

JAERI-M

6 4 5 3

核融合実験炉の炉心プラズマのパワーバランス

(予 備 検 討)

1976年3月

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.

核融合実験炉の炉心プラズマのパワーバランス
(予備検討)

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

東稔 達三, 大和 春海^{*}

(1976年2月9日受理)

現在原研で設計が進められている核融合実験炉の, プラズマ中のパワーバランスの予備検討を行なった。予備設計では50 MW以下の入射パワーで100 MW程度の熱出力を得ることを目標としており, 不純物量が $Z_{eff} \sim 5$ まではこの設計条件が満されることを示した。また比例則の不確かさが及ぼす影響について検討し, 自己点火の可能性についても議論している。

* 外来研究員; 東京芝浦電気株式会社総合研究所

JAERI-M 6453

Preliminary Study on Power Balance in the Plasma
of an Experimental Fusion Reactor

Tatsuzo TONE and Harumi YAMATO*

Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai, JAERI

(Received February 9, 1976)

The preliminary study on power balance in the plasma is described in the first-stage design of an experimental fusion reactor. The purpose is to show the ranges of plasma parameters for the design output of about 100 MW with an injection power less than 50 MW. The impurity is permitted to the extent of $Z_{\text{eff}} \sim 5$ to meet the design requirement. Influences of the uncertainty in scaling law on the power output and injection power are discussed, and also possibility of the self-ignition.

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

目 次

1.	はじめに	1
2.	核融合反応率	3
2.1	核融合反応率係数の計算式	3
2.2	結 果	4
3.	減速過程とエネルギー増倍	8
3.1	入射粒子およびアルファ粒子の減速過程	8
3.2	入射粒子によるエネルギー増倍	15
4.	パワーバランス	18
4.1	パワーバランスの計算式	18
4.2	結果と検討	22
4.2.1	パラメータサーベイ計算上の近似	22
4.2.2	基準値におけるパワーバランス	24
4.2.3	基準値を変化させた場合の検討	28
5.	まとめ	38
	謝 辞	39
	文 献	40

1. はじめに

この1年余に実験炉あるいは実験炉規模の炉の設計研究成果が次々と発表されてきた。^{(1)~(4)}原研においても昭和50年の4月から実験炉の予備設計に着手した。⁽⁵⁾炉心プラズマに関してはパワーバランスの広範囲のパラメータサーベイ(出力, 主半径, アスペクト比, 磁場の強さ, プラズマ温度, 非円形度等)が行われ,⁽⁶⁾第1次設計値が選定された。炉心パラメータの選定に当たってもっとも基本的な設計目標としたのは出力であった。出力の目標値として最終的には100MWが選ばれた。これは核融合研究開発懇談会の技術分科会報告の長期計画の線に沿ったものである。出力が決まると, 弱磁場大型炉(円形プラズマ), 弱磁場小型炉(非円形), 強磁場小型炉(円形)が炉設計上の基本的選択になる。イタリアの設計は1番目(出力は170MW), GA⁽¹⁾のは2番目(出力は600MW)の考えに基づいている。原研の設計は3番目に相当する。⁽³⁾

炉構造の概念図をFig. 1に, 炉心パラメータの予備設計値をTable 1に示す。⁽⁵⁾主半径は6.75mでプラズマ半径(アスペクト比4.5)は1.5mであり, これらの値は技術分科会報告の主半径6m, プラズマ半径1.2mより若干大きい。プラズマ中心軸上のトロイダル磁場の60kGは, コイルの許容応力を考慮して決められている(コイル上の最大磁場は120kG以下に設定)。そしてプラズマ形状は最終的には真円を採用した。エネルギー閉じ込め時間の比例則として, 擬古典⁽⁷⁾拡散, 捕獲イオン不安定性による異常拡散⁽⁸⁾と新ボーム⁽⁹⁾拡散が考慮された。この結果, パワーバランス上常時中性粒子入射加熱が必要となる。その場合にでも, プラズマをできるだけ自己点火の条件に近づけるために, 入射パワーは出力の半分以下即ち50MW以下にすることが設計の基本目標とされた。

このレポートの第1の目的は, 予備設計で選定された炉心パラメータの基準値におけるパワーバランスの解析をさらに進め, その問題点を検討することである。そのために, ①入射粒子(D)とアルファ粒子の減速過程及び入射粒子によるエネルギー増倍の解析, ②不純物量が増大した場合に, 設計の基本目標(50MW以下の入射パワーで100MWの出力の獲得)の実現性の検討を行なった。①のエネルギー増倍とは, 入射された高速D粒子が減速中にT粒子と核融合⁽¹⁰⁾反応を起すことによって得るエネルギーを意味する。この効果はふつうTCT(two-energy component tokamak reactor)効果と称されている。第2の目的は, 不純物量が増大して基準値では基本目標の達成が困難な場合に, 基準値をどのように変えればよいかを検討することである。プラズマ温度とトロイダルベータ値を変化させてパワーバランスの検討を行なった。また, パワーバランスに及ぼす比例則の不確かさの影響も検討し, 自己点火の可能性について考察を行なった。

解析は全て定常状態で空間依存性は考慮していない。考慮した比例則は, 基準値の選定に用いたものと同じである。不純物としてはSiCを想定し, SiとCが等量ずつ存在して完全電離している場合の制動放射のみを考慮した。

Table 1 Reference values of plasma parameters

Major radius	6.75 m
Minor radius	1.5 m
Aspect ratio	4.5
Plasma volume	300 m ³
Toroidal field	60 kG
Plasma current	4 MA
Safety factor	2.5
Plasma temperature	7 keV
Poloidal β_p	2 ~ 3
Toroidal β for $\beta_p = 2.0$	0.016
Maximum injection power	50 MW

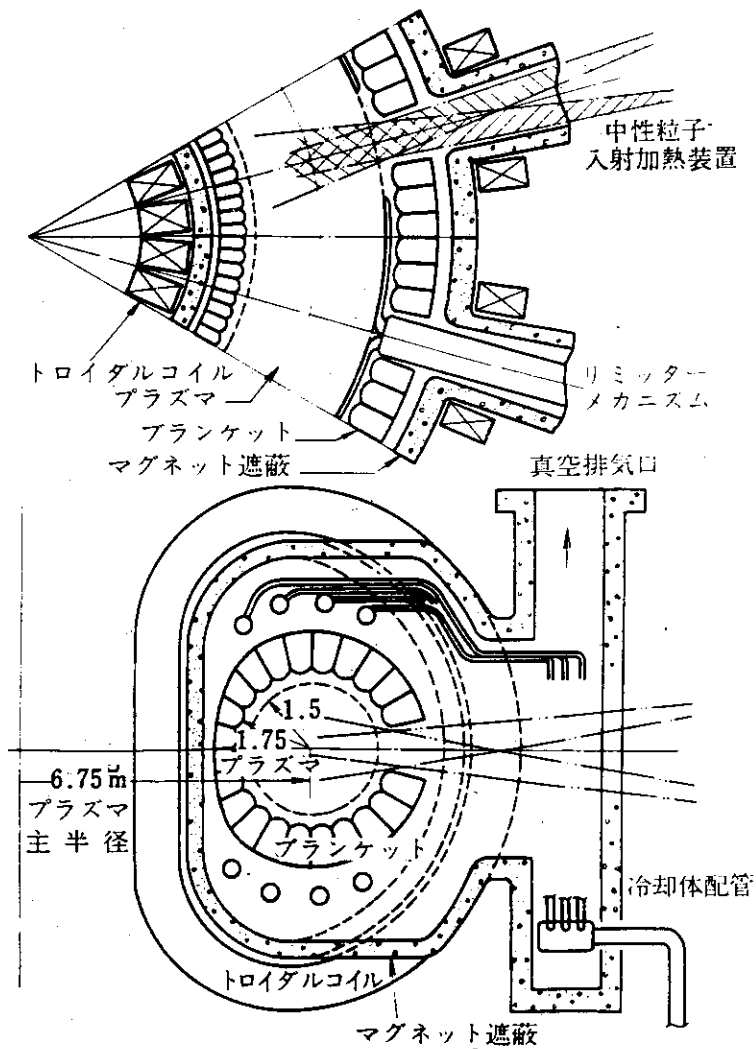


Fig. 1 Cross section of the experimental reactor

2. 核融合反応率

2.1 核融合反応率係数の計算式

速度分布 $f_1(\vec{v}_1)$ と $f_2(\vec{v}_2)$ を有する互いに異なる粒子 1 と 2 の衝突を考える。単位時間あたり、粒子 1, 2 の 1 個あたりの衝突断面積すなわち反応率係数は次式で与えられる。⁽¹⁾

$$\langle \sigma v \rangle = \int d\vec{v}_1 \int d\vec{v}_2 f_1(\vec{v}_1) f_2(\vec{v}_2) v_r \sigma(v_r) \quad (1)$$

ここで \vec{v}_r は 2 つの粒子の相対速度ベクトルで、 σ は衝突断面積である。 σ としては以後 D-T 核融合反応断面積のみを考える。 \vec{v}_r と v_r は Fig. 2 から次式で与えられる。

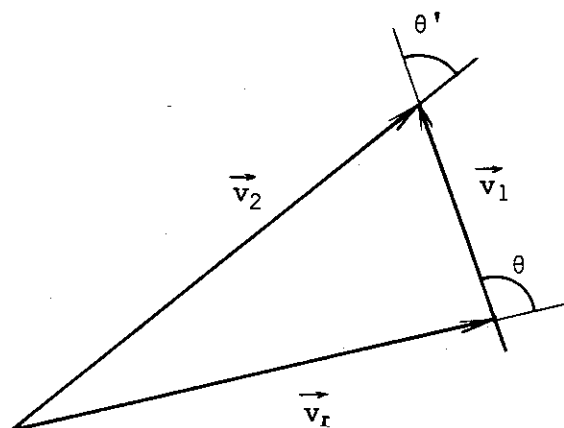


Fig.2 Velocity vectors of the two interacting particles

$$\left. \begin{aligned} \vec{v}_r &= \vec{v}_1 - \vec{v}_2 \\ v_r &= |\vec{v}_r| = \left(v_1^2 + v_2^2 - 2v_1 v_2 \cos \theta' \right)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

f_1, f_2 が共に温度 T の Maxwell 分布

$$f_m = \left(\frac{m_m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_m v_m^2}{2kT} \right), \quad (m=1,2) \quad (3)$$

で与えられると(1)式は

$$\langle \sigma v \rangle_M = \frac{4}{(2\pi m_1)^{1/2}} \left(\frac{m_r}{m_1 kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty dU U \sigma(U) \exp \left(-\frac{m_r U}{m_1 kT} \right) \quad (4)$$

となる。但し、⁽¹⁾

$$m_r = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}, \quad U = \frac{1}{2} m_1 v_r^2. \quad (5)$$

次に粒子 1 を単色エネルギーで入射した粒子とすると、速度分布は

$$f_1(\vec{v}_1) = \delta(\vec{v}_1 - \vec{v}_B) \quad (6)$$

で与えられる。但し、 \vec{v}_B は入射粒子の速度ベクトルである。標的イオンである粒子 2 の速度分布に Maxwell 分布を仮定すれば、この場合の核融合反応率係数 $\langle \sigma v \rangle_B$ は次のようにして求まる。

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle_B &= \int \delta(\vec{v}_1 - \vec{v}_B) d\vec{v}_1 \int f_2(\vec{v}_2) v_r \sigma(v_r) d\vec{v}_2 \\ &= \int f_2(\vec{v}_2) v_r \sigma(v_r) d\vec{v}_2, \end{aligned} \quad (7)$$

但し(2)式より

$$v_r = (v_B^2 + v_2^2 - 2v_B v_2 \cos \theta')^{1/2} \quad (8)$$

であり、また Fig. 2 から次式が成立する。

$$v_2 = (v_B^2 + v_r^2 + 2v_B v_r \cos \theta)^{1/2}. \quad (9)$$

次に \vec{v}_2 から \vec{v}_r へ変数変換を行うと、

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle_B &= 2\pi \left(\frac{m_2}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty dv_r v_r^3 \sigma(v_r) \\ &\quad \times \int_0^\pi d\theta \exp \left[-\frac{m_2}{2kT} (v_B^2 + v_r^2 + 2v_B v_r \cos \theta)^{1/2} \right] \sin \theta \\ &= \left(\frac{m_2}{2\pi kT} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{v_B} \int_0^\infty dv_r v_r^2 \sigma(v_r) \exp \left[-\frac{m_2}{2kT} (v_B^2 + v_r^2) \right] \\ &\quad \times \left\{ \exp \left(\frac{m_2}{kT} v_B v_r \right) - \exp \left(-\frac{m_2}{kT} v_B v_r \right) \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{\sqrt{2\pi kT}} \cdot \frac{\sqrt{m_2}}{m_1} \cdot \frac{1}{\sqrt{E_B}} e^{\frac{m_2}{m_1} \frac{E_B}{T}} \int_0^\infty dU \sqrt{U} \sigma(U) \\ &\quad \times \exp \left(-\frac{m_2}{m_1} \frac{U}{T} \right) \left\{ e^{\frac{m_2}{m_1} \frac{\sqrt{E_B}}{T} \sqrt{U}} - e^{-\frac{m_2}{m_1} \frac{\sqrt{E_B}}{T} \sqrt{U}} \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

但し

$$E_B = \frac{1}{2} m_1 v_B^2 \quad (12)$$

で U は(5)式で与えられる。このレポートでは、入射粒子として D イオンを、プラズマ中の標的イオンとして T イオンを取扱うことにする。

$T = 0$ のとき

$$\langle \sigma v \rangle_B = \sigma v_B = \sqrt{\frac{2k}{m_1}} \sigma(E_B) \sqrt{E_B} \quad (13)$$

である。

2.2 結果

$T(D, n)^4\text{He}$ 反応断面積としては、Duane⁽¹²⁾ が実験データの fitting から得た次式を用いた。

$$\sigma(E) = \frac{A_2 \{ 1 + (A_3 E - A_4) \}^2 + A_5}{E \{ \exp(A_1/\sqrt{E}) - 1 \}} \quad (\text{barn}) \quad (14)$$

但し、 E は eV 単位で各係数は

$$\begin{array}{l}
 A_1 = 1.453 \times 10^3 \\
 A_2 = 5.02 \times 10^7 \\
 A_3 = 1.368 \times 10^{-5} \\
 A_4 = 1.076 \\
 A_5 = 4.09 \times 10^5
 \end{array} \quad (15)$$

である。

Fig. 3 に(14)式で与えられる反応断面積を示す。ピーク値は110keVの近くで約5 barns である。 $\langle \sigma v \rangle_M$ と $\langle \sigma v \rangle_B$ は Fig. 4 に示す。 $\langle \sigma v \rangle_B$ はビームエネルギー E_B とプラズマイオン温度 T の関数である。図には、このレポートで取扱うプラズマ温度領域 ($T \leq 15 \text{ keV}$) の4つの温度値に対して曲線(実線)が示されている。 $\langle \sigma v \rangle_M$ はマックスウェル分布による2重平均の結果、 σ に比べてかなり広がった形になっている。またピークは70keV 付近に移っている。一方 $\langle \sigma v \rangle_B$ は、プラズマ温度 T が低い時は σ に似た形をしているが、 T が上るにつれてその形は広がっていく。これは $\sim 80 \text{ keV}$ 以下の裾の部分が T によって大きく影響を受けるためである。図示はしていないが、 $T = 30 \text{ keV}$ になると $\langle \sigma v \rangle_M$ より広がった形になる。 $E_B > 250 \text{ keV}$ では T による差は無視できる。 E_B が $80 \sim 250 \text{ keV}$ の領域では、 80 keV 以下の領域とは逆に $\langle \sigma v \rangle_B$ は T の上昇によって減少するがあまり大きな変化はない。 $\langle \sigma v \rangle_B$ のピーク位置は σ のそれより高エネルギー側に移っているが T の効果は大きくない。図では $E_B \sim 130 \text{ keV}$ の前後にピークがある。 $\langle \sigma v \rangle_B$ のピーク値は $\langle \sigma v \rangle_M$ のそれよりも50~80% 大きい。

Fig. 4 から云える特徴的なことは、高エネルギー粒子の入射を行うとそれが熱化する間に起こす融合反応率係数 $\langle \sigma v \rangle_B$ は、減速中のかなりのエネルギー区間で $\langle \sigma v \rangle_M$ より大きいことである。例えば第1次設計値の $T = 7 \text{ keV}$ の場合 $\langle \sigma v \rangle_M = 3.98 \times 10^{-17} \text{ cm}^3/\text{sec}$ であるが、これと同じ $\langle \sigma v \rangle_B$ を与える E_B は $\sim 14 \text{ keV}$ である。従ってピーク値付近の E_B の粒子を入射すると、 T までの殆んど減速区間で $\langle \sigma v \rangle_M$ より高い確率で融合反応を起し、その結果かなりのエネルギー増倍が期待出来る。但し、エネルギー増倍の最適性は断面積だけでは議論できず、プラズマ温度が減速に及ぼす効果を考慮する必要がある。これについては次章で述べる。

断面積からの議論ではイオン温度を上げる(但しピーク値以下)と出力密度の増大が図れるが、一方 β 値に制限があるためにむやみに温度を上げることはできない。次章の(8)式で示すように β 値が与えられると出力は $\langle \sigma v \rangle / T^2$ に比例することが分かる。Fig. 5 に $\langle \sigma v \rangle_M / T^2$ を示す。図から $\langle \sigma v \rangle_M / T^2$ の最高値は $T \sim 14 \text{ keV}$ の温度点にあることが分かる。同図には $\langle \sigma v \rangle_M / T$ も示してある。この量は出力(あるいはアルファ加熱量)とプラズマエネルギー(イオンと電子温度が等しい場合)の比に比例しているパラメーターである。

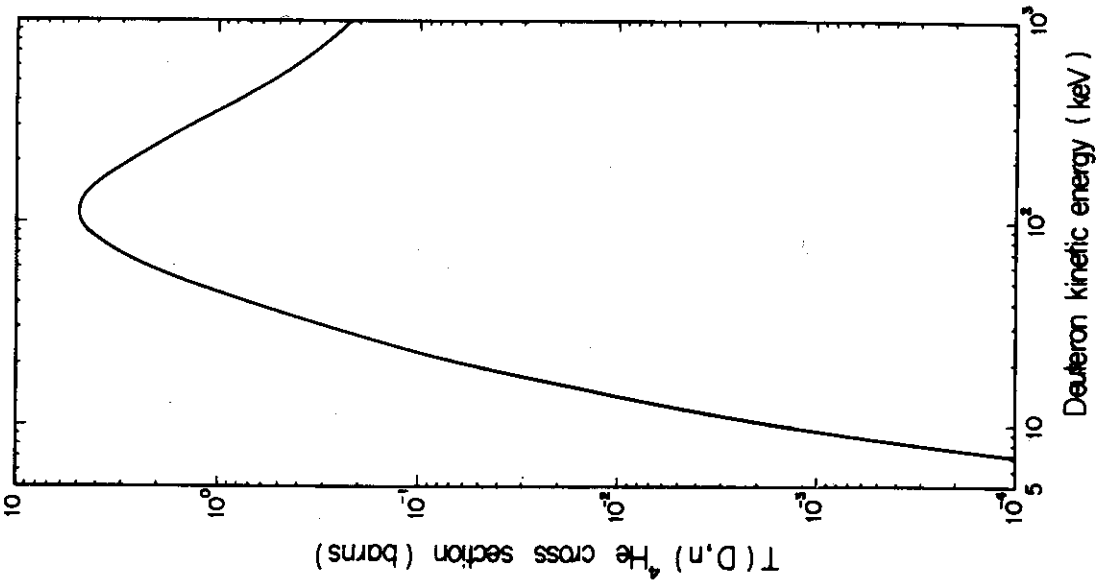


Fig. 3 $T(D,n)^4\text{He}$ cross section

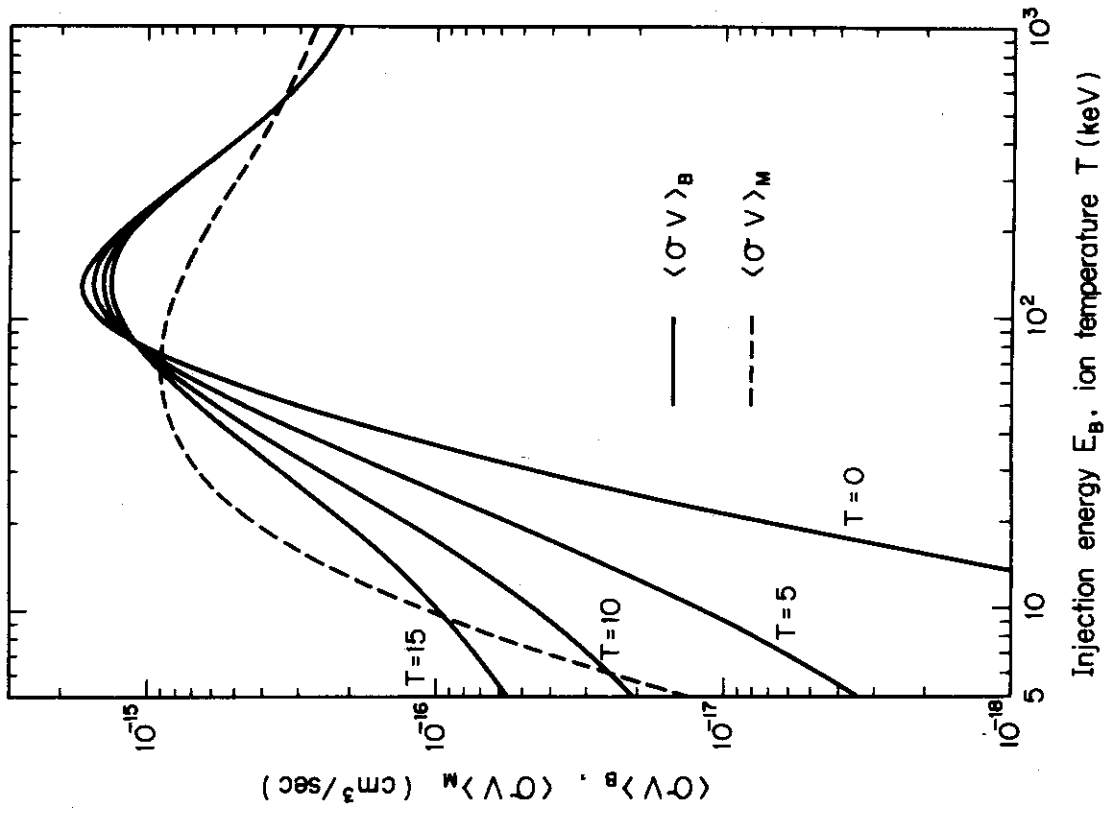


Fig. 4 Reaction-rate coefficients for $T(D,n)^4\text{He}$
 $\langle\sigma v\rangle_M$: double-Maxwellian averaged
 $\langle\sigma v\rangle_B$: beam-Maxwellian averaged

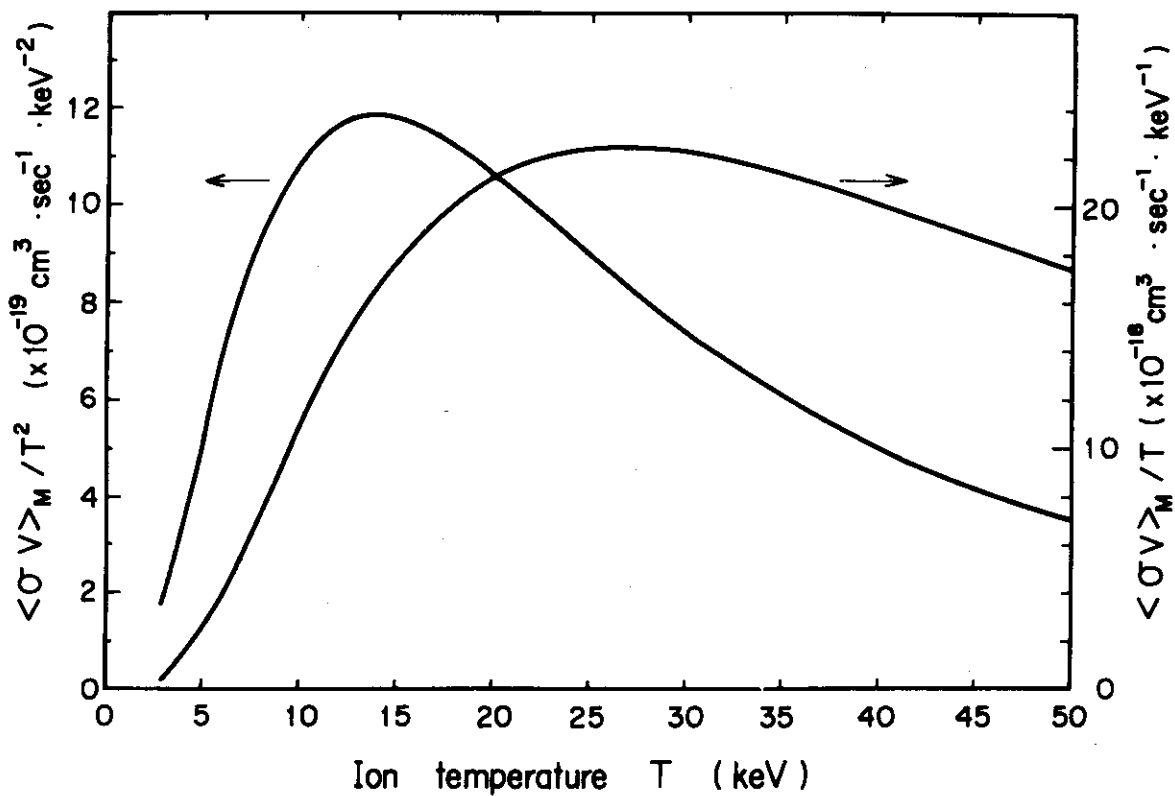


Fig. 5 D-T reaction parameters as a function of ion temperature

3. 減速過程とエネルギー増倍

3.1 入射粒子およびアルファ粒子の減速過程

高エネルギーの中性粒子（ここではD）をプラズマ中に入射すると、イオンと電子による電離およびイオンによる荷電交換によって入射中性粒子はイオン化される。イオン化された入射粒子は、field particle であるプラズマ粒子とのクーロン衝突によって減速していく。そして最後にはfield particleと平衡に達する。核融合反応によって生じるアルファ粒子（3.52 MeV）も同様の過程で減速していく。入射粒子の密度はそれ程高くなくて、イオン化された粒子同志の相互作用は無視できるとする。また無限プラズマ系を考え、イオン化された入射粒子とアルファ粒子は完全にプラズマ中に捕捉されるとし、field particle の速度分布はMaxwell 分布を仮定する。

上記の仮定の下で、field particle j （電子、D、T、アルファ、不純物粒子）による入射粒子または高速アルファ粒子1個あたりの平均的なエネルギー損失率は、Fokker-Planck の減速モデルに基づく次式で表わされる。¹³⁾

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_j^x = - \frac{1}{\tau \sqrt{A_e}} \frac{A_x^{3/2} T_e^{3/2}}{\sqrt{E n_e \ln A_e}} \frac{n_j Z_j^2 \ln A_j}{A_j} x_j F(x_j) \quad (16)$$

但し

$$\frac{1}{\tau} = 8 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\sqrt{m_e} Z_x^2 e^4 n_e \ln A_e}{m_x (kT_e)^{3/2}} = 1.501 \times 10^{-13} \frac{Z_x^2 n_e \ln A_e}{A_x T_e^{3/2}} \text{ (sec}^{-1}\text{)} \quad (17)$$

$$F(x_j) = \frac{1}{x_j} \int_0^{x_j} e^{-x^2} dx - \left(1 + \frac{A_j}{A_x}\right) e^{-x_j^2} \quad (18)$$

$$x_j = \sqrt{\frac{A_j E}{A_x T_j}}$$

$$A_j = \frac{m_j}{m_H} \quad (19)$$

ここで m_j と m_H は粒子 j と水素原子の質量 (g) , superscript あるいは subscript の x は高速イオン (D およびアルファイオン) を表わす。 E は高速イオンのエネルギー、 T_j は粒子 j の温度、 Z は荷電量である。エネルギーと温度は keV、密度 n は cm^{-3} の単位である。

Coulomb logarithm $\ln A_j$ は次式で与えられる。¹³⁾

$v_r \ll Z_x Z_j \alpha c$ の場合 (古典領域)

$$\ln A_j = \ln \sqrt{\left(\frac{\lambda_D}{\rho_\perp}\right)^2 + 1} \quad (20)$$

$v_r \gg Z_x Z_j \alpha c$ の場合 (量子力学領域)

$$\ln A_j = \ln \sqrt{\left(\frac{\lambda_D}{\rho_\perp}\right)^2 + 1} + \ln \frac{2\alpha c}{v_r} - \frac{1}{2} \quad (21)$$

但し、 λ_D は全体のデバイ長、 ρ_\perp は散乱角 (重心系) が 90° に等しい場合の衝突パラメータ、

v_r は x と j 粒子の平均的な相対速度、 c は光速、 α は fine structure constant で $1/137$ の値をとる。 λ_d 、 ρ_{\perp} および v_r は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\lambda_d^2} &= \sum_j \frac{1}{\lambda_j^2} \\ \lambda_j &= \sqrt{\frac{kT_j}{4\pi n_j Z_j^2 e^2}} = 2.351 \times 10^4 \sqrt{\frac{T_j}{Z_j^2 n_j}} \text{ (cm)} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

$$\rho_{\perp} = \frac{Z_x Z_j e^2}{m_r v_r^2} = 1.440 \times 10^{-10} \frac{Z_x Z_j}{\left(\sqrt{\frac{2A_r E}{A_x}} - \sqrt{\frac{2A_r T_j}{A_j}} \right)^2} \text{ (cm)} \quad (23)$$

$$v_r = \sqrt{1.6021 \times 10^{-9} \left| \sqrt{\frac{2E}{m_x}} - \sqrt{\frac{2T_j}{m_j}} \right|} \text{ (cm)} \quad (24)$$

(20) と (21) 式の使い分けは、量子力学効果が零になる v_r - 値、即ち $v_r^0 = 2\alpha c / \sqrt{e}$ と v_r との比較によって行なう。また $T_j = 0$ のとき $\lambda_d = \lambda_e$ とする (λ_j は粒子 j のデバイ長)。

Fig. 6 と 7 に電子、D、T による入射粒子とアルファ粒子のエネルギー損失率をそれぞれ示す。図に示した例は $n_e = 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ で D と T の混合比は 1 : 1 である。(20) 式に示されるように、エネルギー損失率はデバイ長を通じて $\ln A_j$ に現われる弱い密度依存性を除けば、粒子 j の密度に比例する。従ってエネルギー損失率の曲線の形即ち減速粒子のエネルギーに対する依存性は、違った密度に対しても殆んど変わらない。

高速イオンは減速していくにつれて、イオンによるエネルギー損失率は増大して最高点に達し、それ以下のエネルギーでは急激に減少する。標的イオンの温度効果はエネルギー損失率の最高値付近で著しく、高エネルギー領域では無視できる程小さい。一方電子によるエネルギー損失は減速エネルギーと共に単調に減少する。電子温度による影響はイオンの場合に較べて大きく、エネルギーの増大と共に著しくなる。全 field-particle によるエネルギー損失は温度の増大に伴って減少する(高エネルギー領域では電子が、低エネルギー領域ではイオンによる効果が主に寄与している。)

高速イオンがエネルギー E_0 から E まで減速する間に粒子 j に与えるエネルギーは

$$U_j^x = \int_E^{E_0} dE \left\{ \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_j^x / \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle^x \right\} \quad (25)$$

である。但し

$$E_0 = \begin{cases} E_B & \text{for injected particle} \\ E_{\alpha} = 3.52 \text{ MeV} & \text{for alpha particle} \end{cases} \quad (26)$$

被積分関数の分母は全 field-particle によるエネルギー損失率である。即ち、

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle^x = \sum_j \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_j^x \quad (27)$$

エネルギー E まで減速されるに要する時間 (sec) は次式で与えられる。

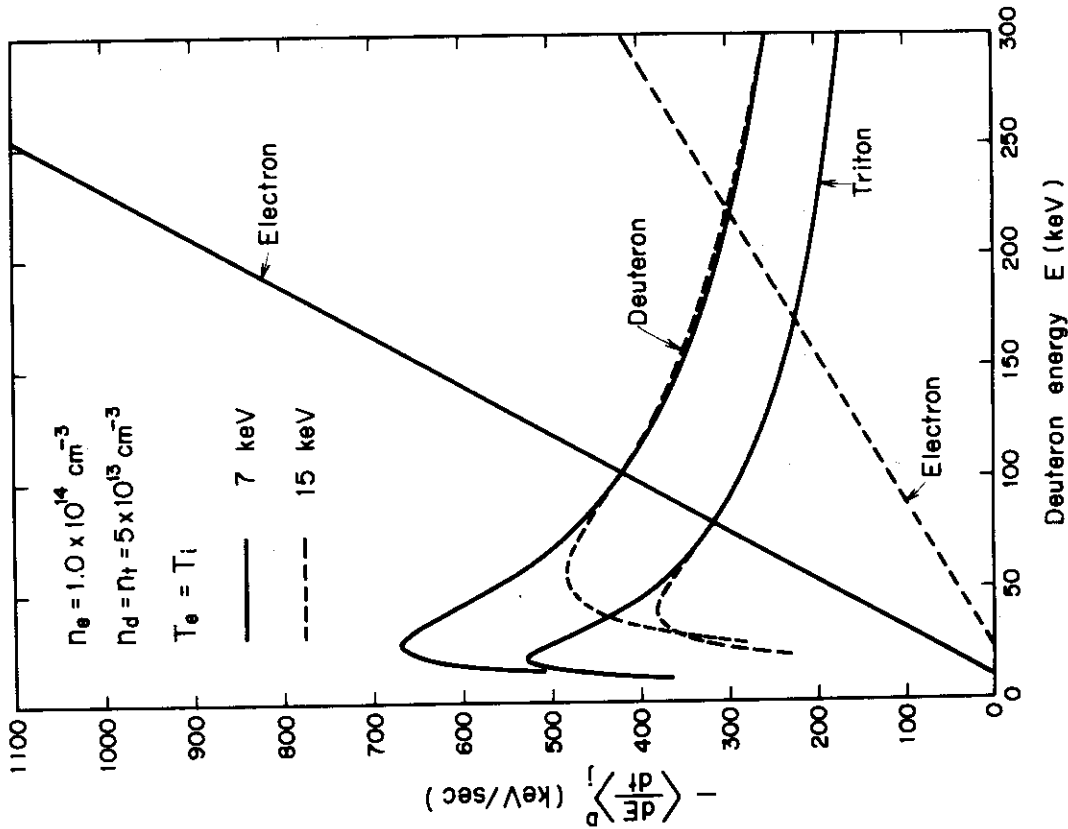


Fig. 6 Rate of change of kinetic energy for an injected deuteron

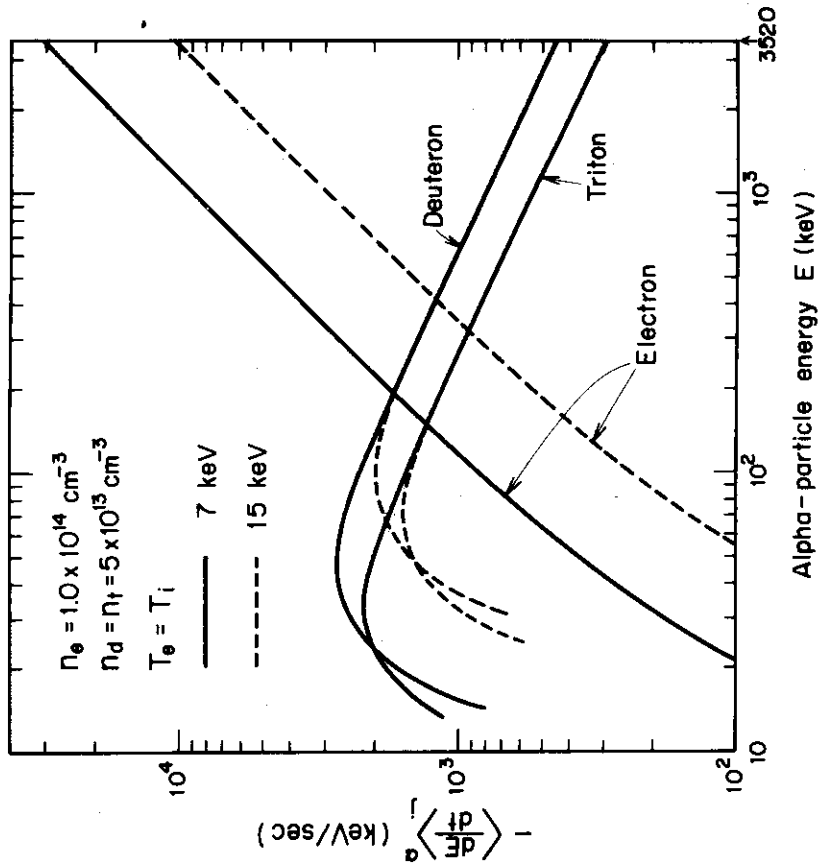


Fig. 7 Rate of change of kinetic energy for the alpha particle generated by D-T reaction

$$\tau_{sx} = - \int_E^{E_0} \frac{dE}{\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_x} \quad (28)$$

Figs. 8~10 に D とアルファ粒子の減速時間と field-particle に与えるエネルギーを示す。D の入射エネルギーとして 200 と 300 keV を取り上げ、それぞれの結果を Figs. 8 と 9 に示す。入射エネルギー $E_B = 300 \text{ keV}$ の場合、入射粒子が熱化するまでに電子とイオン (D+T) に与えるエネルギーはプラズマ温度 $T = 7 \text{ keV}$ の場合はほぼ等しい。温度が $T = 15 \text{ keV}$ に増大すると、入射エネルギーが移る量は D, T, 電子の順に小さくなり、電子に与えられるエネルギーは全体の約 $\frac{1}{4}$ に過ぎない。他方 $E_B = 200 \text{ keV}$ の場合、電子に与えられるエネルギーは $E_B = 300 \text{ keV}$ の場合よりかなり少くなる。 $T = 7 \text{ keV}$ において電子に与えられるエネルギーは全体の約 $\frac{1}{3}$, $T = 15 \text{ keV}$ になると約 $\frac{1}{6}$ になる。アルファ粒子の場合は (Fig. 10) 逆にその大部分のエネルギーが電子に与えられる。このような電子に与えられるエネルギー量の違いは、電子によるエネルギー損失率が減速イオンのエネルギーおよびプラズマ温度によって大きく影響を受ける (特に高エネルギー側で) ことから理解できる (Figs. 6, 7)。熱化までの減速時間はプラズマ温度の増大と共に長くなる。これは温度が高くなると Figs. 6 と 7 に示されるようにエネルギー損失率が減少するためである。

減速イオンの τ_{sx} の時間における平均のエネルギーは次式で定義される。

$$\begin{aligned} \bar{E}_x &= \frac{1}{\tau_{sx}} \int_0^{\tau_{SD}} E dt \\ &= - \frac{1}{\tau_{sx}} \int_E^{E_0} \frac{dE}{\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_x} \end{aligned} \quad (29)$$

また入射粒子の τ_{SD} 間の平均の融合反応率は

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle_B &= \frac{1}{\tau_{SD}} \int_0^{\tau_{SD}} \langle \sigma v \rangle_B dt \\ &= - \frac{1}{\tau_{SD}} \int_E^{E_B} \frac{\langle \sigma v \rangle_B}{\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_D} dE \end{aligned} \quad (30)$$

で与えられる。

(30) 式は標的核と減速イオンの速度の比 x_j (18 式) の値によって近似式が導ける。⁽¹³⁾⁽¹⁵⁾ 誤差関数を用いると、

$$x_j F(x_j) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left\{ \phi(x_j) - \left(1 + \frac{A_j}{A_x}\right) x_j \frac{d\phi(x_j)}{dx_j} \right\} \quad (31)$$

と表わせる。但し

$$\phi(x_j) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x_j} e^{-x^2} dx \quad (32)$$

ここで

$$\phi(x_j) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{x_j^{2n+1}}{(2n+1)n!}$$

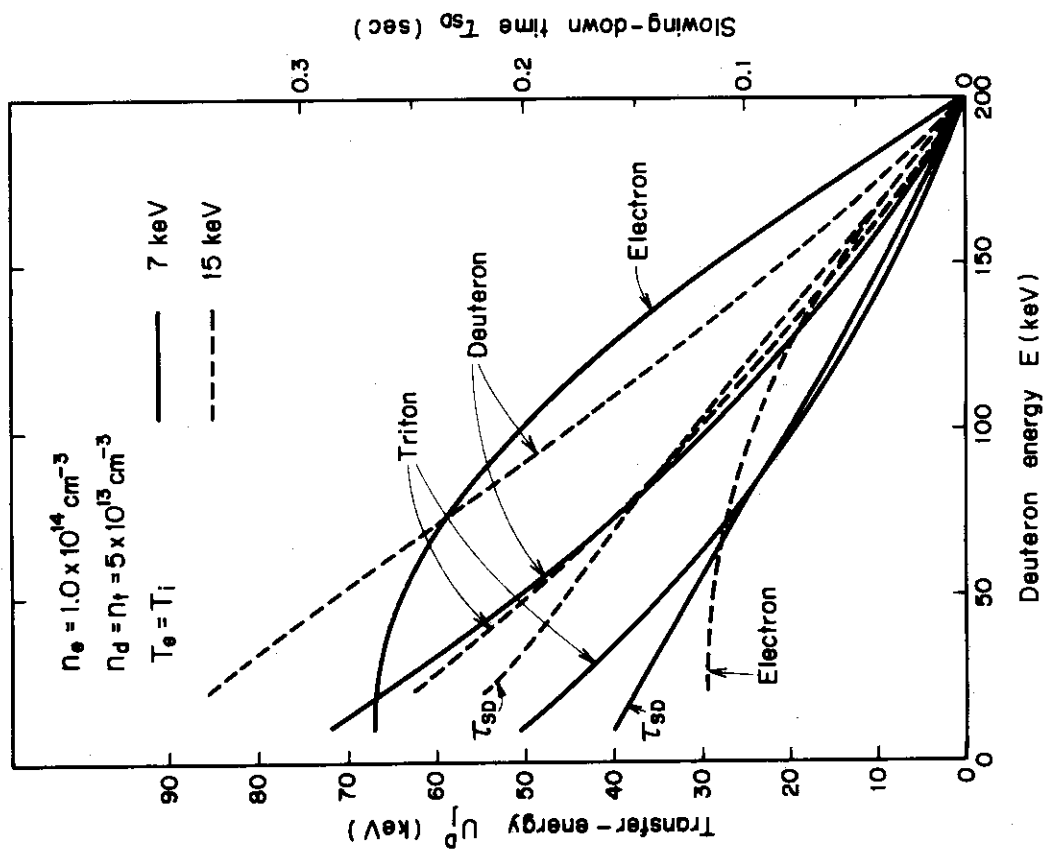


Fig. 8 Energy transfer and slowing-down time for the deuteron injected with 200 keV

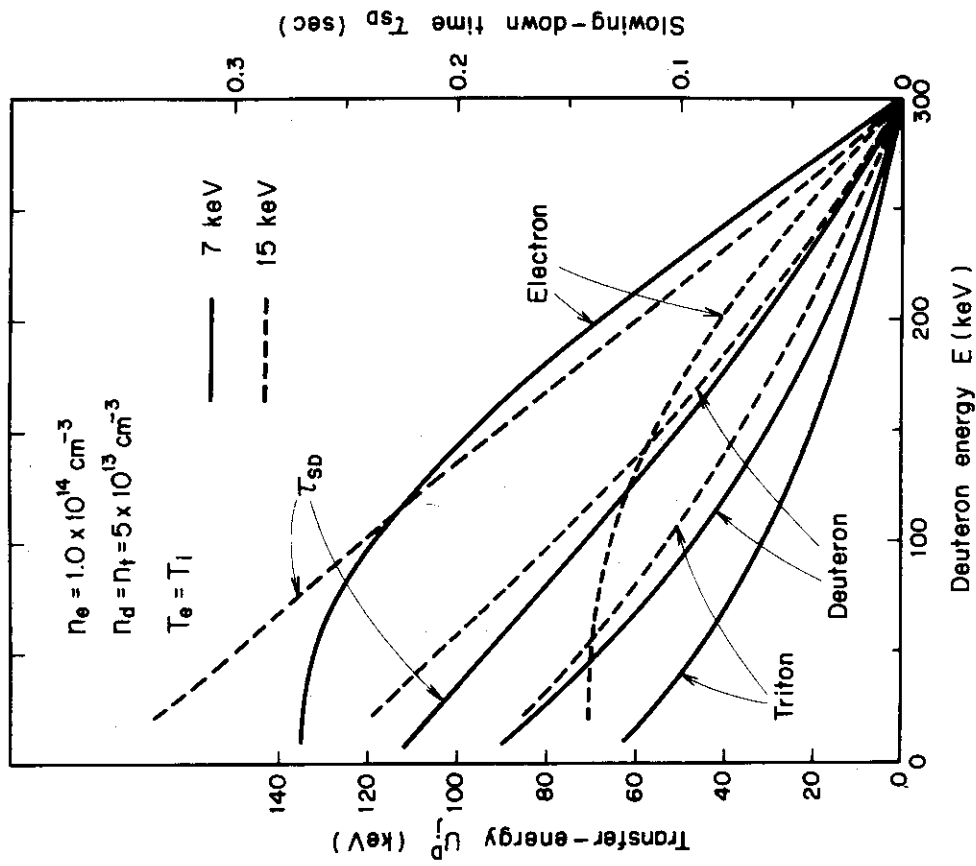


Fig. 9 Energy transfer and slowing-down time for the deuteron injected with 300 keV

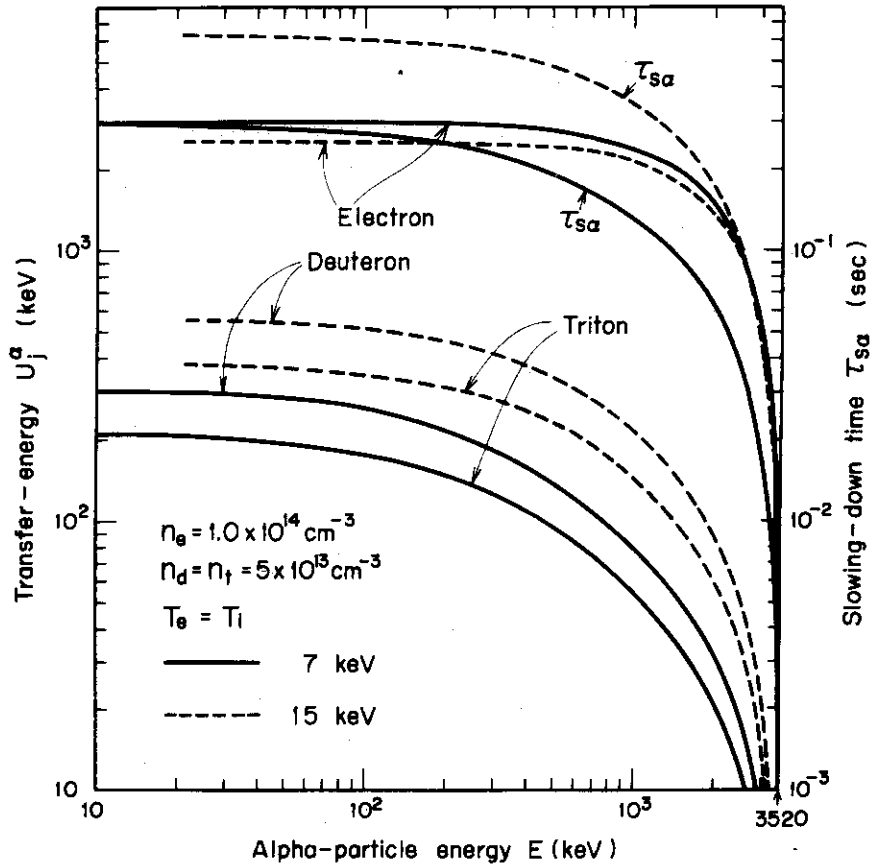


Fig.10 Energy transfer and slowing-down time for the alpha particle generated by D-T reaction

と表わせるから

$$x_j F(x_j) = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{(-1)^n}{n!} \left[\frac{1}{2n+1} - \left(1 + \frac{A_j}{A_x}\right) \right] x_j^{2n+1} \right\}$$

$$= -\frac{A_j}{A_x} x_j + \frac{2}{3} x_j^3 + \frac{A_j}{A_x} x_j^5 + \dots \tag{33}$$

$x_j \leq 1$ のとき

$$x_j F(x_j) \sim -\frac{A_j}{A_x} x_j + \left(\frac{2}{3} + \frac{A_j}{A_x}\right) x_j^3 \tag{34}$$

粒子 j が電子のとき $A_j/A_x \ll 1$ だから

$$x_j F(x_j) \sim \frac{2}{3} x_j^3 \tag{35}$$

$x_j > 1$ のときは次の展開式を用いた方が便利である。

$$\phi(x_j) = 1 - \frac{e^{-x_j^2}}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{x_j} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{(2n-1)!!}{2^n x^{2n+1}} \right] \tag{36}$$

上式を用いると

$$x_j F(x_j) = 1 - \frac{e^{-x_j^2}}{\sqrt{\pi}} \left[\left(2x_j + \frac{1}{x_j}\right) \left(1 + \frac{A_j}{A_x}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{(2n-1)!!}{2^n x_j^{2n+1}} \right] \tag{37}$$

$$\sim 1 - 2x_j \frac{e^{-x_j^2}}{\sqrt{\pi}} \left(1 + \frac{A_j}{A_x} \right) \quad (38)$$

$x_j \gg 1$ で $A_j/A_x \sim 1$ のとき

$$x_j F(x_j) \sim 1 \quad (39)$$

標的核が電子の場合、高速イオンの全てのエネルギー域で $x_j \ll 1$ だから(38)式が適用できる。標的核が7keVのDの場合、 $x_j \geq 1$ になる減速エネルギーは、高速D粒子とアルファ粒子に対してそれぞれ7, 14keVである。減速エネルギーが100keVのとき、高速Dとアルファ粒子の x_j はそれぞれ3.8, 2.7である。標的核がTの場合はこれらの値はDの場合よりもそれぞれ A_T/A_D と $\sqrt{A_T/A_D}$ だけ大きくなる。従って標的イオン核に対しては(38)式がかなり良い近似式として適用できよう。

近似式(38)と(39)を用いてCoulomb logarithmのエネルギー依存性を無視すると(27)式は近似的に次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle^x &= \sum_{j \neq e} \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_j^x + \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_e^x \\ &= -\frac{2}{3} \frac{1}{\tau} \left(\frac{E_c^{3/2}}{\sqrt{E}} + E \right) \end{aligned} \quad (40)$$

但し E_c は

$$\sum_{j \neq e} \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_j^x = \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_e^x \quad (41)$$

を満足する。即ち、 E_c は、全イオンによるエネルギー損失率と電子によるそれとが等しくなる点の減速イオンのエネルギーで次式で与えられる。

$$\begin{aligned} E_c &= \left[\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{(A_x T_e)^{3/2}}{\sqrt{A_e}} \frac{1}{n_e \ln A_e} \sum_{j \neq e} \frac{n_j Z_j^2 \ln A_j}{A_j} \right]^{2/3} \\ &= 14.8 A_x T_e \left[\frac{1}{n_e \ln A_e} \sum_{j \neq e} \frac{n_j Z_j^2 \ln A_j}{A_j} \right]^{2/3} \end{aligned} \quad (42)$$

(38)式で与えられるエネルギーEまでの減速時間は(40)式を用いて

$$\tau_{sx}^* = \tau \ln \frac{E_0^{3/2} + E_c^{3/2}}{E^{3/2} + E_c^{3/2}} \quad (43)$$

となる。

上記の近似式の精度は、Coulomb logarithmのエネルギー依存性を無視した点を除けば、標的イオンに対する近似式(38)の精度に依存する。 $x_j \gg 1$ の成立域は減速イオンのエネルギー値に依存し、低エネルギー域では(38)式の精度は十分でなくなるが、高速イオンの初期エネルギーが十分高いものであれば平均的に精度が高くなる。上記の近似式は、後にパワーバランスの解析において、プラズマ粒子の存在比を変えたパラメータサーベイ計算を行う場合に用いることにする。

3.2 入射粒子によるエネルギー増倍

エネルギー E_B で入射されたD粒子が E_{th} まで減速するまでに、標的核Tとの融合反応で発生するD粒子1個あたりのエネルギーは

$$E_F = E_f n_t \int_0^{\tau_{SD}} \langle \sigma v \rangle_B dt = E_f n_t \int_{E_{th}}^{E_B} \frac{\langle \sigma v \rangle_B}{[-\langle \frac{dE}{dt} \rangle^D]} dE \quad (44)$$

である。ここで $E_f = 17.6 \text{ MeV}$ (D-T反応による発生エネルギー)、 n_t は標的のTイオンの密度である。 E_{th} としては $\frac{3}{2} T_e$ をとる。この値は標的核が電子の場合の減速エネルギーの臨界値 (critical value) E_{cr} にほぼ等しい。 E_{cr} は、減速イオンとfield-particleの間にエネルギー交換が起らないエネルギー値である。即ち(40式)において $F(x_j) = 0$ から求まる。標的核がイオンの場合 E_{cr} は $\frac{3}{2} T_i$ より小さくなる。 $T_e > T_i$ の場合、 $\frac{3}{2} T_i < E < \frac{3}{2} T_e$ における減速イオンによるエネルギー授受は無視する。ここでは $T_e = T_i$ と $T_i = 0$ の場合の結果のみを示す。

入射粒子によるエネルギー増倍率は次式で定義される。

$$Q_B = \frac{E_F}{E_B} \quad (45)$$

Figs. 11~13 に Q_B を E_B の関数として示す。電子、イオン温度およびTイオンの存在率をパラメータにしている。図に示した例は $n_e = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ の場合であるが、プラズマ密度が Q_B 値に及ぼす効果は小さく、密度が1桁増加しても Q_B は数%増えるだけである。理由は、(44式)の $n_t / \langle \frac{dE}{dt} \rangle^D$ は(40式)から分るようにCoulomb logarithmの弱い密度依存性を除けば n_i/n_e の関数となり、密度の絶対値に依存しなくなることから理解できる。

$T_e = T_i$ の場合、プラズマ温度の増大と共に Q_B も大きくなり、また $T_i = 0$ の場合 Q_B は T_e と共に大きくなる。これは、 T_e と T_i の増大に伴う減速時間と $\langle \sigma v \rangle_B$ の効果が大きいと考えられる。次に T_e を一定にして T_i を大きくした場合、 Q_B 値は必ずしも大きくなる。 $T_e = 15 \text{ keV}$ で $T_i = 0$ と 15 keV の場合の値を比較すると (Fig. 13)、 E_B が $\sim 200 \text{ keV}$ より大きくなると Q_B は T_i の増大によって若干小さくなる。これは、Fig. 6 から分るように、イオンによる減速率の温度効果は電子程大きくないため、イオン温度増大による減速時間の増大はそれ程大きくない。一方 Fig. 4 に示されるように $\langle \sigma v \rangle_B$ はそのピーク値付近でイオン温度効果は負になっており、この効果が減速時間の増大による Q_B への正の寄与を上まわり、結果として Q_B が減少すると考えられる。

Q_B 値はTイオンの存在率にはほぼ比例するが、Tイオンの減少率より若干大きい率で減る。これは Fig. 6 にみられるようにDイオンのエネルギー損失率の方がTイオンより大きく、減速時間はDイオンの存在率が高い程短くなるためである。例えばTイオンが100%から50%に減少した場合、 Q_B 値はもとの値の半分より10~15%さらに小さくなる。

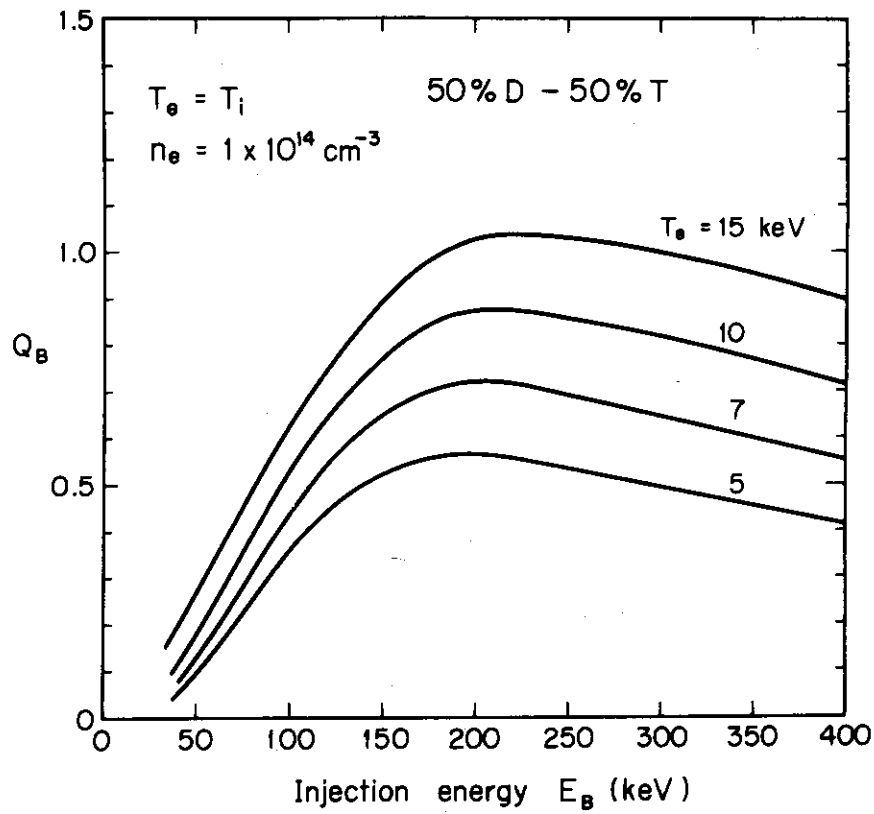


Fig.11 Energy-multiplication factor for various plasma temperatures

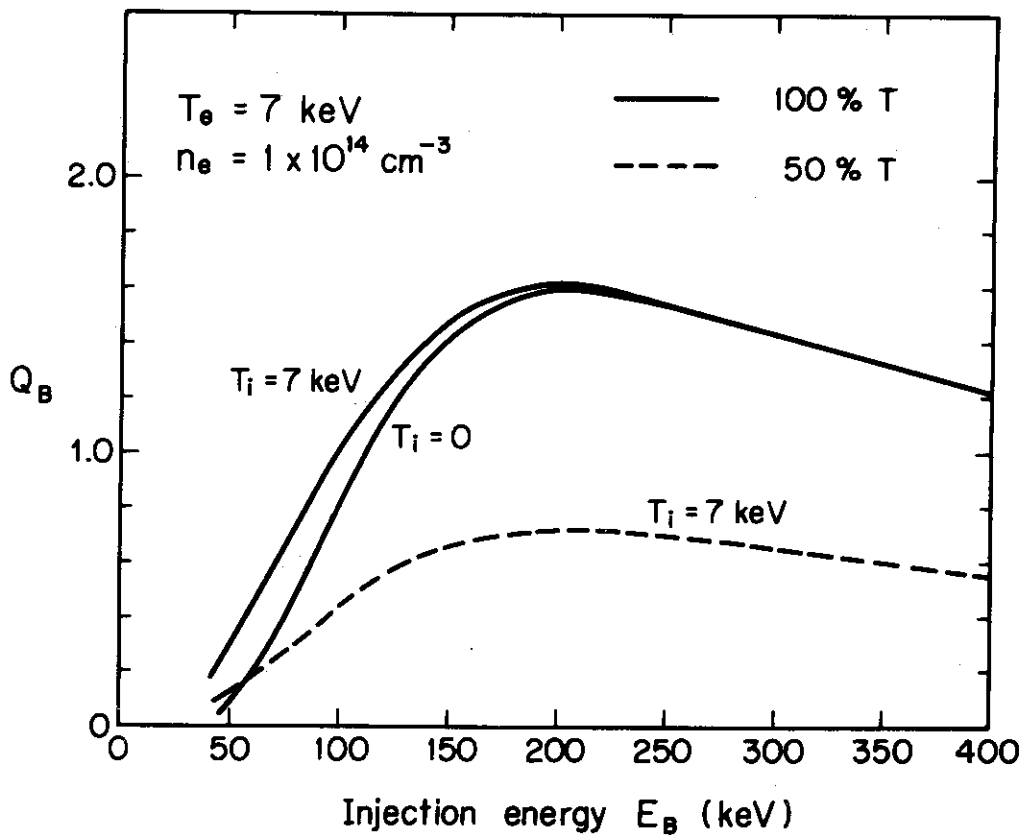


Fig.12 Energy-multiplication factor for $T_e = 7 \text{ keV}$

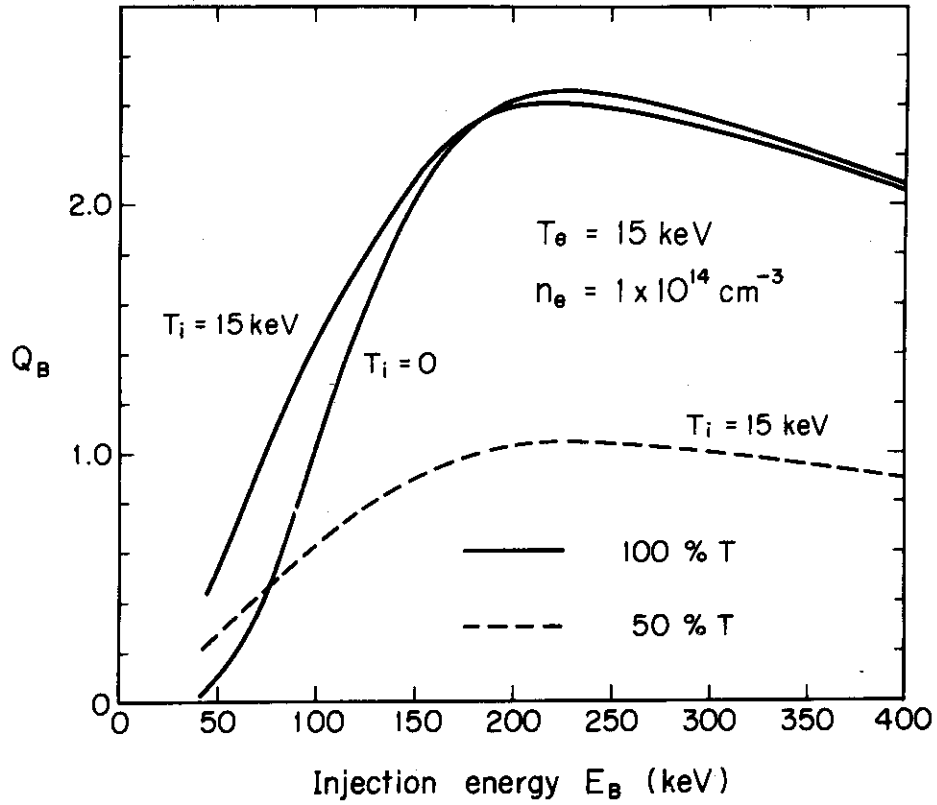


Fig.13 Energy-multiplication factor for $T_e=15 \text{ keV}$

4. パワーバランス

4.1 パワーバランスの計算式

定常状態におけるプラズマのパワーバランスの解析のための諸式を与える。解析モデルは次の仮定あるいは近似に基づいている。①空間依存性は考えない。②融合反応で発生したアルファ粒子は熱化するまでプラズマ内に完全に閉じ込められて、そのエネルギー $E_\alpha = 3.52 \text{ MeV}$ は field-particle に全て与える。③入射粒子は100%イオン化され、熱化までの間プラズマ内に閉じ込められているとする。即ち入射パワーは加熱に100%有効に用いられる。④放射損失は制動放射のみを考慮する。⑤ field-particle は全て同じ温度である。⑥核融合反応率と減速過程の解析では、field-particle は Maxwell 分布を仮定する(前章参照)。⑦ field-particle のエネルギー閉じ込め時間は全て同じとする。

まず、融合反応による全エネルギー増倍率は

$$Q_F = \frac{P_F}{P_I} \quad (46)$$

で与えられる。 P_I は入射パワー (MW) で P_F は融合反応で生じる出力 (MW) である。即ち、

$$P_F = P_T + P_B \quad (47)$$

$$P_T = 1.6021 \times 10^{-10} n_d n_t \langle \sigma v \rangle_M E_f \cdot V_p \quad (48)$$

$$P_B = P_I Q_B = P_I \frac{E_f n_t}{E_B} \int_0^{\tau_{SD}} \langle \sigma v \rangle_B dt \quad (49)$$

P_T は field-particle 同志の熱核融合反応による出力、 P_B は入射粒子と field-particle との核融合反応による出力である。 V_p はプラズマ体積で $2\pi^2 a^2 R$ (a : プラズマ半径 (m), R : 主半径 (m)) で与えられる。プラズマの単位体積あたりの入射エネルギーを P_{inj} (keV/cm^3), 入射粒子の密度を n_B (cm^{-3}) とすると

$$P_{inj} = \frac{n_B E_B}{\tau_{SD}} \quad (50)$$

$$P_I = 1.602 \times 10^{-10} P_{inj} V_p \quad (51)$$

である。ここで τ_{SD} は(49)式で定義される入射粒子の熱化までの減速時間である。パワーバランス上必要な P_{inj} は次式で与えられる。

$$P_{inj} = \left(\frac{3}{2} \frac{T \sum_j n_j}{\tau_E} + P_{Br} - n_d n_t \langle \sigma v \rangle_M E_\alpha \right) / \left(1 + \frac{E_\alpha}{E_f} Q_B \right) \quad (52)$$

ここで T は field-particle の温度、 τ_E はエネルギー閉じ込め時間 (sec), P_{Br} は制動放射損失 ($\text{keV sec}^{-1} \text{cm}^{-3}$) で

$$P_{Br} = 3.34 \times 10^{-15} Z_{eff} n_e^2 T_e^{1/2} \quad (53)$$

で与えられる。(6) ここで各プラズマ粒子の荷電量を Z_j とすると

$$Z_{eff} = \frac{\sum_{j \neq e} n_j Z_j^2}{n_e} \quad (54)$$

$$n_e = n_i + 2n_\alpha + 2n_\alpha^f + n_B + \sum_I Z_I n_I \quad (55)$$

である。 n_α は field-particle としてのアルファ粒子の粒度、 n_α^f は高速のアルファ粒子の密度である。 n_I は不純物の密度、 Z_I はその荷電量である。高速のアルファ粒子は完全に閉じ込められているので

$$n_\alpha^f = \tau_{S\alpha} n_t [n_d \langle \sigma v \rangle_M + n_B \langle \overline{\sigma v} \rangle_B] \quad (56)$$

である。 $\langle \overline{\sigma v} \rangle_B$ は(30)式で与えられる。この高速のアルファ粒子の熱化率 $n_\alpha^f / \tau_{S\alpha}$ は field-particle であるアルファ粒子の源となっている。粒子バランスから

$$n_\alpha = \tau_p^\alpha n_t [n_d \langle \sigma v \rangle_M + n_B \langle \overline{\sigma v} \rangle_B] \quad (57)$$

である。ここで τ_p^α はアルファ粒子の閉じ込め時間である。 τ_p^α を近似的に τ_E で置き換えると、

$$n_\alpha = \frac{(n_e \tau_E)}{n_e} n_t [n_d \langle \sigma v \rangle_M + n_B \langle \overline{\sigma v} \rangle_B] \quad (58)$$

となる。 $(n_e \tau_E)$ は通常 $n\tau$ -値と呼ばれており、エネルギーバランス式あるいは比例則から与えられる。

エネルギーバランス上満すべき $n\tau$ -値は次の諸式で求められる。まず入射パワーを必要とする場合は、

$$n_e \tau_E = \frac{\frac{3}{2} T \sum_j n_j / n_e}{P_{inj} (1 + \frac{E_\alpha}{E_f} Q_F) / n_e^2 - 3.34 \times 10^{-15} Z_{eff} T_e^{1/2}} \quad (59)$$

である。この式は TCT 効果が 100% の場合、即ち D 粒子が field-particle として存在しない場合にも用いることができる。D 粒子が field-particle として存在する場合は $Q_F \approx Q_B$ であるので上式は

$$P_{inj} = \frac{n_d n_t \langle \sigma v \rangle_M E_f}{Q_F - Q_B} \quad (60)$$

から

$$n_e \tau_E = \frac{\frac{3}{2} T \sum_j n_j / n_e}{\frac{1 + \frac{E_\alpha}{E_f} Q_F}{Q_F - Q_B} \frac{n_d n_t \langle \sigma v \rangle_M E_f}{n_e^2} - 3.34 \times 10^{-15} Z_{eff} T_e^{1/2}} \quad (61)$$

と変形される。入射パワーを必要としない自己点火の場合は $Q_F \rightarrow \infty$ とすることによって

$$n_e \tau_E = \frac{\frac{3}{2} T \sum_j n_j / n_e}{\frac{n_d n_t}{n_e^2} Q_F \langle \sigma v \rangle_M E_f - 3.34 \times 10^{-15} Z_{eff} T_e^{1/2}} \quad (62)$$

を得る。

プラズマの大きさが与えられると、出力レベルは温度と密度即ちプラズマ圧力によって決まる。プラズマ圧力と磁気圧の比としてベータ値が定義されるが、この値は MHD 平衡(交換型安定性に対する)から制限を受けその結果出力レベルも制限を受ける。この意味でベータ値は磁場のプラズマ閉じ込めの効率の尺度を与える。ポロイダルベータ値は

$$\beta_p = 1.6021 \times 10^{-10} \frac{T \sum_j n_j + \frac{2}{3} (n_B \bar{E}_B + n_\alpha^f \bar{E}_\alpha)}{B_p^2 / 2\mu} \quad (63)$$

で与えられMHD平衡から $\beta_p \leq A$ が要求される。⁽⁴⁷⁾ここで B_p はプラズマ境界におけるポロイダル磁場(T:tesla), μ は真空透磁率($4\pi \times 10^{-7}$ H/m)で, $\bar{E}_B, \bar{E}_\alpha$ は(60)式で与えられる。 β_p 値一定の条件からプラズマ(電子)密度は次式を満たす必要がある。

$$n_e = 1.242 \times 10^{15} \frac{1}{(\sum_j n_j / 2n_e)} \frac{1}{T_p} \frac{\beta_p B_t^2}{q^2 A^2} \quad (64)$$

但し, B_t はプラズマ中心軸上のトロイダル磁場(T), T_p は高速イオンの運動エネルギーを含めたプラズマの平均温度(keV), q は安全係数である。

$$T_p = [T \sum_j n_j + \frac{2}{3} (n_B \bar{E}_B + n_\alpha^f \bar{E}_\alpha)] / \sum_j n_j \quad (65)$$

$$q = \frac{1}{A} \frac{B_t}{B_p}$$

以上の関係式を用いると P_F は次のように表わされる。

$$P_F = P_{FO} \frac{4n_d n_t}{(\sum_j n_j)^2} \frac{1}{T_p^2} [\langle \sigma v \rangle_M + \frac{n_B}{n_d} \langle \sigma v \rangle_B] \quad (66)$$

$$P_{FO} = 8.582 \times 10^{19} \frac{B_t^4 R^3 \beta_p^2}{q^4 A^6} \quad (67)$$

もし入射粒子と不純物がなくてアルファ粒子を無視できれば

$$P_F = P_{FO} \frac{\langle \sigma v \rangle_M}{T^2} \quad (68)$$

となる。

なおプラズマ電流(MA)は上記のパラメータと次の関係がある。

$$I_p = 5 \frac{B_t R}{q A^2} = 5 a B_p \quad (69)$$

以上の一連の方程式をconsistentに解く計算コードを作成した。このコードは不純物の存在比(n_I/n_e)を固定して、他の量(出力, $n_B/n_e, n_d/n_t$)をパラメータにして解を求める。その場合、出力を一定にして n_d/n_t をパラメータにすると、それに対応して n_B/n_e 即ち入射パワーが求まる。 n_d/n_t を一定にして n_B/n_e をパラメータにするとそれに対応した出力を得る。但し出力を一定にして n_B/n_e をパラメータにした場合、解としての n_d/n_t は必ずしも正の実数にはならない。その場合は望む出力を得るには入射パワーが不足している。いずれにしる一連の方程式を全て満たす解を求めるには、与えられた収束判定条件の下で反復計算を行わねばならない。パワーバランスの式に現われる τ_{sx}, Q_B と $\langle \sigma v \rangle_B$ の値を求めるには減速の式を解く必要がある。Fokker-Planckの式をその都度解くのは時間がかかるので、4.2.1で示す近似法を併用している。

パワーバランス上要求される $n\tau$ 値を検討する閉じ込め時間の比例則として、擬古典拡散(PC)⁽⁷⁾、捕獲イオン不安定性による異常拡散(TI)⁽⁸⁾と新ボーム拡散(NB)⁽⁹⁾を取り上げた。比例

則はプラズマ形状が真円の場合を考える。

・擬古典拡散

$$(n\tau)_{PC} = 2.5 \times 10^{13} \frac{I_p^2 T_e^{1/2}}{Z_{eff}} \quad (70)$$

(69)式を用いると

$$= 6.25 \times 10^{14} \frac{B_t^2 R^2 T_e^{1/2}}{Z_{eff} q^2 A^4} \quad (71)$$

・捕獲イオンによる拡散

拡散係数は

$$D \sim \chi_e \sim \chi_i \sim \frac{1}{A^{5/2}} \frac{r^2}{\nu_{ei} (1 + T_e/T_i)^2} \left(\frac{kT_e}{eB_t r} \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \right)^2$$

$$= 1 \times 10^6 \frac{T_e^2 \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \right)^2}{A^{5/2} \nu_{ei} B_t^2} \quad (\text{m}^2/\text{sec}) \quad (72)$$

で与えられる。 ν_{ei} は電子とイオン衝突周波数で、 k は Boltzmann 定数 (1.6021×10^{-16} joule/keV) である。

$$\nu_{ei} = \frac{4\sqrt{2}\pi e^4 \ln \Lambda \sum_i (n_i \times 10^6) Z_i^2}{3(4\pi \epsilon_0)^2 m_e^{1/2} (kT_e)^{3/2}} \quad (\text{sec}^{-1})$$

$$= 9.189 \times 10^{-11} \frac{n_e \ln \Lambda Z_{eff}}{T_e^{3/2}} \quad (73)$$

ϵ_0 は真空の誘電率、 Z_{eff} は(64)式で定義される。

$[(dn/dr)/n]^{-1} = r_n$ は密度分布の実効的なプラズマ半径である。 $r_n = a$ 、 $\ln \Lambda = 20$ とすると $\tau \sim a^2/4D$ の関係から次式を得る。

$$(n\tau)_{TI} = 7.07 \times 10^{15} \frac{I_p^4 (B_t/5)^2 \beta_{pe}^2 A^{5/2} Z_{eff}}{T_e^{11/2}} \left(\frac{1}{2} + \frac{T_e}{2T_i} \right)^2 \quad (74)$$

$$= 2.83 \times 10^{15} \frac{B_t^6 R^2 \beta_{pe}^2 Z_{eff}}{q^4 A^{11/2} T_e^{11/2}} \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right)^2 \quad (75)$$

ここで β_{pe} は電子の圧力とポロイダル磁気圧の比である。

$$\beta_{pe} = 1.6021 \times 10^{-10} \frac{n_e T_e}{B_p^2 / 2\mu} \quad (76)$$

$$n_e = 2.482 \times 10^{15} \frac{\beta_{pe} B_t^2}{q^2 A^2} \frac{1}{T_e} \quad (77)$$

・新ボーム拡散

閉じ込め時間は

$$\tau_{NB} = G \tau_B \quad (78)$$

で表わされる。 τ_B はボーム拡散の閉じ込め時間である。

$$\tau_B = \frac{a^2}{4D_B} = 4 \times 10^{-3} \frac{a^2 B_1}{T_e} \quad (79)$$

ここで用いたボーム拡散係数は

$$D_B = \frac{1}{16} \frac{kT_e}{eB} = 6.25 \times 10 \frac{T_e}{B} \text{ (m}^2/\text{S)} \quad (80)$$

である。(9) (9) $G=300$ とすると

$$(n\tau)_{NB} = 2.98 \times 10^{15} \frac{B_1^2 R^2 \beta_{pe}}{q^2 A^4 T_e^2} \quad (81)$$

となる。

(70)と(74)式は文献(17)と同じパラメータで表示したものであるが、それに較べ係数はかなり小さい。擬古典則の場合 2~5分の1、捕獲イオン則の場合で45分の1程係数が小さい。

4.2 結果と検討

炉心パラメータの第1次予備設計値はTable 1に示されている。以後のパワーバランスの解析はこれらの値を基準値 (reference value) とする。出力、不純物量、入射パワー、比例則等の観点から基準値を検討すると共に、それらの周辺値に対しても考察を加え、設計余裕あるいは基準値の妥当性について論ずる。但し、安全係数 ($q=2.5$) は全ての解析において一定に保つ。不純物は S_iC を考慮し、 S_i と C が等量づつ存在して完全に電離しているとする。即ち荷電量はそれぞれ $Z(S_i)=14$ 、 $Z(C)=6$ である。

4.2.1 パラメータサーベイ計算上の近似

広範囲のパラメータサーベイを行う場合、高速イオンの減速過程をその度毎に前章で与えた Fokker-Planck の式を用いて計算していると時間がかかりかかる。また前節で示した各バランス式を満す解を求めるためには、ある収束判定条件の下で減速計算を含めた繰り返し計算が必要である。従って、減速過程に対して精度の高い近似法を併用してパワーバランスの解析を行うことが望ましい。入射粒子のエネルギーと field-particle の温度が与えられると、現モデルの減速過程は粒子密度によって決まる。ここで用いる近似法は、一度あるプラズマ組成に対して Fokker-Planck の式を用いて減速計算を行い、その組成が変化した場合に適用する。即ち、各種の粒子密度の変化に伴う減速時間 (τ_{SD} 、 τ_{Sa})、 Q_B と $\langle \sigma v \rangle_B$ の評価を近似式によって行う。但し、不純物の密度はパラメータにしてパワーバランスの解析を行い、近似式を適用する場合は不純物のプラズマ中の存在比 (n_I/n_e) は一定でその他の粒子の存在比が変化する。

プラズマ組成 A において Fokker-Planck の式から求めた減速時間を $\tau_{sx}(A)$ とし、近似式(43)から得たものを $\tau_{sx}^*(A)$ とする。同様に組成 B における(43)式の値を $\tau_{sx}^*(B)$ とする。即ち

$$\tau_{sx}^*(A) = \tau(A) \ell n \frac{E_0^{3/2} + E_c(A)^{3/2}}{E_{th}^{3/2} + E_c(A)^{3/2}} \quad (82)$$

$$\tau_{sx}^+(B) = \tau(B) \ln \frac{E_0^{3/2} + E_c(B)^{3/2}}{E_{th}^{3/2} + E_c(B)^{3/2}} \quad (83)$$

上式の精度はCoulomb logarithmの値の選定と減速イオンのエネルギーに依存するが、密度変化に対するその定性的変化の精度は高いと考えられる。そこで組成Bにおける減速時間を

$$\tau_{sx}^+(B) = \tau_{st}(A) \frac{\tau_{sx}^+(B)}{\tau_{sx}^+(A)} \quad (84)$$

によって求める。

上の関係式に Q_B と $\langle \sigma v \rangle_B$ の式(45)と(80)を代入すると、組成Bにおける Q_B は

$$Q_B^A(B) = Q_B(A) \frac{\tau_{SD}^+(A)}{\tau_{SD}^+(B)} \frac{n_t(B)}{n_t(A)} \frac{\langle \sigma v \rangle_B^+(B)}{\langle \sigma v \rangle_B^+(A)} \quad (85)$$

で近似的に与えられる。但し

$$\langle \sigma v \rangle_B^+(B) = \frac{1}{\tau_{SD}^+(B)} \int \frac{\langle \sigma v \rangle_B dE}{\langle -\frac{dE}{dt} \rangle^D(B)} \quad (86)$$

である。(86)式を用いると組成Bのエネルギー損失率は組成Aのそれと次の関係がある。

$$\langle \frac{dE}{dt} \rangle^D(B) = \langle \frac{dE}{dt} \rangle^D(A) \left[1 + \Delta \frac{E_c(A)^{3/2} / \sqrt{E}}{E + E_c(A)^{3/2} / \sqrt{E}} \right] \quad (87)$$

$$\Delta = \frac{1}{6} \left[\frac{n_t}{n_e}(A) - \frac{n_t}{n_e}(B) \right] \frac{\ln A_t}{\ln A_e} \left/ \left[\sum_{j \neq e} \frac{Z_j^2 n_j \ln A_j}{A_j} / n_e \ln A_e \right] \right. \quad (88)$$

(88)式の分子では入射粒子とアルファ粒子の密度は小さいので無視している。いま組成AとしてD, T粒子の存在比が50%-50%の場合を考えると、 $\Delta \leq 0.2$ である。不純物がなくて組成Bが100%T粒子の場合で $\Delta \sim 0.2$ である。さらに(87)式の Δ にかかっている項は1より小さく、平均的にみれば[]内の第2項は 10^{-1} のorderである。(86)式では分母分子にこの項が現われるので[]内の第2項の寄与はさらに小さくなって 10^{-2} のorderになる。そこで近似的に

$$\langle \sigma v \rangle_B^+(B) \approx \langle \sigma v \rangle_B^+(A) \quad (89)$$

と表わせる。従って

$$Q_B^A(B) \approx Q_B(A) \frac{\tau_{SD}^+(B)}{\tau_{SD}^+(A)} \frac{n_t(B)}{n_t(A)} \quad (90)$$

となる。

これらの近似式の精度の検討例を簡単に述べる。組成Aは50%D-50%T、組成Bは100%Tで入射粒子エネルギーは200keVである。プラズマ温度が7keVの場合、 τ_{sa}^+ の誤差は $\sim 0.1\%$ 、 τ_{SD}^+ と $\langle \sigma v \rangle_B^+$ は $\sim 0.2\%$ 、 Q_B^A は $\sim 0.4\%$ の誤差で求められた。プラズマ温度が15keVの場合、 τ_{sa}^+ は $\sim 0.4\%$ 、 τ_{SD}^+ 、 $\langle \sigma v \rangle_B^+$ はそれぞれ1~2%の誤差で得た。これらの例は不純物の存在しない場合であるが、不純物が存在するとD, Tの存在比が相対的に小さくなるので誤差はさらに小さくなる。また入射エネルギーが大きくなると精度が上る。結論的に云えば以上の近似式はパラメータサーベイ計算においては十分に使用に耐えると考えられる。

4.2.2 基準値におけるパワーバランス

Fig. 14 に基準値における入射パワー、熱出力と $n\tau$ 値の関係を示す。不純物量は4%まで考慮し、それに対応する Z_{eff} は ~ 5 である。各比例則がパワーバランスを満す点は図中に記号で印してある。Fig. 15 は各比例則がパワーバランスを満す点において必要な入射パワーと得る出力を、不純物量の関数として示している。両図の結果はいずれも、入射エネルギーが200 keV、ポロイダルベータ値が2.2の場合である。 Z_{eff} が2まではパワーバランス上自己点火が可能であるが、 Z_{eff} が3以上になると入射加熱が必要となる。不純物がない場合擬古典則のみが自己点火条件を満足する。しかし現在の知識による予測では、このプラズマ状態はcollisionlessの領域と考えられ擬古典則の適用は無理であり、結局不純物のある場合も含めて各種比例則が自己点火条件を満す解はない。

不純物量の増加と共に出力は減少するが、捕獲イオン則の場合出力の低下がもっとも著しい。一方要求される入射パワーは、新ボームと擬古典則では不純物の増加と共に大きくなる。捕獲イオン則の場合、入射パワーは、 Z_{eff} が2と3の間の最小点まで一度減少しそれからゆるやかに増大していく。これは捕獲イオン則が Z_{eff} に比例し、Fig. 14 から理解されるように Z_{eff} の増大の効果が Z_{eff} の小さい領域（入射パワーによる $n\tau$ 値の変化ゆるやか）で著しいためである。捕獲イオン則が終始適用できれば、考慮した不純物量の範囲内で入射パワーはその最高設計値である50MW内に納まる。新ボームと擬古典則では Z_{eff} が3.5~4.0の間で入射パワーは50MWを越す。不純物がない場合、捕獲イオン則による出力は ~ 125 MW、新ボーム則によるものは ~ 115 MWで、入射パワーはそれぞれ40MW余と30MW弱である。 $Z_{eff} \sim 4$ の場合、新ボームと擬古典則による出力は ~ 90 MW（入射パワーは ~ 55 MW）、捕獲イオン則による出力は ~ 75 MW（入射パワーは ~ 25 MW）である。もし不純物がこの程度まで増大すると100 MWの出力達成は困難となる。不純物が増えていくとcollisionlessからcollisionalの領域に近付いていくので擬古典則を考慮すれば出力を100MWに近付けることができるが、入射パワーが設計値を越える。

出力を高める方法としてプラズマ温度あるいはベータ値を高めることが考えられる。Fig. 5 から、熱核融合反応による出力はプラズマ温度が ~ 14 MeV までは温度と共に大きくなる。温度を高めると捕獲イオンと新ボーム則による $n\tau$ 値は小さくなり、擬古典則の場合は逆に大きくなる。 $n\tau$ 値が下がると出力が増大する（入射パワーも増大）ので、捕獲イオンと新ボーム則では温度上昇によって出力はさらに増える。一方擬古典則では $n\tau$ 値の増大による出力の減少が生じるので、温度上昇による出力の増大は必ずしも期待できない。プラズマ温度を基準値（7keV）から変化させた結果は次節に示す。

ポロイダルベータ値(β_p)を変えた場合の結果を、不純物がない場合と3%存在する場合($Z_{eff} = 4.2$)に対してFig. 16と17に示す。 β_p を大きくすると捕獲イオンと新ボーム則による $n\tau$ 値と出力は共に大きくなる。不純物のない場合捕獲イオン則によれば入射パワーは β_p の増大によって減少する。これは、捕獲イオン則は β_p^2 に比例し、その効果が $n\tau$ 曲線の勾配のゆるやかな領域で顕著に現われるためである。この例を除けば、 β_p の増大と共に入射パワーは大きくなる。 $Z_{eff} = 4.2$ の場合、新ボーム則と擬古典則から求めた入射パワーは、 β_p の増大によって50MW以上になる。特に擬古典則の場合 $n\tau$ 値は β_p に依存しないので、出力は β_p^2 に比例

$T = 7 \text{ keV}$, $E_B = 200 \text{ keV}$, $B_t = 60 \text{ kG}$, $\beta_p = 2.2$
 $A = 4.5$, $q = 2.5$, $R = 6.75 \text{ m}$, $n_d/n_t = 1.0$

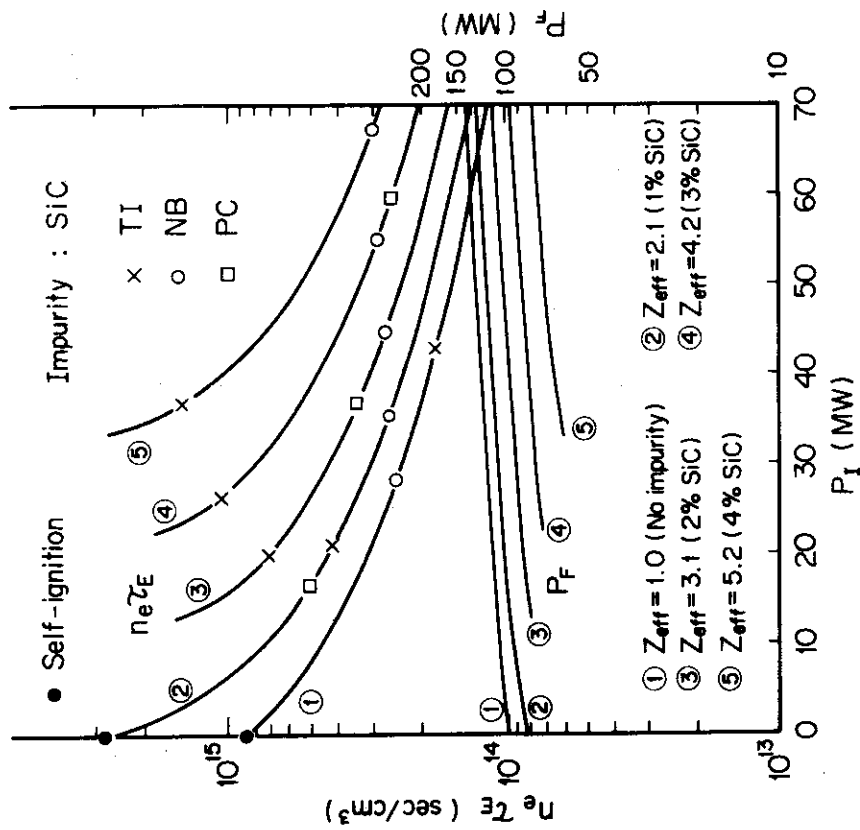
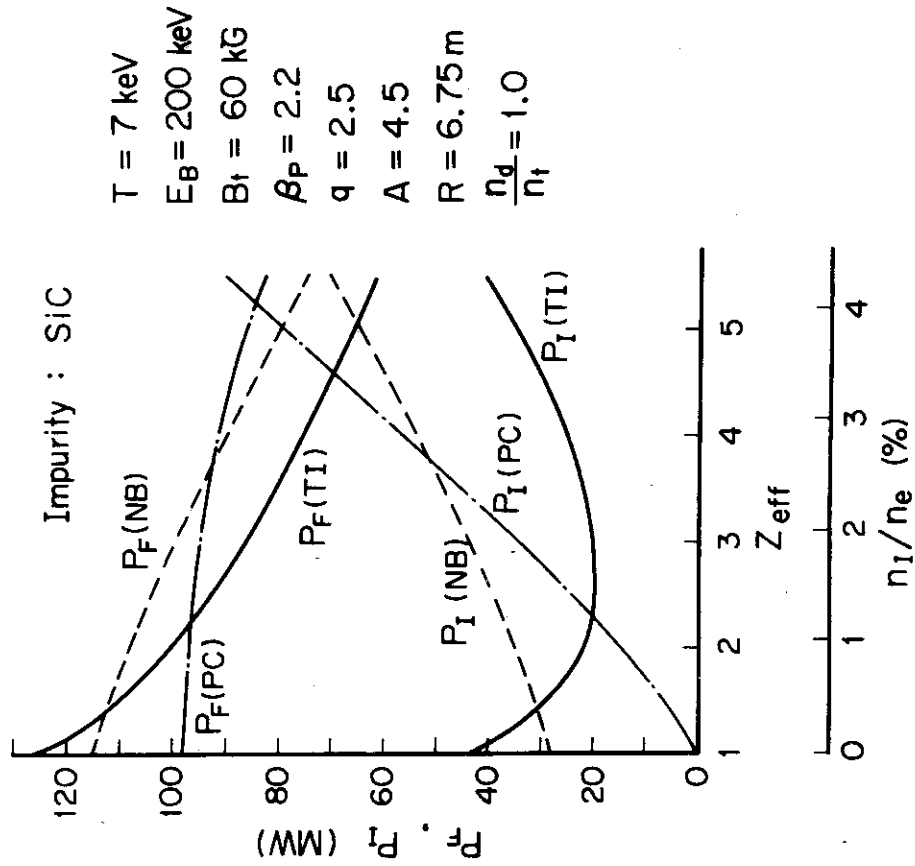


Fig.14 Relations among $n_e T_e$, injection power and output power at different impurity concentration for $T=7 \text{ keV}$



$T = 7 \text{ keV}$
 $E_B = 200 \text{ keV}$
 $B_t = 60 \text{ kG}$
 $\beta_p = 2.2$
 $q = 2.5$
 $A = 4.5$
 $R = 6.75 \text{ m}$
 $\frac{n_d}{n_t} = 1.0$

Fig.15 Output power and injection power at n -values predicted by each scaling law ($T=7 \text{ keV}$)

$T=7\text{keV}$, $E_B=200\text{keV}$, $B_t=60\text{ kG}$
 $A=4.5$, $q=2.5$, $R=6.75\text{ m}$, $n_d/n_t=1.0$

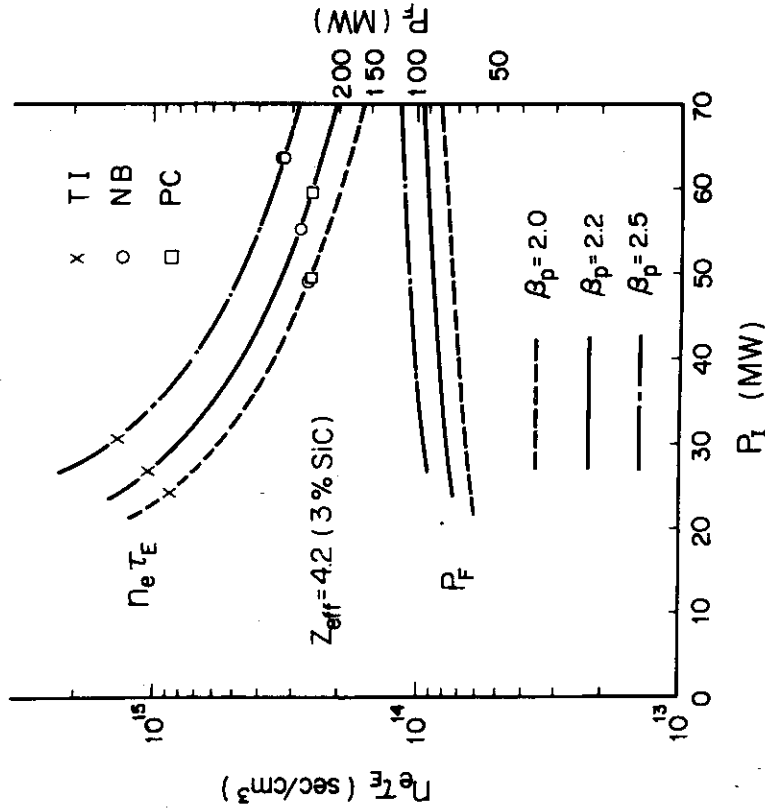


Fig.17 Effect of β_p -value on $n_e \tau_E$ and output power ($Z_{\text{eff}}=4.2$, $T=7\text{ keV}$)

$T=7\text{ keV}$, $E_B=200\text{keV}$, $B_t=60\text{ kG}$
 $A=4.5$, $q=2.5$, $R=6.75\text{ m}$, $n_d/n_t=1.0$

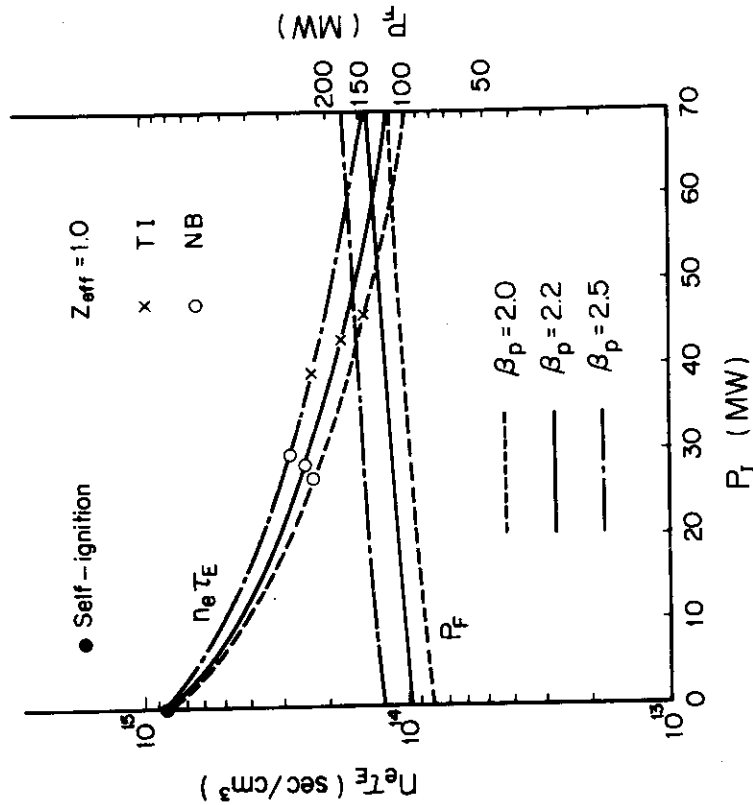


Fig.16 Effect of β_p -value on $n_e \tau_E$ and output power ($Z_{\text{eff}}=1.0$, $T=7\text{ keV}$)

して大きく上昇するが入射パワーも他の比例則に較べ大きくなる。捕獲イオン則が終始適用できて $\beta_p = 2.5$ が可能なら、 $Z_{\text{eff}} = 1$ で出力は $\sim 150 \text{ MW}$ (入射パワーは 40 MW 弱)、 $Z_{\text{eff}} = 4.2$ で $\sim 95 \text{ MW}$ の出力を得る (同 30 MW 余)。従って不純物が増えた場合にも出力を 100 MW 付近に保つには $\beta_p = 2.5$ まで上げるのもひとつの方法である。

以上の結果は全て入射粒子エネルギーが 200 keV の場合である。プラズマに対して垂直 (半径方向) に入射する場合の妥当な入射エネルギーについて少し検討してみる。プラズマ半径 $r = a$ における入射ビーム強度を I_0 とすると、プラズマ中のビームの減衰は

$$I(r) = I_0 \exp[-\bar{n} \sigma_T (a-r)] = I_0 \exp\left[-\frac{\bar{n}(a-r)}{D}\right] \quad (91)$$

で表わされる。 \bar{n} はプラズマの平均密度で σ_T はイオン化の全断面積である。⁽²⁰⁾

$$\sigma_T = \sigma_{cx} + \sigma_i + \frac{\langle \sigma v \rangle_e}{v_B} \quad (92)$$

但し σ_{cx} は荷電変換、 σ_i はイオンによる電離、 $\langle \sigma v \rangle_e / v_B$ は Maxwell 分布で平均した電子による電離の断面積である。 v_B は入射粒子の速度である ($v_e > v_B > v_i$)。入射エネルギーが 200 keV 以上になればイオン化は殆んど電離によって起こり、そのうちイオンによる電離の割合が ⁽²⁰⁾⁽²¹⁾ もっとも大きい。 D は透過厚み (penetration thickness) である。

$$D = \frac{1}{\sigma_T} \quad (\text{cm}^{-2}) \quad (93)$$

また入射粒子の平均自由行程 (mean free path) は

$$\lambda = \frac{D}{\bar{n}} \quad (\text{cm}) \quad (94)$$

で定義される。

必要な D の値は文献⁽²²⁾の図から読み取った (Sweetman⁽²⁰⁾ が Riviere⁽²¹⁾ の断面積の式を用いて求めた数値が直線近似で与えられている)。入射エネルギーを決める際に考慮すべきことに、入射粒子の捕捉効率 (エネルギー吸収率) とプラズマ温度の空間分布に与える影響がある。入射エネルギーが 200 keV の場合 $D \sim 4.4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ である。プラズマ半径 $a = 150 \text{ cm}$ で $\bar{n} \sim 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ であるから、 $\lambda \sim 44 \text{ cm}$ で直径上の捕捉率は $1 - \exp(-2a/\lambda) \sim 0.999$ である。従って捕捉率の点からは 200 keV は十分低いエネルギーである。一方粒子エネルギーが低くて加熱がプラズマ周辺部に集中すると、プラズマ温度の空間分布は周辺部で持上った形になり内側には負の勾配が生じ外側での減少は急峻になる。この結果プラズマに温度ードリフト不安定性が生じる。⁽²³⁾⁽²⁴⁾ この温度分布の反転即ち周辺部のピーキングを避けるためには、入射エネルギーに下限が与えられる。Mc Alees と Conn⁽²²⁾の結果によればプラズマ半径と λ の比はほぼ 2.3 が適当である (彼等は接線方向の入射を考えているのでこの値は垂直方向の場合に換算したものである)。これから $\lambda \sim 66 \text{ cm}$ を得る。これに相当する入射エネルギーはほぼ 300 keV になる。このときの捕捉率は 0.989 となり十分である。

Fig. 18 に入射エネルギーが 200 と 300 keV の場合の結果の比較例を示す。 300 keV の場合の出力は若干減少する。これは Q_B 値が減少して (Fig. 12 参照) 入射粒子による出力 P_B が減るためである。一方 $n\tau$ 値には殆んど差が認められず図では同一曲線で表わされている。

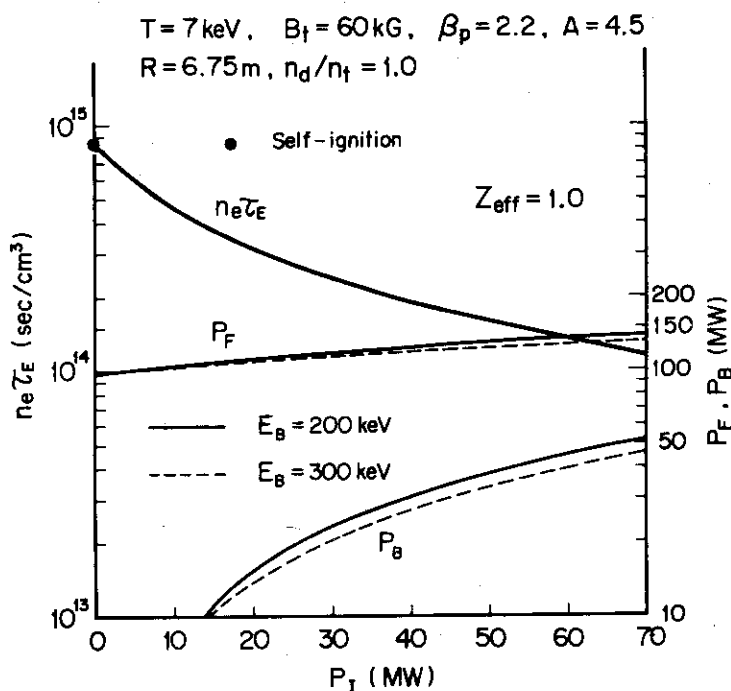


Fig.18 Effect of injection energy on $n\tau$ and output power ($Z_{eff}=1.0, T=7 \text{ keV}$)

従ってパワーバランス上は 200 keV で解析を行なっても問題はないと考えられる。

4.2.3 基準値を変化させた場合の検討

この節では、プラズマ温度、トロイダル磁場、DとT粒子の存在比、アスペクト比およびプラズマ主半径を変化させた場合の結果について論ずる。また比例則の不確かさによる影響についても触れる。

(I) プラズマ温度を変化させた場合

前節で、不純物量の増大による出力低下を防ぐ一方法としてプラズマ温度を上げることを考えた。プラズマ温度は出力だけでなく入射パワーと比例則との関連から決める必要があるので、ここではこの点についてもう少し考察することにする。

捕獲イオン則の $n\tau$ は温度による影響が大きいので、まず少し上げた 8 keV の場合を考える ($n\tau$ は $\frac{1}{2}$ に減少する)。結果を Fig. 19 に示す。不純物がない場合の入射パワーは過大なものになるが、 $Z_{eff} \geq 2$ では十分妥当な入射パワーで運転ができる。 $Z_{eff} \sim 4$ の場合の出力は $\sim 85 \text{ MW}$ で、7 keV の温度の場合 ($\sim 75 \text{ MW}$) に較べ $\sim 10 \text{ MW}$ の回復がみられる。新ボーム則の場合、入射パワーは 7 keV の結果に較べ殆んど差がなく出力の増大もあまり大きくない ($Z_{eff} > 3$ で 5 MW 以下)。擬古典則の場合、 Z_{eff} の大きい領域の出力は 7 keV の結果に較べ殆んど変わらないが入射パワーはかなり減少する ($Z_{eff} = 4$ で $\sim 13 \text{ MW}$ の減少)。しかし $Z_{eff} \geq 4.3$ になると入射パワーは 50 MW を越す。以上のことから Z_{eff} が大きい領域で捕獲イオン則あるいは擬古典則の適用ができるなら、プラズマ温度を上げることによって出力あるいは入射パワーの改善を図る余地がある。

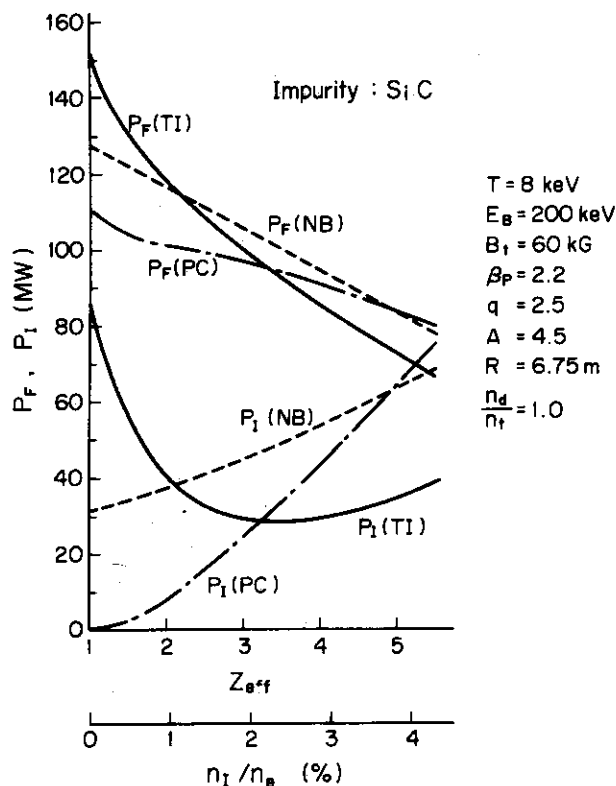


Fig.19 Output power and injection power at n_t -values predicted by each scaling law ($T=8 \text{ keV}$)

Figs. 20 と 21 に $Z_{eff}=1.0$ と 4.2 のそれぞれに対して、プラズマ温度を $5\sim 15 \text{ keV}$ に変化させた場合の結果を示す。不純物がない場合、 10 keV まで温度を上げると捕獲イオン則の場合の入射パワーは 50 MW をはるかに越す。一方新ボーム則の場合は出力 $\sim 135 \text{ MW}$ 、入射パワー $\sim 40 \text{ MW}$ となり妥当な値である。 $Z_{eff}=4.2$ の場合、擬古典則では出力 $\sim 90 \text{ MW}$ 、入射パワー $\sim 30 \text{ MW}$ で、捕獲イオンと新ボーム則は共に出力 $\sim 100 \text{ MW}$ 、入射パワー $\sim 60 \text{ MW}$ となる。従ってもしこの Z_{eff} の領域が collisionless であれば、入射パワーの要求が過大になる。捕獲イオン則を適用するなら少し温度を下げる必要がある。 9 keV 温度が妥当と考えられる。逆にもし collisional mode の擬古典則が適用できるなら、やはりこの温度で 90 MW 余の出力が 50 MW 以下の入射パワーで期待できる。従って Z_{eff} の高い領域 (≤ 5) ではプラズマ温度を $\sim 9 \text{ keV}$ にすると、捕獲イオンと擬古典則の両方に適用に対して妥当な解が得られる。 $Z_{eff} > 5$ になると入射パワーと出力に対する基本目標の達成が困難になる。

(II) D と T 粒子の密度比を変えた場合

出力レベルを大きく変える因子として D と T 粒子の密度比 (n_d/n_t) がある。field-particle 同志の熱核融合反応による出力 (P_T) は $50\%D-50\%T$ の場合がもっとも大きい。一方入射粒子 (D) による出力 (P_B) は T 粒子の密度が濃い方が大きくなる。従ってパワーバランス上は、与えられた入射パワーに対して出力 (P_P) を最大にする n_d/n_t 、あるいは最小の入射パワーで目的の出力を得る n_d/n_t の値が存在する。

Fig. 22 と 23 に $Z_{eff}=1.0$ と 4.2 のそれぞれに対して、 n_d/n_t が n_t と入射パワーに及ぼす

$B_f = 60 \text{ kG}$, $E_B = 200 \text{ keV}$, $\beta_p = 2.2$
 $q = 2.5$, $A = 4.5$, $R = 6.75 \text{ m}$, $n_d/n_t = 1.0$

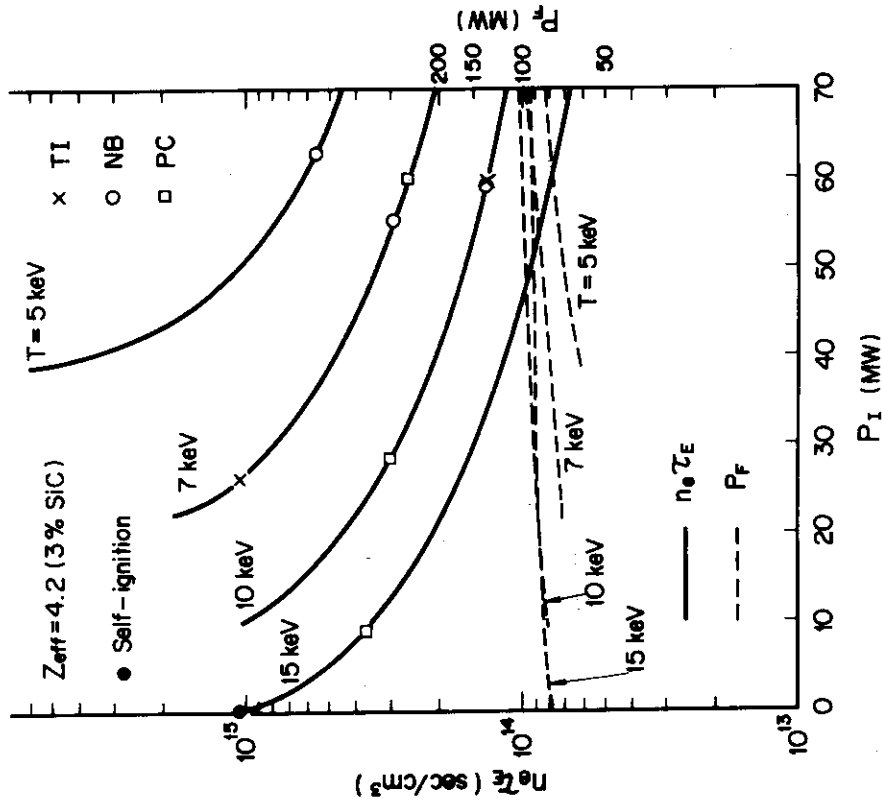


Fig. 21 Relations among $n\tau$, injection power and output power for different temperatures ($Z_{eff}=4.2$)

$B_f = 60 \text{ kG}$, $E_B = 200 \text{ keV}$, $\beta_p = 2.2$
 $q = 2.5$, $A = 4.5$, $R = 6.75 \text{ m}$, $n_d/n_t = 1.0$

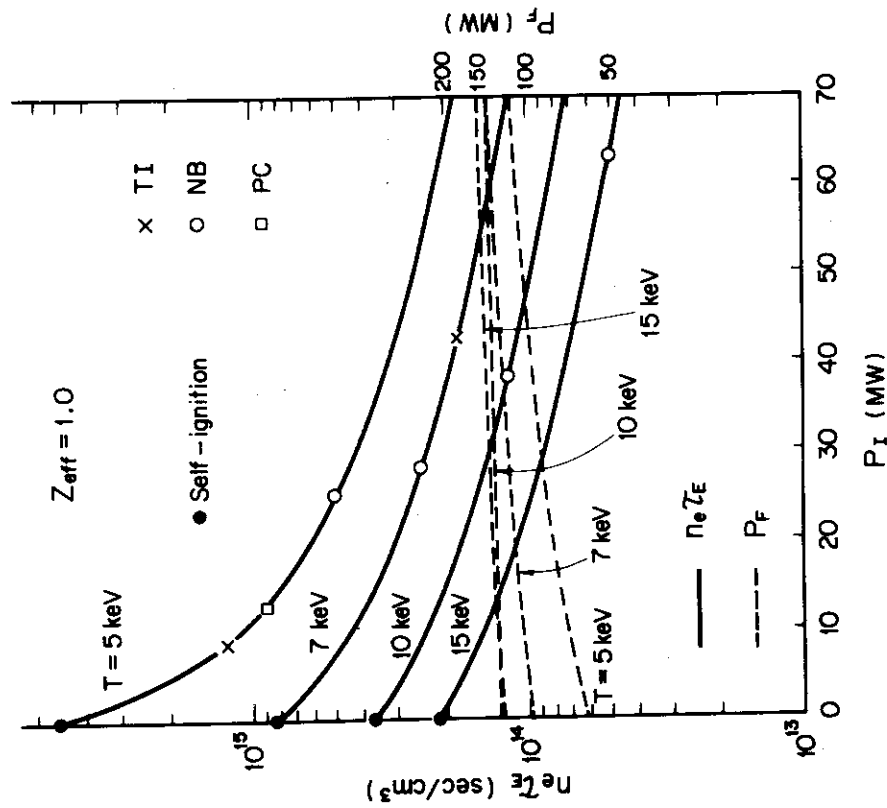


Fig. 20 Relations among $n\tau$, injection power and output power for different temperatures ($Z_{eff}=1.0$)

$T=7\text{keV}$, $E_B=200\text{keV}$, $B_t=60\text{kG}$
 $\beta_p=2.2$, $A=4.5$, $q=2.5$, $R=6.75\text{m}$

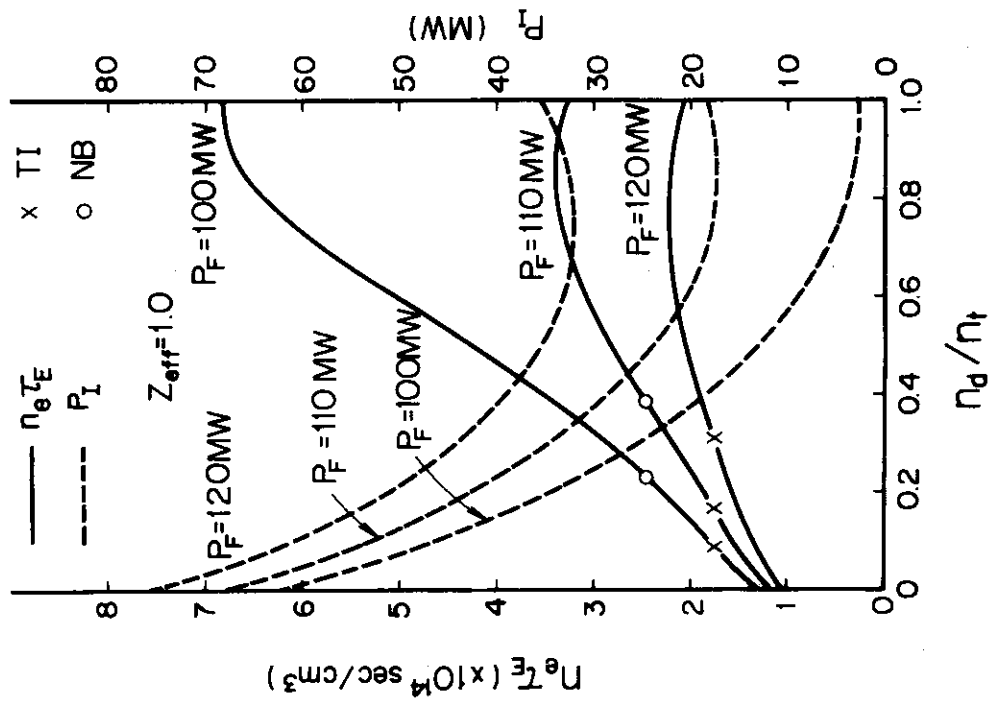


Fig.22 Effect of the ratio n_d/n_t on $n_e T_e$ on $n_e T_e$, injection power and output power ($Z_{\text{eff}}=1.0$, $T=7\text{keV}$)

$T=7\text{keV}$, $E_B=200\text{keV}$, $B_t=60\text{kG}$
 $\beta_p=2.2$, $A=4.5$, $q=2.5$, $R=6.75\text{m}$

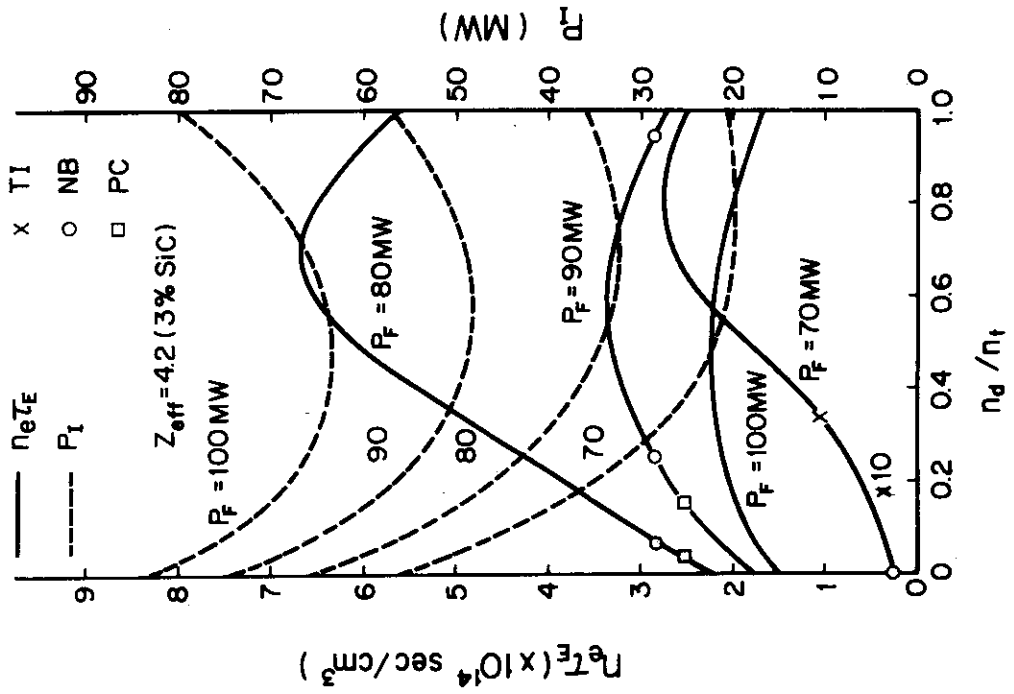


Fig.23 Effect of the ratio n_d/n_t on $n_e T_e$, injection power and output power ($Z_{\text{eff}}=4.2$, $T=7\text{keV}$)

効果を示す。各曲線は出力一定の下で求められている。 $Z_{eff} = 1.0$ の場合にも出力を100MWにしたいなら、入射パワーは捕獲イオン則によれば ~ 50 MW ($Q_B \sim 1.5$)、新ボーム則によれば ~ 30 MW ($Q_B \sim 1.3$)になる。 n_d/n_t はそれぞれ ~ 0.05 と ~ 0.2 となりT粒子の存在比が非常に大きい。 $Z_{eff} = 4.2$ の場合、100MWの出力を与える比例則はないが(捕獲イオン則の $n\tau$ は大き過ぎ、新ボームと擬古典則は小さ過ぎる)、パワーバランス上は $n_d/n_t = 0.5$ の付近に入射パワーの最小値(63MW)がある。出力が80と90MWの場合、新ボームと擬古典則による解が存在する。しかしいずれも入射パワーは50MWを越す。出力が90MWの場合、新ボーム則によれば解が2つあるが、 n_d/n_t の大きい方が望ましい。出力が70MWまで下がると捕獲イオン則による解が存在する。入射パワーは ~ 30 MWである。

$Z_{eff} = 4.2$ で出力90MWの場合における新ボーム則による1.0に近い n_d/n_t を除けば、いずれの場合でも比例則によって満される n_d/n_t は小さい(< 0.4)。 n_d/n_t が小さくなり過ぎると出力中に P_B の占める割合が大きくなり、即ちTCTに近い炉になり入射パワーが50MW以下でも望ましくない。出力レベルの維持を n_d/n_t の制御で行う方法は、入射パワーをそれに関連させて制御することも考えるとかなり複雑になる。むしろ出力はそのレベル維持に拘らずある程度の許容変化を設け、不純物による出力の低下が著しいときは先に述べた β_p あるいはプラズマ温度の上昇を考えた方が良くであろう。

(III) 比例則の不確かさの影響

パワーバランスに大きな影響を与えるのは不純物と比例則であり、比例則は不純物量によっても影響を受ける。比例則はもともと粗い理論近似であり、どのmodeが実際の炉に現われるかという予測の不確かさの問題がある上に、個々の比例則の表示式の定数係数の不確かさの問題がある。前者は炉心パラメータ(磁場の強さ、プラズマ温度と密度、アスペクト比、 Z_{eff} 等)に依存する閉じ込め時間の理論的粗立ての問題であり、後者は密度と温度分布、プラズマ境界、 $\tau = a^2/4D$ などの近似から生じる定数係数の不確かさの問題と考えられよう。このレポートで取り扱う炉心パラメータの値の範囲では比例則による $n\tau$ の違いはせいぜい1桁であり、多くの場合factor 5以下の違いしかない。一方既に4.1節で述べたように、我々の表示式の係数は文献(7)(WASH-1295)とはfactor 5の違いがある。従って我々の炉心条件においては、どのようなmodeの比例則が適用できるかということは無論重要であるが、比例則の定数係数の不確かさも劣らず重要になる。即ち今までの結果から分るように、factor 5の $n\tau$ の違いはパワーバランスに大きな影響を与える。特に入射パワーへの影響が著しい。従って、前節で示した比例則の表示式から得られる $n\tau$ の値が変化した場合、出力と入射パワーにどの程度影響を及ぼすかを調べる必要がある。ここで取り上げた比例則は捕獲イオン則であるが、これまで得た結果から他の比例則に対しても外挿を行うことは容易である。

Fig. 24はパワーバランス上要求される $n\tau$ が捕獲イオン則からの予想から相対的にどの位の大きさになるかを、プラズマ温度(5~15 keV)と Z_{eff} (1.0と4.2)をパラメータにして示したものである。図中の R_{TI} は

$$R_{TI} = \frac{\text{パワーバランス上要求される } n\tau \text{ の値}}{\text{捕獲イオン則 (75式) による } n\tau \text{ の値}} \quad (95)$$

で定義される。 $R_{TI}=1$ の場合はこれまでの結果と一致する。もし $R_{TI}=5$ (WASH-1295 の値に相当) の閉じ込めが可能になるから、プラズマ温度 (T) が 7keV で $Z_{eff}=1.0$ の場合自己点火が可能である。また Fig. 14 に示されるように $Z_{eff}=2.0$ においても自己点火ができる。また温度を 10keV に上げた場合、 $R_{TI}=1.0$ で $Z_{eff}=4.2$ に対しては入射パワーは $\sim 60\text{MW}$ であるが、 $R_{TI}=5$ に対しては $\sim 13\text{MW}$ となり著しく減少する (出力も $\sim 100\text{MW}$ から $\sim 85\text{MW}$ に減少する)。さらに $R_{TI}=10$ が可能なら、 $Z_{eff}=4.2$ で $T=15\text{keV}$ の運転が可能になる。このとき出力は $\sim 90\text{MW}$ で入射パワーは $\sim 30\text{MW}$ である。ANL の設計例では $R_{TI} \approx 50 \sim 100$ (彼等の用いている WASH-1295 の値からみると $10 \sim 20$) を妥当としているが、それ程楽観的にならなくても $R_{TI} \approx 10$ 程度でパワーバランスは相当楽になる。

Fig. 25 は同様のことをトロイダル磁場 (B_t) をパラメータにして得られた結果を示す。 $B_t=50\text{kG}$ に下げた場合、 $R_{TI} \approx 5 \sim 10$ が可能なら、 $Z_{eff}=1.0$ に対しては 10MW 以下の入射パワーで 50MW 前後の出力を得、 $Z_{eff}=4.2$ に対しては $\sim 10\text{MW}$ の入射パワーで $\sim 33\text{MW}$ の出力を得る。このことは、 $B_t=60$ から 50kG への小巾な減少 (この領域は Nb Ti の適用外) に比べ出力の落ち込みの大きいことを示している。 $B_t=40\text{kG}$ まで下げると Nb Ti 領域になるが、 $Q_F \geq 2$ になるには $R_{TI} \geq 10$ が必要であり、出力も動力炉としては低過ぎ望ましくない。従って基準値の与えるプラズマの大きさでは、 R_{TI} を大きく設定できても B_t を下げることは考えにくい。なお Figs. 24 と 25 から、 R_{TI} は出力よりも入射パワーに及ぼす影響が著しく、 Z_{eff} が大きくなると出力と入射パワーに対する効果が共にゆるやかになることがわかる。

(IV) プラズマの大きさを変えた場合

プラズマの大きさはプラズマ半径 (a) とアスペクト比 (A) によって決まり、いままでの結果は全て $a=1.5\text{m}$ 、 $A=4.5$ (主半径 $R=6.75\text{m}$) に対するものであった。現予備設計の炉構造ではプラズマを大きくする余裕は殆んどないが、ここでは炉寸法の基準値の周辺における出力と入射パワーの検討を加えておく。小型炉のイメージの崩さないように、主半径を $\pm 50\text{cm}$ 、アスペクト比を 4.5 から 4.0 に変化 (プラズマ半径の変化量は -10cm から 30cm) させてみた。プラズマ温度は 7keV 、 β_p は 2.2 に固定している。

Fig. 26 に $A=4.0$ と 4.5 の場合の結果の比較を示す。 $A=4.0$ にするとプラズマ半径は 19cm 大きくなる。この結果から、捕獲イオン則が終始適用できるなら、 Z_{eff} が大きくなった場合、 A を 4.5 より少し小さくするだけで入射パワーを 50MW 以下に抑えながら出力の回復が行える。 $Z_{eff} < 5$ では、 10cm 位プラズマ半径を大きくすれば 100MW 前後に出力を回復できよう。他の比例則では、 Z_{eff} が大きい場合にプラズマを太くしても良い結果は得られない。

Fig. 27 は $A=4.5$ として主半径を $\pm 50\text{cm}$ 変化させた場合の結果の比較を示す。もし終始捕獲イオン則が適用できれば、 $R=7.25\text{m}$ の場合 Z_{eff} が大きくなっても 100MW を大きく下回らない出力が 50MW 以下の入射パワーで得られる。 $Z_{eff}=1.0$ における出力 $\sim 140\text{MW}$ が大きいければプラズマを少し細くしておけばよい。Fig. 28 は $A=4.0$ として同様に主半径を $\pm 50\text{cm}$ 変化させた場合の結果を示す。捕獲イオン則の場合、Fig. 27 の結果とから、 $R=6.25\text{m}$ で $Z_{eff}=1.0$ のとき $A=4.5$ 程度にし、 Z_{eff} が大きくなるとプラズマを太く ($A \geq 4.0$, $a \leq 1.56\text{m}$)

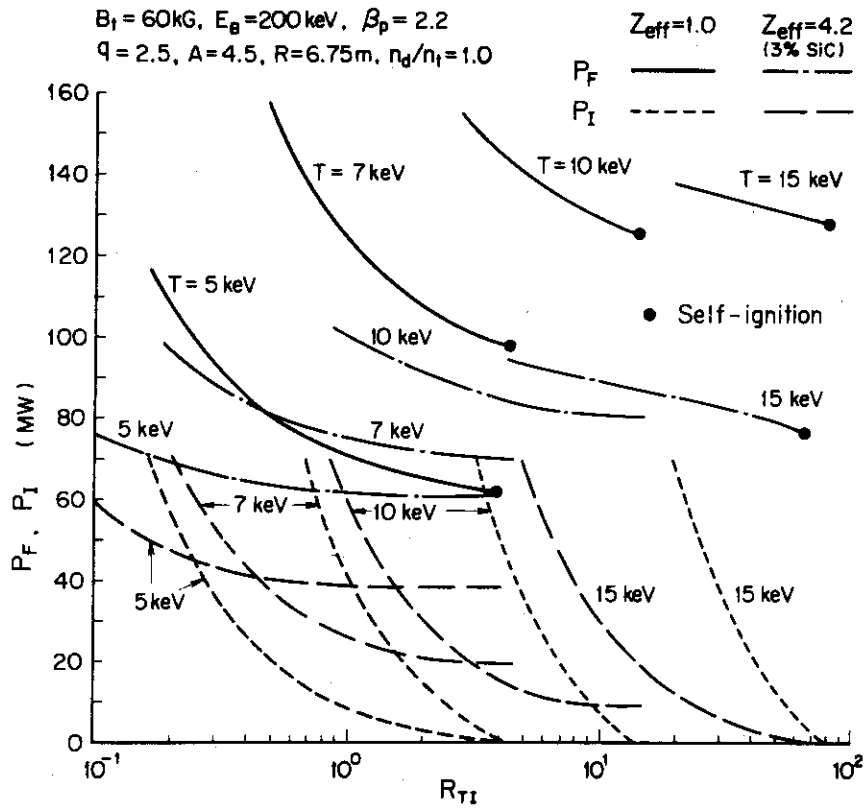


Fig. 24 Influence of the ratio R_{TI} on injection power and output power for different temperatures (R_{TI} : Ratio of required n_t to n_t predicted by trapped-ion mode)

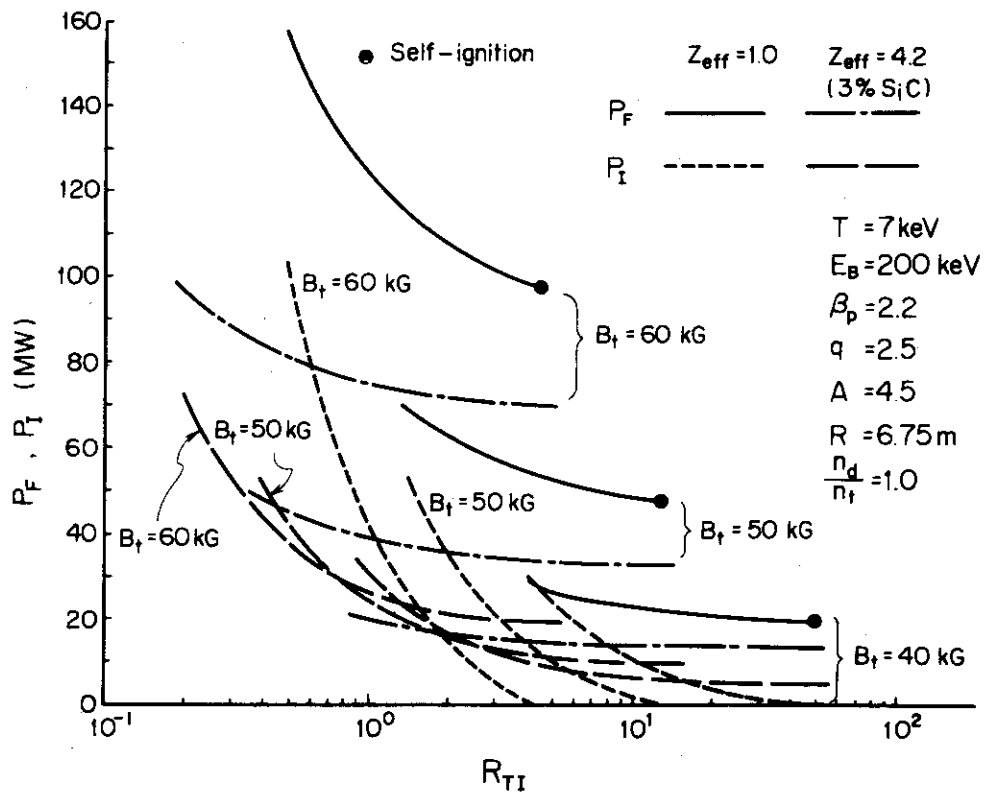


Fig. 25 Influence of the ratio R_{TI} on injection power and output power for different values of B_t

$T = 7 \text{ keV}$, $E_B = 200 \text{ keV}$, $B_t = 60 \text{ kG}$
 $\beta_p = 2.2$, $q = 2.5$, $A = 4.5$, $n_d/n_t = 1.0$

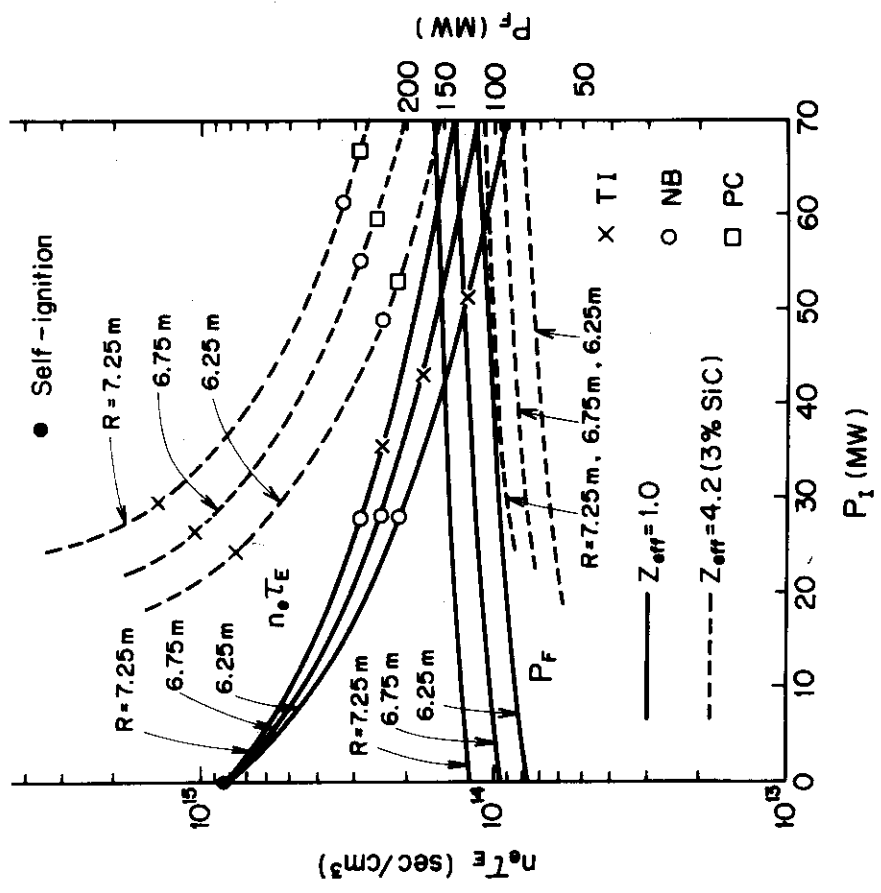


Fig.27 Effect of major radius on n_r and output power (aspect ratio=4.5, $B_t=60 \text{ kG}$)

$T = 7 \text{ keV}$, $E_B = 200 \text{ keV}$, $B_t = 60 \text{ kG}$
 $\beta_p = 2.2$, $q = 2.5$, $R = 6.75 \text{ m}$, $n_d/n_t = 1.0$

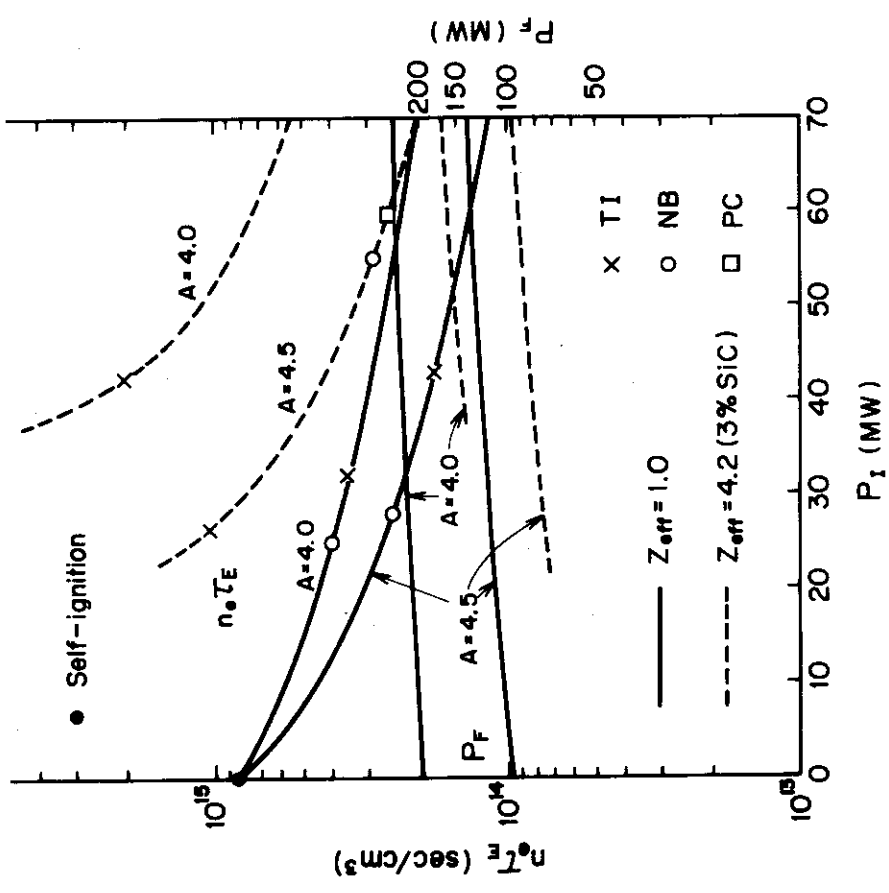


Fig.26 Effect of aspect ratio on n_r and output power

すれば 50MW 以下の入射パワーで ~100MW の出力運転ができる。他の比例則では、いずれの場合も設計目標は達成できない。

Fig. 29 は B_t を 50kG に下げて $A=4.0$ として主半径を ± 50 cm 変化させた場合の結果を示す。 $Z_{eff} \leq 5$ の範囲に亘って設計目標を満す比例則はない。しかし、捕獲イオン則の場合その $n\tau$ を 1.5 倍大きく設定できれば、 $Z_{eff} = 1.0$ における入射パワーを 50MW 以下にすることができる (40MW の入射パワーで ~140MW の出力を得る)。即ち、この場合 ($R=7.25$ m, $B_t=50$ kG, $n\tau=1.5(n\tau)_{TI}$) には設計目標が達成できる。 B_t を 50kG に下げてもコイルの線材はなお化合物系で Nb-Ti の適用外であるが、コイルに働く電磁力がかなり減少し、その結果構造物に対する応力設計値を緩和できる。

以上の結果から、捕獲イオン則の場合、プラズマ温度が 7keV のままで $Z_{eff} \leq 5$ で設計目標を満す解が基準値の周辺に存在することがわかる。温度を変えることによって、 $Z_{eff} > 5$ あるいは他の比例則 (特に擬古典則) に対しても設計目標を満すことができよう。しかし、プラズマの大きさの選定は炉構造、コイル等の設計と関連して決める必要があるので、現在の予備設計がさらに詳しく総合的に進められて種々の問題点が明らかになった後に、プラズマ寸法の新たな詳細な検討を行なった方がよいであろう。

$$T = 7 \text{ keV}, E_B = 200 \text{ keV}, B_t = 60 \text{ kG}$$

$$\beta_p = 2.2, q = 2.5, A = 4.0, n_d/n_i = 1.0$$

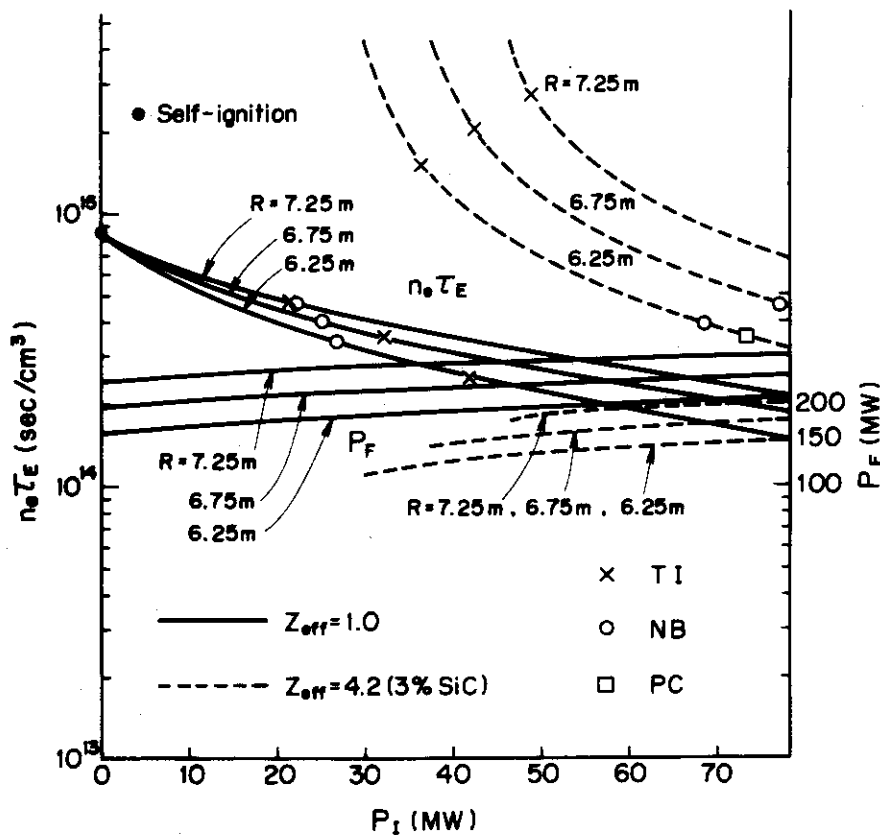


Fig.28 Effect of major radius on $n\tau$ and output power (aspect ratio=4.0, $B_t=60$ kG)

$T = 7 \text{ keV}$, $E_B = 200 \text{ keV}$, $B_T = 50 \text{ kG}$
 $\beta_P = 2.2$, $q = 2.5$, $A = 4.0$, $n_d/n_t = 1.0$

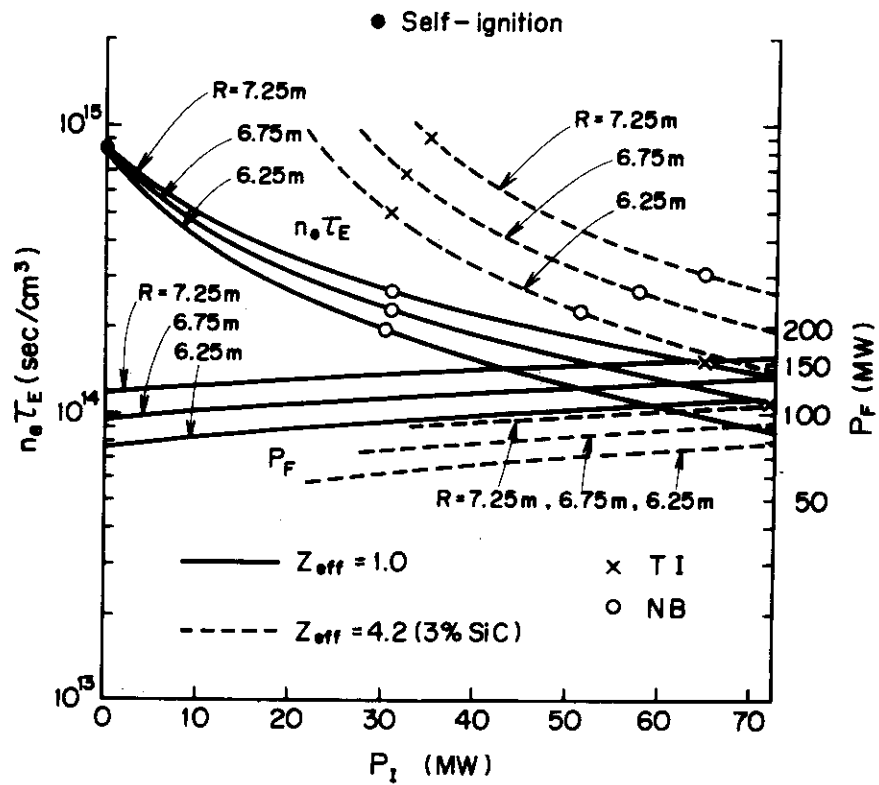


Fig.29 Effect of major radius on $n\tau$ and output power (aspect ratio=4.0, $B_T=50 \text{ kG}$)

5. まとめ

核融合実験炉の第1次予備設計の炉心パラメータに対するパワーバランスの解析を行なった。また設計基準値の周辺に対しても解析を進め、基準値の問題点とその改善方向を不純物量と比例則との関連で考察を行なった。用いた解析モデルは定常状態で、空間依存性を考慮せず高速イオン（入射粒子とアルファ粒子）は完全に閉じ込められているとした。プラズマエネルギーの閉じ込め時間の比例則として、collisional mode に対しては擬古典拡散、collisionless mode に対しては捕獲イオン不安定性による異常拡散と新ボーム拡散による3つを取り上げた。将来の炉のプラズマは捕獲イオン領域になるのであろうと予想されているので、⁽⁴⁷⁾捕獲イオン則を基本として考察し、 Z_{eff} が大きくなって collisional の方向に近づく場合は擬古典則もできるだけ満すようにパワーバランスを検討した。不純物量は SiC で $Z_{eff} \sim 5$ まで考慮した。

予備設計では 50MW 以下の入射パワーで 100MW の出力を得ることを基本目標としている。しかしプラズマ温度が基準値の 7keV では、 $Z_{eff} \geq 2 \sim 3$ で出力は 100MW 以下になる。出力を上げる方法として β_p と温度の上昇を検討した。捕獲イオン則の場合 β_p を大きくすることは有効な方法であるが、他の比例則では入射パワーが過大になり望ましくない。他方、プラズマ温度を上げる方法では、 Z_{eff} の大きい領域で捕獲イオンと擬古典則の両方に対して ~ 9 keV が有効である。不純物量が炉の運転時間に亘ってゆるやかに増大するなら、出力の時間的平均値が ~ 100 MW であればよく、 Z_{eff} の大きい場合の出力の落ち込みはそれ程問題でない。しかし不純物量が運転初期で大きな Z_{eff} で飽和するなら、炉心パラメータの選定は始めから大きな Z_{eff} に対して行う必要がある。基準値では設計目標が満される許容不純物量はせいぜい $Z_{eff} \sim 5$ までである。

比例則は粗い理論的予測であり、将来の炉に果してどの mode が現われるかという問題のほか、我々が用いた表示式の定数係数にも不確かさがある。例えば、我々の表示式による $n\tau$ は文献⁽⁴⁾に較べ約 5 分の 1 小さい。 $n\tau$ が 5 倍大きくなればプラズマ温度域を拡げることができ（特に捕獲イオン則）、また入射パワーが 50MW を上回る（特に擬古典則）理由で考慮しなかった結果も解とすることができる。そして設計基準値において $Z_{eff} \sim 2$ までは自己点火が可能になる。

炉心パラメータの基準値に対するこのレポートの結論を簡単にまとめると、① $Z_{eff} < 5$ の範囲では、プラズマ温度の変化によって (≤ 9 keV) 50MW 以下の入射パワーで 100MW 前後の出力を得ることができる。② $Z_{eff} \sim 2$ までは厳しい比例則である捕獲イオン則によっても自己点火の可能性はある。

以上の結果は静的モデルに基づいたものであり、パワーバランスの安定性及び制御の解析は動的モデルを必要とする。またアルファ粒子と入射粒子による加熱に対しては、その捕捉、プラズマ平衡に対する安定性の検討も含めてモデルの精度を上げることが今後の課題である。

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数多くの教示を戴いた。また部内検討会では、森茂部長を始めとする核融合研究部の方々からも数々の助言を受けた。これらの方々に深く感謝します。

文 献

- (1) Bertolini, E., et al.: Proc. 5th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo, 1974, IAEA-CN-33/G1-1.
- (2) Stacey, W. M., et al.: ANL-CTR-75-2, (1975).
- (3) GAC Fusion Engineering Staff: GA-A13534, (1975).
- (4) Conn, R. W., Jassby, D. L.: MATT-1155 and FDM-119 (1975).
- (5) 迫淳 他: 日本原子力学会, 炉物理炉工学分科会, A21~A28. 大阪, 1975 及び JAERI-memo 6433. (1976)
- (6) 大和春海, 他: 同上. A-22
- (7) Yoshikawa, S., Christofilos, N. C.: Proc. 4th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison, 1971, Vol.II, 357 (IAEA, Vienna, 1972).
- (8) Kadomtsev, B. B., Pogutse, O. P.: Nuclear Fusion 11, 67 (1971).
- (9) Sinnis, J., et al.: Phys. Rev. Lett., 30, 1214 (1972).
- (10) Dawson, J. M., et al.: Phys. Rev. Lett., 26, 1156 (1971).
- (11) Rose, D. J., Clark, M., Jr.: "Plasmas and Controlled Fusion", (1961), MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- (12) Duane, B. H.: BNWL-1685, P.75 (1972).
- (13) Sivukhin, D. V.: "Reviews of Plasma Physics", vol.4, (1966), P.93, Consultants Bureau, New York.
- (14) Towner, H. H.: COO-2218-35, (1975).
- (15) Butler, S. T., Buckingham, M. J.: Phys. Rev., 126, 1 (1962).
- (16) Spitzer, L., Jr.: "Physics of Fully Ionized Gases", (1962), P.149, Interscience Publishers, New York.
- (17) Dean, S. O., et al.: "Status and Objectives of Tokamak Systems for Fusion Research", WASH-1295 (1974).
- (18) Braginskii, S. I.: "Reviews of Plasma Physics", vol.2, (1965), P.205, Consultants Bureau, New York.
- (19) Gibson, A.: "Course on the Stationary and the Quasi-Stationary Toroidal Reactors", Erice-Trapani, P.45, (1972), (CID, Luxembourg, EUR 4999e).
- (20) Sweetman, D. R.: Nuclear Fusion, 13, 157 (1973).
- (21) Riviere, A. C.: Nuclear Fusion, 11, 363 (1971).
- (22) McAlees, D. G., Conn, R. W.: Nuclear Fusion, 14, 419 (1974).
- (23) Stix, T. H.: Physics of Fluids, 16, 1922 (1973).
- (24) アルツィモヴィチ: "プラズマ閉込めとトカマク" (三谷訳), (1972), p. 81, 東京図書, 東京.