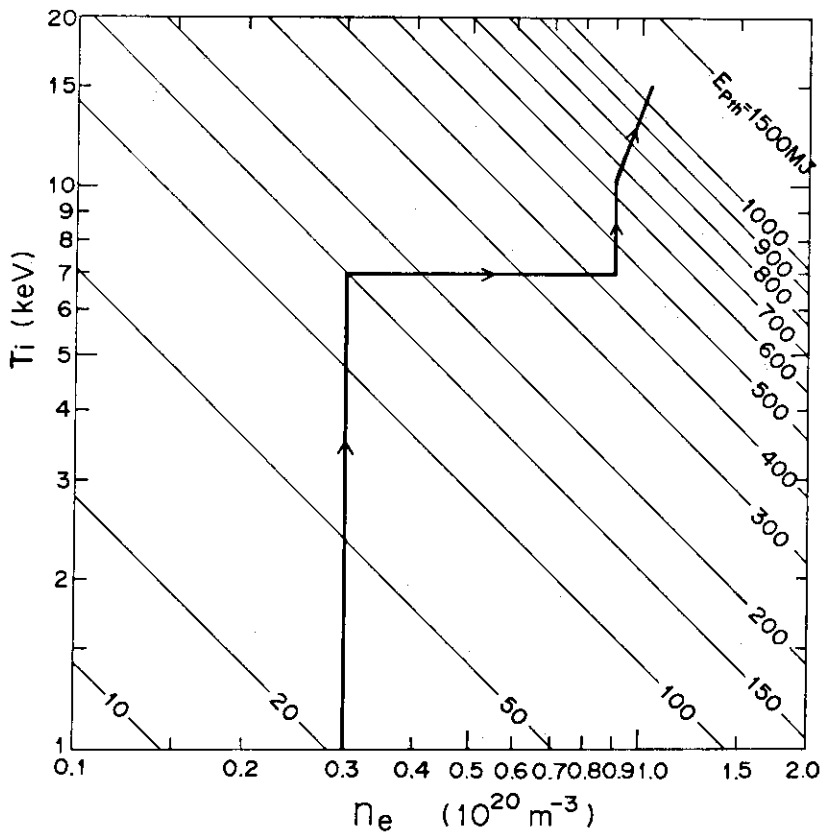


Fig.3.5 Plasma thermal energy as functions of  $n_e$  and  $T_i$



#### 4. 起動パターンの決定とその検討

前章の指示に従って決定した起動パターンをTable 4.1に示す。この表に従って、前章のステップの中で、(1)と(2)の段階で加熱パワーとして40MW入射し、(3)の段階で30MW入射した場合の結果をFig. 4.1に示す。各ステップの所要時間は、(1)が3.4秒、(2)が6.7秒、(3)が3.5秒、(4)が6.4秒である。加熱パワーを(1)と(2)の段階で30MWとしてもプラズマは起動できるが、所要時間が(1)で5秒程度、(2)で10秒程度となり、(1)と(2)で15秒要してしまい、20秒で起動することが難しくなる。また50MWの加熱パワーを(1)(2)の段階で入射した場合の計算では、所要時間が(1)で約2.5秒、(2)で約5秒程度となり、(1)と(2)で7.5秒程度となるが、起動時間を20秒から10秒に短縮するには不十分である。20秒という起動時間の設定に対しては、加熱パワーとして40MWという値は、適当なものと考えられる。

Table 4.1 起動パターン

炉型	ステップ	イオン温度 (keV)	電子密度 ( $10^{20} \text{ m}^{-3}$ )	加熱パワー (MW)	燃料注入率 ( $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ )
実験炉		1 → 7	0.42 → 1.1	28	(D+T) 0.3
実用炉	ステップ 1	1 → 7	0.33 (一定)	40	0.007
	" 2	7 (一定)	0.33 → 0.88	40	0.086
	" 3	7 → 10.3	0.88 (一定)	30	0.048
	" 4-1	10.3 → 11.3	0.88 → 1.0	0	0.116
	" 4-2	11.3 → 15	1.0 → 1.1	0	0.14

つぎに、この起動パターンの各ステップにおけるエネルギーバランスを考察してみよう。Fig. 4.2に起動時間20秒間におけるエネルギーバランスを示す。 $P_R$ は輻射損失パワーを示し、制動輻射損失が約90%を占めている。 $P_D$ は拡散によって体系から逃げる損失パワー、 $P_{TL}$ は、 $P_R + P_D$ で全損失パワーを示す。 $P_{OH}$ 、 $P_\alpha$ はそれぞれ、ジュール加熱パワーとアルファ加熱パワーを示す。 $P_F$ は、核融合反応出力を示す。この図をみると、アルファ加熱パワーと全損失パワーが10秒の時点で等しくなっている。この点でプラズマはSelf-Sustainとなる。この点での核融合反応出力は約250MWである。エネルギーバランスからだけ言えば、この点でも自己点火型の炉として成立することになる。この点以降はアルファ加熱パワーが全損失パワーよりも大きくなり、プラズマは加熱パワーなしでも温度と密度が上昇していく。20秒を過ぎた時点で、再びアルファ加熱パワーと全損失パワーが等しくなり、ある定常な状態に達する。20秒の時点と、10秒の時点のエネルギー的なバランスを考察するために、横軸にプラズマの熱エネルギーをとり、縦軸にアルファ加熱パワー $P_\alpha$ と全損失パワー $P_{TL}$ をとって図示するとFig. 4.3のようになる。10秒の時点に対応するつり合い点は、プラズマ熱エネルギー $E_{p,h}$ が0.4GJの点である。この点では、プラズマの温度上昇や密度上昇によって、プラズマ熱エネルギーが増大する

と、 $P_\alpha > P_{TL}$ の方へ移行する。 $P_\alpha - P_{TL} = dE_{pth}/dt$ なる関係があるので、 $E_{pth} = 0.4$  GJの点は、

$$\left( \frac{d^2 E_{pth}}{dt^2} \right)_{E_{pth}=0.4} > 0$$

なる点であり、エネルギー的に不安定つり合いにある点である。これに対して、20秒の時点に対応する点は、 $E_{pth} = 1.1$  GJの点であり、この点では、プラズマの熱エネルギーが増大すると、 $P_\alpha < P_{TL}$ の方へ移行するので、

$$\left( \frac{d^2 E_{pth}}{dt^2} \right)_{E_{pth}=1.1} < 0$$

なる点であり、エネルギー的には安全なつり合いにある点か、振動する点である。これを調べるために、平衡運転時のイオン温度に10%の摂動を与えて、イオン温度と電子密度の挙動を計算した。Fig. 4.4にその約20秒間の両者の挙動を示す。振動を示し、振巾が次第に大きくなり発散する傾向を示す。この計算の条件としては、燃料注入率を平衡運転時の値と同じ値である $S_D = S_T = 0.14 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ とした。 $S_D = S_T = 0.13 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ とした計算結果も同様に振動し発散する傾向を示す。

なお、プラズマ熱エネルギーの増加状況を見ると、Fig. 4.5のようになり、ほぼ直線に近いので、Fig. 4.2とFig. 4.3の $P_\alpha$ と $P_{TL}$ の変化の状況は、大きな違いはない。 $E_{pth}$ が時間的に直線的に上昇することから、ポロイダルベータ値

$$\beta_p = 2\pi \times 1.6021 \times 10^{-1} a^2 \frac{\sum n_i T_i}{I_p^2} \quad (4.1)$$

も、ほぼ直線的に上昇することになる。(ここでは、中性粒子入射加熱以前にプラズマ電流は全電流 $I_p = 10.4 \text{ MA}$ に達しているものとしている)。(4.1)式は、 $a$ はプラズマ半径(m)、 $n_i$ は粒子 $i$ の密度( $10^{20} \text{ m}^{-3}$ )、 $T_i$ は $i$ の温度(keV)、 $I_p$ はプラズマ電流(MA)である。

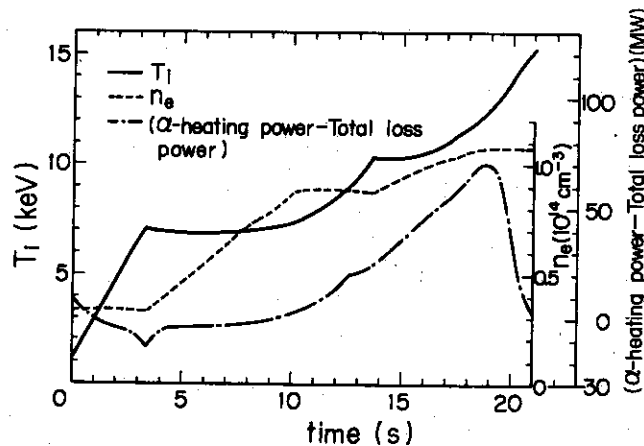


Fig.4.1 Changes ion temperature  $T_i$ , electron density  $n_e$  and  $\alpha$ -heating power minus total loss power

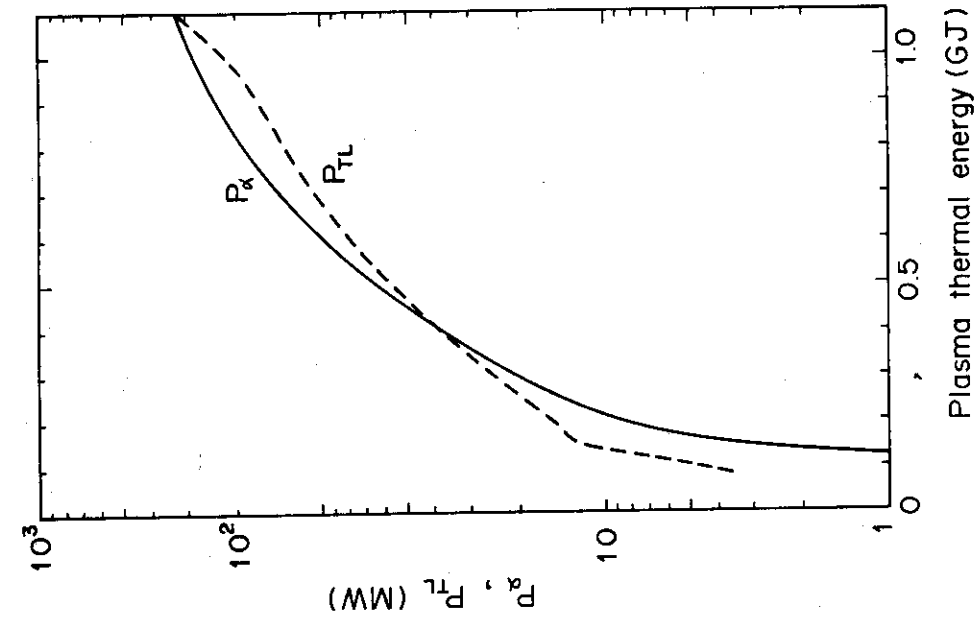


Fig.4.3  $\alpha$ -heating power and total loss power as a function of plasma thermal energy

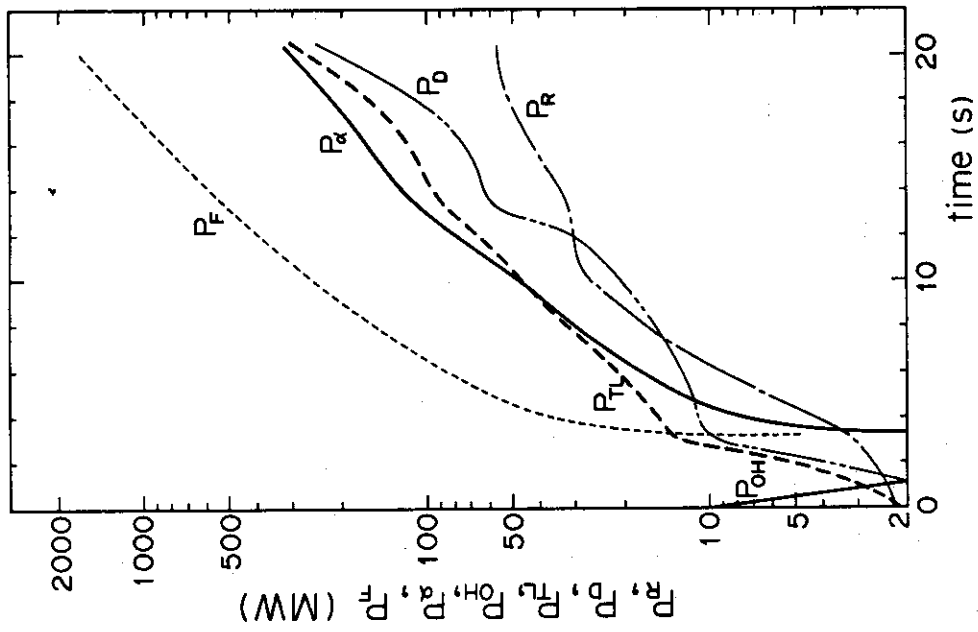


Fig.4.2 heating powers, loss powers and fusion power  
 $P_R$  : Radiation loss power  $P_{OH}$  : Ohmic heating power  
 $P_D$  : Diffusion loss power  $P_\alpha$  :  $\alpha$ -heating power  
 $P_{TL}$  : Total loss power  $P_F$  : Fusion power

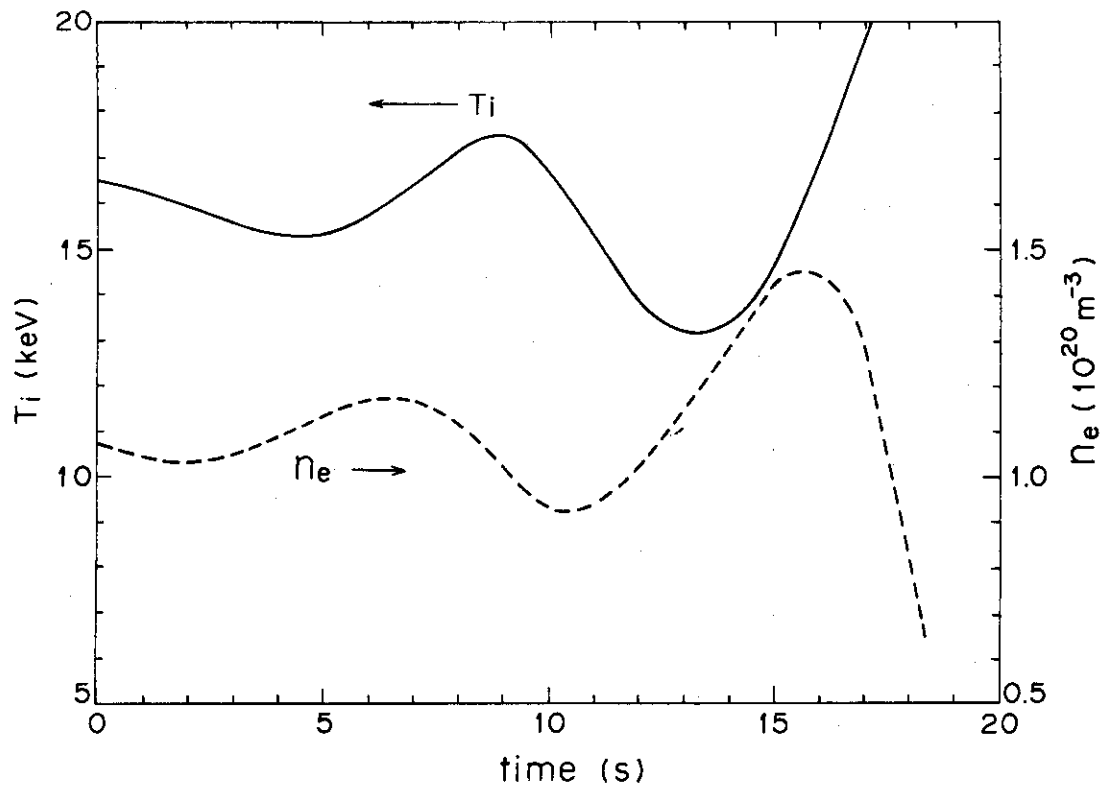


Fig.4.4 Changes of ion temperature  $T_i$  and electron density  $n_e$  when  $T_i$  is perturbed by 10 %

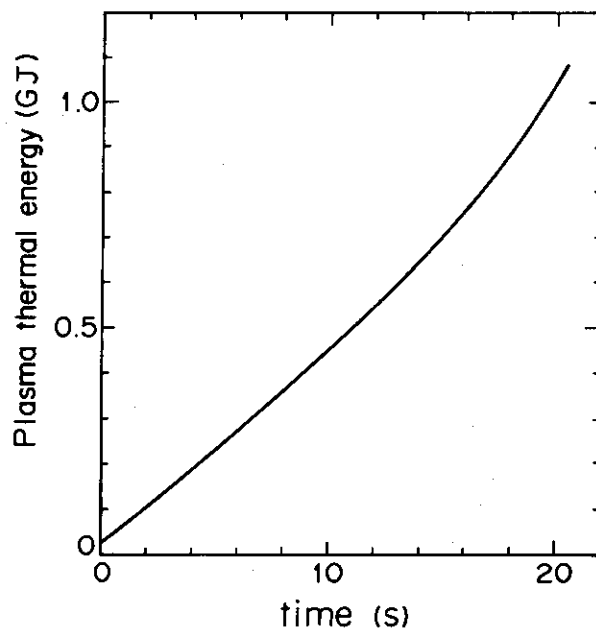


Fig.4.5 Plasma thermal energy

## 5. 結 言

核融合実証炉 J D F R におけるプラズマ起動の検討を行なった。ここでなされた検討は、中性粒子入射加熱による第 2 段加熱により自己点火条件へ移行し、平衡運転時のプラズマパラメータを達成するまでの検討である。計算モデルは、時間依存性を入れた 1 点近似の拡散モデルであり、エネルギーおよび粒子の閉じ込めに関する比例則は、新古典拡散、擬古典拡散、捕獲イオン不安定性による異常拡散を併用して用い、プラズマ温度が数 keV 以下では、新古典拡散または擬古典拡散が支配的であると、それ以上の温度では、捕獲イオン不安定性による異常拡散が支配的であるとして用いた。

中性粒子入射加熱によるプラズマ起動の条件として、起動時間を 20 秒程度とすること、加熱パワーをできる限り小さくすることである。検討の結果はつぎのようにまとめられる。起動のステップを 4 ステップに区分した。第 1 ステップでは、電子密度を  $0.3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  に保ったままプラズマ温度を 1 keV から 7 keV まで上昇させ、第 2 ステップでは、プラズマ温度を 7 keV に保ったまま電子密度を  $0.3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  から  $0.9 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  まで上昇させ、第 3 ステップでは、電子密度を  $0.9 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  に保って、プラズマ温度を 7 keV から 10 keV まで上昇させて自己点火条件を達成した。第 4 ステップでは、自己点火によって、目標値であるプラズマ温度 15 keV、電子密度  $1.1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  に達することができた。加熱パワーとしては、第 1、第 2 ステップで 40 MW、第 3 ステップで 30 MW を与えた。以上のステップを合計した起動時間としては条件の 20 秒間を満足する。

できる限り小さな加熱パワーで起動させる場合には、起動の初期においては、電子密度を低く保ったままプラズマ温度を上昇させ、アルファ加熱パワーをある程度増大させてから電子密度を上昇させることが重要である。

以上の結果は、予じめ設定されたプラズマ起動時間 20 秒を達成するという条件のもとで起動パターンを決定したものである。J D F R の設計を見直す場合には、起動時間として 20 秒というのは適当であるかどうかも検討する必要がある。また、プラズマの温度分布等を考慮した場合、加熱効率および空間分布等についても検討する必要がある。これらの検討は、1 次元輸送モデルによって検討することになり、今後の課題である。

## 謝 辞

この仕事に対して、迫 淳室長を始めとする炉設計研究室の諸氏から多くの教示を載いた。これらの方々に深く感謝します。

## 5. 結 言

核融合実証炉 J D F R におけるプラズマ起動の検討を行なった。ここでなされた検討は、中性粒子入射加熱による第 2 段加熱により自己点火条件へ移行し、平衡運転時のプラズマパラメータを達成するまでの検討である。計算モデルは、時間依存性を入れた 1 点近似の拡散モデルであり、エネルギーおよび粒子の閉じ込めに関する比例則は、新古典拡散、擬古典拡散、捕獲イオン不安定性による異常拡散を併用して用い、プラズマ温度が数 keV 以下では、新古典拡散または擬古典拡散が支配的であると、それ以上の温度では、捕獲イオン不安定性による異常拡散が支配的であるとして用いた。

中性粒子入射加熱によるプラズマ起動の条件として、起動時間を 20 秒程度とすること、加熱パワーをできる限り小さくすることである。検討の結果はつぎのようにまとめられる。起動のステップを 4 ステップに区分した。第 1 ステップでは、電子密度を  $0.3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  に保ったままプラズマ温度を 1 keV から 7 keV まで上昇させ、第 2 ステップでは、プラズマ温度を 7 keV に保ったまま電子密度を  $0.3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  から  $0.9 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  まで上昇させ、第 3 ステップでは、電子密度を  $0.9 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  に保って、プラズマ温度を 7 keV から 10 keV まで上昇させて自己点火条件を達成した。第 4 ステップでは、自己点火によって、目標値であるプラズマ温度 15 keV、電子密度  $1.1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  に達することができた。加熱パワーとしては、第 1、第 2 ステップで 40 MW、第 3 ステップで 30 MW を与えた。以上のステップを合計した起動時間としては条件の 20 秒間を満足する。

できる限り小さな加熱パワーで起動させる場合には、起動の初期においては、電子密度を低く保ったままプラズマ温度を上昇させ、アルファ加熱パワーをある程度増大させてから電子密度を上昇させることが重要である。

以上の結果は、予じめ設定されたプラズマ起動時間 20 秒を達成するという条件のもとで起動パターンを決定したものである。J D F R の設計を見直す場合には、起動時間として 20 秒というのは適当であるかどうかを検討する必要がある。また、プラズマの温度分布等を考慮した場合、加熱効率および空間分布等についても検討する必要がある。これらの検討は、1 次元輸送モデルによって検討することになり、今後の課題である。

## 謝 辞

この仕事に対して、迫 淳室長を始めとする炉設計研究室の諸氏から多くの教示を載いた。これらの方々に深く感謝します。

## 参 考 文 献

- (1) Davis, J.W. and Kulcinski, G.L. : Major Features of D-T Tokamak Fusion Reactor Systems, EPRI472-1 Interim Report (1974)
- (2) Fraas, A.P. : Conceptual Design of the Blanket and Shield Region and Related System for a Full Scale Toroidal Fusion Reactor, ORNL-TM-3096 (1973)
- (3) Mills, R.G., et al. : A Fusion Power Plant, MATT-1050 (1974)
- (4) Kulcinski, G.L. and Conn, R.W. : The Conceptual Design of a Tokamak Fusion Power Reactor, UWMAK-1, Proceedings CONF-740402-P1 (1974)
- (5) Conn, R.W., et al. : Major Design Feature of Conceptual D-T Tokamak Reactor UWMAK-II, IAEA-CN-33/G1-2 (1974)
- (6) Hancox, R. : Fusion Reactor Study in the UK, Proceedings of the International Conf. on Nuclear Solutions to World Energy Problems, ANS (1972)
- (7) Kulcinski, G.L., et al. : UWFDM-150
- (8) Sako, K., et al. : Design Study of a Tokamak Reactor, IAEA-CN-33/G1-5 G1-5 (1974)
- (9) Sako, K., et al. : "Conceptual Design of the JAERI Demonstration Fusion Reactor", The 2nd ANS Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion Sep. 21-23, 1976-Richland Washington
- (10) Sako, K., et al. : "First Preliminary Design of an Experimental Fusion Reactor", JAERI-M 7300 (Sep. 1977)
- (11) Maki, K., et al. : "Study on Plasma Ignition of JAERI Experimental Fusion Reactor", JAERI-M 6876 (Jan. 1977)
- (12) Ohta, M. and Yamato, H. : JAERI-M 5569 (1974)
- (13) Rosenbluth, M.N., et al. : Phys. Flids. 15 116 (1972)
- (14) Yoshikawa, S. and Christofilos, N.C. : Proc. 4th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Madison 1971) Vol.II, IAEA Vienna 357 (1972)
- (15) Kadomtsev, B.B. and Pogutse, D.P. : "Trapped Particle in Toroidal Systems", Nucl. Fusion 11, 67 (1971)
- (16) Strix, T.H. : Plasma Physics 14 367 (1972)
- (17) Braginskii, S.I. : Reviews of Plasma Physics, Vol.1, 205 (1965) Consultants Bureau, New York
- (18) Spitzer, L. Jr. : "Physics of Fully Ionized Gases" 2nd Ed. Interscience Publishers, New York (1967)
- (19) Rose, D.J. : "On the Feasibility of Power by Nuclear Fusion",

ORNL/TM-2204 (May 1968)

- (20) Yang, T.F., et al. : "The Calculation and Parametric Study of Synchrotron Radiation Loss for Tokamak Reactors", UWFD-49, Nucl. Eng. Dept., Univ. of Wis., (July 1973)
- (21) Hopkins, G. : Impurity Radiation Loss Mechanism from Fusion Reactor Plasma", GA-A12374 (Oct. 1972)
- (22) Post, R.F.J. : Nuclear Energy (Part C Plasma Physics 3, 273 (1961)