

JAERI - M  
91-156

追加熱時の高エネルギー粒子による核融合出力の増大

1991年10月

浜松 清隆・福山 淳\*・安積 正史

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

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。  
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division  
Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-  
mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1991

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 いばらき印刷機

追加熱時の高エネルギー粒子による核融合出力の増大

日本原子力研究所那珂研究所炉心プラズマ研究部

浜松 清隆・福山 淳\*・安積 正史

(1991年9月3日受理)

ICRF波の波動伝播方程式と波動電場による粒子加速効果を含んだFokker-Plank 方程式を大域的に自己無撞着に数値解析し、高速粒子加速による核融合反応出力の増大効果について解析を行う。具体的には、D-D, D-<sup>3</sup>He, D-T反応についてICRF加熱と NBI加熱の場合の入射パワー依存性から核融合出力の評価とその比較を行う。ICRF加熱に関しては、第3高調波共鳴までをアンテナ電流の位相制御を含めて比較する。NBI 加熱によって反応効率を最適化するには、反応断面積が最大となるエネルギーに匹敵する入射エネルギーが必要とされる。ICRF加熱の場合には、波動電場による粒子加速の観点(Fokker-Plank方程式)からは、速度空間の拡散係数がMeVオーダーのエネルギー領域まで存在するので加熱条件にあまり強く依存しない。ただし、D-D反応の場合は反応断面積が3~4 MeV のあたりで最大となる為に拡散係数がより高エネルギー側に広がる第3高調波加熱に優位さがある。一方、波動伝播過程での電子のLandau減衰による波動パワーの直接損失を避ける為にはアンテナ電流を同位相とした場合が優位である。

Fusion Gain due to High Energy Ions Accelerated by Additional Heating

Kiyotaka HAMAMATSU, Atsushi FUKUYAMA\* and Masafumi AZUMI

Department of Fusion Plasma Research  
Naka Fusion Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received September 3, 1991)

In order to investigate a gain of fusion reaction caused by high energy ions, the ICRF wave propagation equation and the Fokker-Planck equation with the effects of particle acceleration due to the rf-electric field are numerically analyzed in a self-consistent manner. In the ICRF and NBI heated plasmas, the input power dependences of fusion output power of D-D, D-<sup>3</sup>He and D-T reactions are calculated and compared with each other. As for the ICRF heating conditions, the higher harmonic resonance up to the third one and phase control of antenna currents are taken into account. To optimize the NBI heating condition on a fusion reaction, the beam energy needs to be exceeded the energy where the fusion cross section is maximum. In the case of ICRF heating, fast ions are accelerated beyond the several MeV by the velocity diffusion coefficient due to rf-electric field in the Fokker-Planck equation. The ICRF heating condition does not affect the fusion output so seriously from this standpoint. As for the D-D reaction, however, the third harmonic resonance heating is more effective than the second one. Because, the fusion cross-section of D-D reaction has a maximum value at high energy range (3~4 MeV) and the third harmonic resonance heating accelerates higher energy particles than the second one. On the other hand, in order to avoid the direct power loss by electron Landau damping in the wave propagation process, the phase difference of antenna currents

---

\* Faculty of Engineering, Okayama University

needs to be inphase.

Keywords: ICRF Heating, NBI Heating, Wave Propagation Equation, Fokker-Planck Equation, High Energy Ions, Fusion Gain, D-D Reaction, D-<sup>3</sup>He Reaction, D-T Reaction, Higher Harmonic Resonance, Antenna Phase Control

## 目 次

1. 序 .....	1
2. モデルと基礎方程式 .....	2
3. 数値解析結果 .....	4
3.1 D-D反応 .....	5
3.2 D- <sup>3</sup> He反応 .....	6
3.3 D-T反応 .....	7
4. まとめ .....	8
謝 辞 .....	8
参考文献 .....	9

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Model and Basic Equations .....	2
3. Numerical Results .....	4
3.1 D-D Reaction .....	5
3.2 D- <sup>3</sup> He Reaction .....	6
3.3 D-T Reaction .....	7
4. Conclusion .....	8
Acknowledgement .....	8
References .....	9

## 1. 序

トカマク・プラズマの加熱実験に置いてイオン・サイクロトロン周波数帯(ICRF)波の有効性は、加熱パワーの増大によって着実に確かめられてきた[1,2,3]。ICRF波の理論的解析においては、波動伝播方程式を境界値問題として大域的に解析する為の定式化[4]が行われ、その数値解析法[5]も既に確立されている。その有用性は、アンテナ・ローディングの評価等の実験計測との良い一致が得られた[6]ことで証明されている。ICRF加熱の特徴は高エネルギー・イオンの加速にある。この高エネルギー・イオンはICRF波の波動伝播特性と吸収されたパワーの熱化過程において重要な役割を果たす。実験においては、数MeVのオーダーに達した高エネルギー・イオンが観測され[1,3]、波動伝播特性が改善されているものと認識されている。ICRF波によって加速される高速イオンとこれによる波動伝播への影響は、波動伝播方程式とFokker-Planck方程式を自己無撞着に数値解析することで理論的にも議論されている[7,8]。プラズマ各成分への入射パワー分配比の評価においては、Coulomb衝突によって高速イオンから電子へ輸送されるパワーを考慮することが実験結果を説明する上で鍵となった[9]。又、高速イオンの持つエネルギーがプラズマ全体の蓄積エネルギーの増加分のかなり大きな部分を占めていることも実験及び数値解析によって確認されている[1]。

核融合反応率の評価の観点からも高速イオンの果たす役割は重要である。実験においては、D-D反応及びD-<sup>3</sup>He反応の計測はその空間分布まで測定され[10]、プラズマ診断の重要な手段の一つである。又、核融合炉においてはD-T反応が用いられるものと考えられる。試験炉におけるD-<sup>3</sup>He反応は、放射化が低い点とヘリウム排気特性の評価を行える点で重要な反応と考えられる。数値解析によって実験計測の裏付けを行う事、核融合炉又は試験炉を想定し、ICRF加熱による高速イオンが核融合反応出力の増大にどの程度貢献するかを評価する事等は重要な問題である。中性粒子ビーム入射(NBI)加熱の場合も含めて、実空間を0次元の問題としての解析は多く行われている[11,12,13]。本論文では、ICRF波動の大域的解析の重要性に着目し、実空間1次元の波動伝播方程式と速度空間1次元のFokker-Planck方程式を定常問題として数値解析する。波動伝播方程式から求まる波の吸収パワー分布を用いて、各空間点でのFokker-Planck方程式を解くことでイオンの速度分布を空間的に評価する。ここで、高速イオンの加速によって波の伝播は大きく変化するので、波動伝播と高速イオンの空間分布が自己無撞着になる様に繰り返し法によって最終的な定常解を求める。D-D反応、D-<sup>3</sup>He反応及びD-T反応のそれぞれの場合について、ICRF加熱及びNBI加熱時の高速イオンによる核融合反応出力の増大量を評価し比較する。ICRF加熱に関しては、入射パワー、サイクロトロン共鳴数及びアンテナ電流の位相差による依存性の解析を行い、NBI加熱に関しては、入射パワー及びビーム・エネルギーによる依存性の解析を行う。

## 2. モデルと基礎方程式

プラズマのモデル及び基礎方程式に関しては既に述べられている(文献[7]参照)ので、ここでは簡単に記述する。

プラズマの実空間配位は同心円状の円形の磁気面配位を仮定して、円柱配位を用いる。小半径方向を  $r$ -軸に、トロイダル方向を  $z$ -軸に取る。第  $j$  番目のプラズマ成分の粒子密度と温度の空間分布は二乗分布であると仮定する。即ち、

$$n_j(r) = (n_{j0} - n_{js}) \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right) + n_{js}, \quad (1)$$

$$T_j(r) = (T_{j0} - T_{js}) \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right) + T_{js}, \quad (2)$$

とする。ここで、 $a$  は小半径、添字  $0$  と  $s$  は磁気軸及びプラズマ表面での値を示す。

速度分布関数はサイクロトロン共鳴を起こすイオン種に関し解析する。各磁気面での速度分布関数  $f(v, r)$  はFokker-Planck 方程式

$$\frac{\partial f}{\partial t} = C(f) + S_{\text{NBI}} + Q_{\text{RF}}(f) + L(f), \quad (3)$$

で記述される。ここで、速度分布関数  $f$  は等方的であると仮定し、Coulomb 衝突項  $C(f)$  は線形化されたものを採用する。右辺第2項  $S_{\text{NBI}}$  はNBIによる加熱項である。本論文では、定常状態の密度分布((1)式)を仮定しているので、 $S_{\text{NBI}}$  による粒子補給と釣り合わせるためエネルギー損失を伴う形の粒子損失項  $L(f)$  を加えている。具体的には  $L(f) = -f/\tau_p$  とし、閉じ込め時間  $\tau_p$  は定常状態を保つ様に局所的に定められる。ICRF 加熱による準線形拡散項  $Q_{\text{RF}}$  は

$$Q_{\text{RF}}(f) = \frac{K(r)}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[ v^2 \hat{D}_{\perp}(v) \frac{\partial f}{\partial v} \right], \quad (4)$$

$$\hat{D}_{\perp}(v) = \int_0^{\infty} d\mu (1 - \mu^2) J_{n-1}^2 \left( k_{\perp} \rho \sqrt{1 - \mu^2} \right),$$

と表わすことができる。ここで、 $J_{n-1}(x)$  は  $(n-1)$  次の第1種Bessel関数で、 $n$  はサイクロトロン共鳴数、 $k_{\perp}$  と  $\rho$  はサイクロトロン共鳴点での速波の波数と共鳴粒子のLarmor半径である。又、 $\mu$ に関する積分はピッチ角に渡る平均を表わす。係数  $K(r)$  はRF電場の振幅の二乗に関連する項で、吸収パワーと関係付けられる。即ち、共鳴イオン種によって吸収されるICRFパワーは

$$P_{\text{RF}}(r) = 4\pi \int_0^{\infty} dv v^2 \frac{1}{2} m v^2 Q_{\text{RF}}(f)$$

$$= -4\pi K(r) \int_0^{\infty} dv v^3 \hat{D}_{\perp}(v) \frac{\partial f}{\partial v}, \quad (5)$$

と表わすことができる。 $P_{\text{RF}}(r)$  を波動伝播方程式から求め、係数  $K(r)$  を決定することでFokker-Planck方程式は閉じられ、速度分布関数を求めることができる。



波動伝播方程式の解析はプラズマ配位を1次元スラブ・モデルと仮定して行う。その空間配位は直行座標系を用いて表わされる：小半径方向を  $x$ -軸、ポロイダル方向を  $y$ -軸、トロイダル方向を  $z$ -軸に取る。プラズマはトロイダル方向とポロイダル方向に均一と仮定し、トロイダル磁場は  $B_z = B_0/(1 + x/R_0)$  と書けるものとする。ここで、 $R_0$  は主半径、 $B_0$  は磁気軸でのトロイダル磁場の大きさである。プラズマ中の波動電場  $\tilde{E}$  はMaxwell 方程式から導かれる波動伝播方程式

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{E} + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \tilde{E} = i\mu_0\omega \left(\sum_s \tilde{J}_s + \tilde{J}_A\right), \quad (6)$$

によって記述され、境界値問題として解析を行う。波動方程式((6)式)において、 $\tilde{J}_s$  は  $s$  番目のプラズマ成分による誘導電流、 $\tilde{J}_A$  はアンテナ電流である。アンテナ電流はポロイダル方向に流れ、トロイダル方向にその位相が制御される。誘導電流は運動論効果(Landau 減衰、サイクロトロン減衰、Doppler 効果等)を含む非局所的誘電テンソルから求められる。サイクロトロン共鳴イオン種に関してはFokker-Planck 方程式((3)式)から求められる速度分布関数を用いて誘電テンソルの評価を行う。波動伝播方程式から得られる吸収パワーの空間分布は

$$p_s(x) = \langle \tilde{J}_s(x) \cdot \tilde{E}(x) \rangle \quad (7)$$

で与えられる。ここで、 $\langle \rangle$  は波動周期に渡る平均を示す。Fokker-Planck 方程式で用いられる吸収パワー分布((5)式)は磁気面平均量である。1次元スラブ配位下での吸収パワー分布(7)から磁気面平均量を求める為、ポロイダル面上での2次元の吸収パワー分布を

$$p_j(x, y) = p_j(x) \times \begin{cases} 1 - \left(\frac{y}{L_y}\right)^4, & \text{for } |y| \leq L_y \\ 0, & \text{for } |y| > L_y \end{cases} \quad (8)$$

と仮定する、ここで、垂直方向への広がり  $L_y$  は2次元(ポロイダル面上で)の波動解析[14]から評価しなければならない。この値はプラズマ・パラメータ等に大きく依存せず、以下に示すプラズマ・パラメータ及びアンテナ形状では  $L_y = 0.3[\text{m}]$  とする。

Fokker-Planck 方程式((3)式)と波動伝播方程式((6)式)を交互に解き、速度分布関数が一定になるまで繰り返すことで定常解は得られる。核融合反応出力の評価は得られた速度分布関数を用いて行われる。核融合反応断面積は文献[15]から採用した。尚、プラズマの非円形度を考慮する為、体積積分の体積要素にはその効果を含めている。

### 3. 数値解析結果

以下に示す三つの場合の核融合反応について解析を行い、各々をサブセクションにまとめる。

1.  $D+D \rightarrow T (1.01\text{MeV}) + p(3.02\text{MeV})$  (50%)  
 $D+D \rightarrow {}^3\text{He}(0.82\text{MeV}) + n(2.45\text{MeV})$  (50%)
2.  $D+{}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}(3.6\text{MeV}) + p(14.7\text{MeV})$
3.  $D+T \rightarrow {}^4\text{He}(3.5\text{MeV}) + n(14.1\text{MeV})$

ICRF 加熱は重水素のサイクロトロン共鳴加熱の場合を考える。サイクロトロン共鳴点が磁気軸近傍となる様、アンテナ周波数は基本波、第2高調波、第3高調波に対してそれぞれ23.5、47.0、70.5MHz を選ぶ。アンテナ配位としては、2本のランチャーがトロイダル方向に0.3m の間隔で低磁場側に配置されている。アンテナ電流の位相差に関しては、同位相(inphase)と逆位相(out of phase)の場合を比較する。NBI加熱は入射エネルギー  $E_b = 140[\text{keV}]$  の重水素ビームで垂直入射とする。各々の場合で共通となるプラズマ・パラメータは表1にまとめている。イオンの密度比に関しては、D-D反応の場合  $n_D = n_e$ 、D- ${}^3\text{He}$ 反応の場合  $n_D = n_{{}^3\text{He}} = n_e/3$ 、D-T反応の場合  $n_D = n_T = n_e/2$  としている。

表1 プラズマ・パラメータ

$R_0$	(主半径)	3.0	[m]
$a$	(小半径)	1.0	[m]
$b/a$	(非円形度)	1.8	
$B_0$	(トロイダル磁場)	3.1	[T]
$n_e(0)$	(電子密度)	$8.0 \times 10^{19}$	$[\text{m}^{-3}]$
$T_e(0) = T_i(0)$	(温度)	10.0	[keV]

ICRF 及びNBI加熱によって核融合反応を増大させるに当たって、鍵となる点は二つある。第一点は、反応イオン種(重水素)に吸収されたパワーが如何に効率良く核反応を増大させるかである。ICRF 加熱の場合にはICRF 電場による速度空間での粒子拡散の振舞に依存し、NBI加熱の場合にはビーム・エネルギーに依存する。第二点は、如何に効率良く反応イオン種にパワーが吸収されるかである。ICRF 加熱の場合には波動伝播特性に依存し、実際には電子による波動エネルギーの直接吸収(Landau 減衰による)を避けることにある。NBI加熱の場合には中性ビームの電離過程に依存し、プラズマ中心部までのビームの浸透を大

きくしそこでの電離を大きくすることである。数値解析は入射パワー・スキャンの形で行うが、最初は第一点に注目して、重水素に吸収されるパワーに対する依存性を議論する。次に、第一点と第二点を踏まえて、入射パワーに対する依存性を議論する。尚、議論する物理量は全てトラス全体に渡っての積分量である。

数値解析結果を示す前に、解析上の他の注意事項を述べる。核融合反応の評価は上に示した反応だけを対象とし、反応生成粒子の持つエネルギーを全て反応出力として評価する。D-<sup>3</sup>HeプラズマにおけるD-D反応や反応生成粒子が引き起こす核反応は含まない。さらに、波動伝播方程式とFokker-Planck方程式の解析においても反応生成粒子による影響は考慮されていない。

### 3.1 D-D反応

単一イオン種プラズマの場合には基本波共鳴加熱は起こらないので、第2高調波と第3高調波加熱を比較する。図1は重水素に吸収されるパワー  $P_{wabs}$  に対する依存性である。吸収パワー  $P_{wabs} = 0$  での反応をMaxwell分布を用いて評価し、そこからの増加量を示している。図1(a)は全反応出力の増加量  $dP_{fus}$  を示している。図1(b)、(c)はp(又はT)とn(又は<sup>3</sup>He)の生成率の増加量  $dY_p$ 、 $dY_n$  である。吸収パワー  $P_{wabs} = 0$  での反応は、 $P_{fus} = 9.3 \times 10^{-2}$  [MW]、 $Y_p = 7.7 \times 10^{16}$  [sec<sup>-1</sup>]、 $Y_n = 8.2 \times 10^{16}$  [sec<sup>-1</sup>] である。これらの図より、第3高調波の方が第2高調波より反応効率が良く、NBI加熱は最も低く

$$dP_{fus}^{3rd} > dP_{fus}^{2nd} > dP_{fus}^{NBI}$$

である。これはD-D反応の反応断面積の最大値が非常に高いエネルギー領域に存在する為である：D+D→T+pでは約3 MeV、D+D→<sup>3</sup>He+nでは約4MeVに最大値が存在する。一方、ICRF電場による速度空間での拡散係数には、 $J_{n-1}^2(k_{\perp}\rho_D)$ の依存性があり、高次の共鳴の方が高エネルギー側に拡散係数の最大値があるために、 $dP_{fus}^{3rd} > dP_{fus}^{2nd}$  となっている。これは、図1(d)の蓄積エネルギーの増加量  $dW_{st}$ 、即ち高速粒子の持つエネルギー量にも反映している。ここで、追加熱のない( $P_{wabs} = 0$ )時の全プラズマ粒子の蓄積エネルギー  $W_{st}$  は14.8MJである。NBI加熱の場合には、 $E_b = 140$  [keV]としているので、このエネルギー領域まで高速イオンが届いていない。

同じサイクロトロン共鳴数の加熱を比較する場合には、アンテナ電流の位相制御を同位相にした方が逆位相の場合より良い、即ち

$$dP_{fus}^{in} > dP_{fus}^{out}$$

である。これは、アンテナからの放射パワー・スペクトルの違いに起因している。今の場合、トロイダル方向のアンテナ・アレイの間隔を0.3mとしているので、放射パワー・スペ

クトルの最大値が、同位相の場合は  $k_{\parallel} = 0$  に、逆位相の場合は  $k_{\parallel} \sim 10[\text{m}^{-1}]$  にある。逆位相の場合、 $k_{\parallel}$  が大きいので Doppler 効果によりサイクロトロン共鳴層が低磁場側に広がり、共鳴層の幅が同位相の場合より広がる。この為 ICRF の吸収パワー密度が下がり、高エネルギーイオンの加速が悪くなった結果である。

上の比較は重水素によって吸収されるパワー  $P_{\text{wabs}}$  が等しい場合である。全入射パワー  $P_{\text{winp}}$  に対する依存性は図2に示されている。図2(a) は全反応出力の増加量  $dP_{\text{fus}}$  の依存性である。同じ周波数の加熱時においては、同位相と逆位相の場合の反応出力の差が大きく表れ、

$$dP_{\text{fus}}^{3\text{rd in}} > dP_{\text{fus}}^{3\text{rd out}} \sim dP_{\text{fus}}^{2\text{nd in}} > dP_{\text{fus}}^{2\text{nd out}} > dP_{\text{fus}}^{\text{NBI}}$$

となっている。これは、逆位相の場合には重水素の吸収パワー  $P_{\text{wabs}}$  が減少する為である。図2(b) は重水素によって吸収されるパワー  $P_{\text{wabs}}$  と全入射パワー  $P_{\text{winp}}$  の関係を示している。パワー損失 ( $P_{\text{winp}} - P_{\text{wabs}}$ ) の主な原因は、NBI 加熱の場合はビームの突き抜けであり、ICRF 加熱の場合は電子の Landau 減衰による波動エネルギーの直接吸収である。ここでのプラズマ・パラメータでは、電子の Landau 減衰が起こる条件は  $k_{\parallel} \gtrsim \omega / (3v_{\text{the}}) \sim 3[\text{m}^{-1}]$  と評価できる。逆位相 ( $k_{\parallel}$  の大きい) の時には、電子による波の直接吸収が増加し逆に重水素による吸収パワーが減少していることが分る。

### 3.2 D-<sup>3</sup>He 反応

図3 は重水素に吸収されるパワー  $P_{\text{wabs}}$  に対する依存性である。図3(a) は全反応出力の増加量  $dP_{\text{fus}}$  を、図3(b) は p (又は He) の生成率の増加量  $dY_p$  を示している。ここで、 $P_{\text{wabs}} = 0$  の時、 $P_{\text{fus}} = 7 \times 10^{-3}[\text{MW}]$ 、 $Y_p = 2.4 \times 10^{15}[\text{sec}^{-1}]$  である。核反応効率は ICRF 加熱の条件によって余り影響を受けず、常に NBI 加熱より良くなっている。即ち、

$$dP_{\text{fus}}^{\text{IC}} > dP_{\text{fus}}^{\text{NB}}$$

である。これは、D-<sup>3</sup>He 反応の反応断面積の最大値は約 480 keV (D-D 反応よりずっと低い) にある為に、第2、第3 高調波の違い又はアンテナ位相制御の違いに余り依存せず、高速イオンがこのエネルギー領域まで同程度に加速されている。若干の大小関係は D-D 反応の場合(図1(a))と同様である。図3(c) は蓄積エネルギーの増加量  $dW_{\text{st}}$  の  $P_{\text{wabs}}$  依存性を示している ( $P_{\text{wabs}} = 0$  の時、 $W_{\text{st}} = 12.3[\text{MJ}]$ )。第3 高調波加熱の方が第2 高調波加熱の場合より高エネルギー粒子の生成効率が高いが、この差は核反応効率に影響していない。即ち、第3 高調波加熱は核反応に効かない高エネルギー領域まで粒子を加速している。

図4(a) は入射パワー  $P_{\text{winp}}$  に対する依存性を示しており、

$$dP_{\text{fus}}^{3\text{rd in}} \sim dP_{\text{fus}}^{2\text{nd in}} > dP_{\text{fus}}^{3\text{rd out}} \sim dP_{\text{fus}}^{2\text{nd out}} > dP_{\text{fus}}^{\text{NBI}}$$

である。これは、 $P_{\text{wabs}}$  一定の場合ICRF加熱時の加速粒子による核反応の増加がその加熱方法に強く依存しないので、波動伝播過程における電子による波の直接吸収の影響がそのまま反映している(図4(b)参照)。NBI加熱に関しては、D-D反応と同様にビーム・エネルギーが反応断面積の最大値まで届いていない。

### 3.3 D-T反応

D-T反応の場合は基本波と第2高調波加熱の比較を行う。又、NBI加熱に関してはビーム・エネルギーを80keVと140keVの二つの場合を比較する。図5(a),(b)は、重水素に吸収されるパワー  $P_{\text{wabs}}$  に対する反応出力の増加量  $dP_{\text{fus}}$  と n (又は  ${}^4\text{He}$ ) の生成率の増加量  $dY_n$  である。ここで、 $P_{\text{wabs}} = 0$  の時、 $P_{\text{fus}} = 9.7[\text{MW}]$ 、 $Y_n = 3.4 \times 10^{18}[\text{sec}^{-1}]$  である。D-T反応の反応断面積の最大値が127keV近傍にある為に、D-D反応及びD- ${}^3\text{He}$ 反応と比較して、NBI加熱とICRF加熱との関係が異なり、

$$dP_{\text{fus}}^{\text{NB}(E_b=140\text{keV})} \gtrsim dP_{\text{fus}}^{\text{IC}} > dP_{\text{fus}}^{\text{NB}(E_b=80\text{keV})}$$

となっている。 $E_b = 140[\text{keV}]$  のNBI加熱の場合は、若干ではあるがICRF加熱を上回っている。ICRF加熱の場合は、速度空間での粒子拡散係数が連続的に高エネルギー側に延びている為、前のサブセクションでも議論した様に核反応に効かない高エネルギー領域まで高速粒子を加速している。一方、NBI加熱の場合は、入射された高速粒子はその入射エネルギーから減速を受けるだけである。 $E_b = 140[\text{keV}]$  のビーム・エネルギーはほぼ最適の値となっている為ICRF加熱を上回っている。一方、 $E_b = 80[\text{keV}]$  の場合に悪くなるのは、高速粒子が核反応に有効に寄与しないことと、入射エネルギーが低いのでパワー吸収がプラズマの周辺領域で起こる為である。ICRFの加熱方法の違いによる依存性が弱いのはD- ${}^3\text{He}$ 反応と同様の理由である。

図6は入射パワー  $P_{\text{winp}}$  に対する依存性を示す。図6(a)の核反応出力において、低パワー ( $\lesssim 5[\text{MW}]$ ) での基本波共鳴による加熱は効率が極端に悪くなっている。これは重水素によるパワー吸収が小さいためである(図6(b)参照)。基本波共鳴の場合、速度空間の拡散係数 ( $\propto J_0^2(k_{\perp}\rho_D)$ ) が  $v = 0$  から有限値を持つため、低パワーでは127keV近傍まで十分にイオンを加速できない。又、高速イオンの加速が低いのでイオンによる波の吸収が悪く入射パワーの50%以上が電子によって吸収されている。

## 4. まとめ

ICRF 波の波動伝播方程式と波動電場による粒子加速効果を含んだFokker-Plank 方程式を大域的に自己無撞着に数値解析し、高速粒子加速による核融合反応出力の増大効果について解析を行った。具体的には、D-D、D-<sup>3</sup>He、D-T反応についてICRF加熱とNBI加熱の場合の核融合出力の評価と比較を行った。ICRF加熱に関しては、第3高調波共鳴までをアンテナ電流の位相制御を含めて比較した。NBI加熱によって反応効率を最適化するには、反応断面積が最大となるエネルギーに匹敵する入射エネルギーが必要とされた。これはD-T反応の場合に確認されたが、D-<sup>3</sup>He 反応の場合に  $E_b \simeq 500[\text{keV}]$  のビームを入射する場合はビームの突き抜けによるパワー損失を考慮して評価しなければならない。一方、ICRF加熱の場合には、波動電場による粒子加速の観点からは、速度空間の拡散係数がMeVオーダーのエネルギー領域まで存在するので加熱条件に強く依存しない。しかし、波動伝播過程における電子による波の吸収損失を避けるためにはアンテナ電流を同位相とした場合が優位であった。ただし、D-D反応の場合は反応断面積が3~4MeVのあたりで最大となる為に拡散係数がより高エネルギー側に広がる第3高調波加熱に優位さがあった。尚、ここではアンテナのトロイダル方向の間隔を0.3mにした場合の電流位相の制御である。アンテナ間隔と電流位相差の両方を可変パラメータとしての最適化はされていない。

本論文では、加熱条件を変えた場合の入射パワー依存性から核融合反応効率を議論してきた。この他に、粒子密度及び温度依存性、特にD-T反応D-<sup>3</sup>He反応においてはイオンの成分比依存性を調べる必要がある。又、<sup>3</sup>He-ビーム、T-ビームおよび<sup>3</sup>He、Tのサイクロトロン共鳴加熱の場合の解析等も重要と考えられる。これらについては、次の問題として残されている。

又、本論文は著者(浜松)がJET滞在中の研究をもとに行った解析について報告したものである。JT-60UでのICRF波加熱による核融合積増大についても現在解析中であり、その結果は別途報告することにする。

## 謝辞

常々御支援下さいます古谷洋一郎先生(岡山大学)にこの場を借りて御礼申し上げます。尚、この研究はJT-60-大学協力研究の一環として行われました。

## 4. まとめ

ICRF 波の波動伝播方程式と波動電場による粒子加速効果を含んだFokker-Plank 方程式を大域的に自己無撞着に数値解析し、高速粒子加速による核融合反応出力の増大効果について解析を行った。具体的には、D-D、D- $^3\text{He}$ 、D-T反応についてICRF加熱とNBI加熱の場合の核融合出力の評価と比較を行った。ICRF加熱に関しては、第3高調波共鳴までをアンテナ電流の位相制御を含めて比較した。NBI加熱によって反応効率を最適化するには、反応断面積が最大となるエネルギーに匹敵する入射エネルギーが必要とされた。これはD-T反応の場合に確認されたが、D- $^3\text{He}$  反応の場合に  $E_b \simeq 500[\text{keV}]$  のビームを入射する場合はビームの突き抜けによるパワー損失を考慮して評価しなければならない。一方、ICRF加熱の場合には、波動電場による粒子加速の観点からは、速度空間の拡散係数がMeVオーダーのエネルギー領域まで存在するので加熱条件に強く依存しない。しかし、波動伝播過程における電子による波の吸収損失を避けるためにはアンテナ電流を同位相とした場合が優位であった。ただし、D-D反応の場合は反応断面積が3~4MeVのあたりで最大となる為に拡散係数がより高エネルギー側に広がる第3高調波加熱に優位さがあった。尚、ここではアンテナのトロイダル方向の間隔を0.3mにした場合の電流位相の制御である。アンテナ間隔と電流位相差の両方を可変パラメータとしての最適化はされていない。

本論文では、加熱条件を変えた場合の入射パワー依存性から核融合反応効率を議論してきた。この他に、粒子密度及び温度依存性、特にD-T反応D- $^3\text{He}$ 反応においてはイオンの成分比依存性を調べる必要がある。又、 $^3\text{He}$ -ビーム、T-ビームおよび $^3\text{He}$ 、Tのサイクロトロン共鳴加熱の場合の解析等も重要と考えられる。これらについては、次の問題として残されている。

又、本論文は著者(浜松)がJET滞在中の研究をもとに行った解析について報告したものである。JT-60UでのICRF波加熱による核融合積増大についても現在解析中であり、その結果は別途報告することにする。

## 謝辞

常々御支援下さいます古谷洋一郎先生(岡山大学)にこの場を借りて御礼申し上げます。尚、この研究はJT-60-大学協力研究の一環として行われました。

## 参考文献

- [1] H. Kimura, T. Fujii, K. Tobita, et.al., Nucl. Fusion **31**(1991) 83.
- [2] T. Fujii, H. Kimura, M. Saigusa, et.al., Nucl. Fusion **31**(1991) 137.
- [3] JET TEAM, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th Int. Conf. Kyoto, 1986), Vol.1, IAEA, Vienna (1987) 449.
- [4] S.-I. Itoh, A. Fukuyama, K. Itoh, K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Jpn. **54**(1985) 1808.
- [5] A. Fukuyama, S. Nishiyama, S.-I. Itoh, K. Itoh, Nucl. Fusion **23**(1983) 1005.
- [6] K. Hamamatsu, M. Saigusa, H. Kimura, T. Fujii, N. Kobayashi, Y. Ikeda, M. Azumi, Jpn. J. Appl. Phys. **28**(1989) 1708.
- [7] K. Hamamatsu, M. Azumi, Y. Kishimoto, A. Fukuyama, S.-I. Itoh, K. Itoh, Nucl. Fusion **29**(1989) 147.
- [8] M. D. Carter, E. F. Jaeger, D. B. Batchelor, Nucl. Fusion **29**(1989) 2141.
- [9] T. Morishita, A. Fukuyama, K. Hamamatsu, S.-I. Itoh, K. Itoh, Nucl. Fusion **27**(1987) 2191.
- [10] F. B. Marcus, J. M. Adams, A. D. Cheetham et.al., Plasma Phys. & Cont. Fusion **4**(1991) 277.
- [11] M. Yamagiwa, T. Takizuka, Y. Kishimoto, Rep. JAERI-M 87-065, Japan Atomic Energy Research Institute (1987).
- [12] J. Kesner, Nucl. Fusion **18**(1978) 781.
- [13] L. O. Pekkari, D. Anderson, H. Hamnen, M. Lisak, Nucl. Fusion **23**(1983) 781.
- [14] A. Fukuyama, K. Itoh, S.-I. Itoh, Comput. Phys. Rep. **4**(1986) 137.
- [15] D. L. Book, The NRL Plasma Formulary (Nabul Research Laboratory, Washington, D. C., 1983).



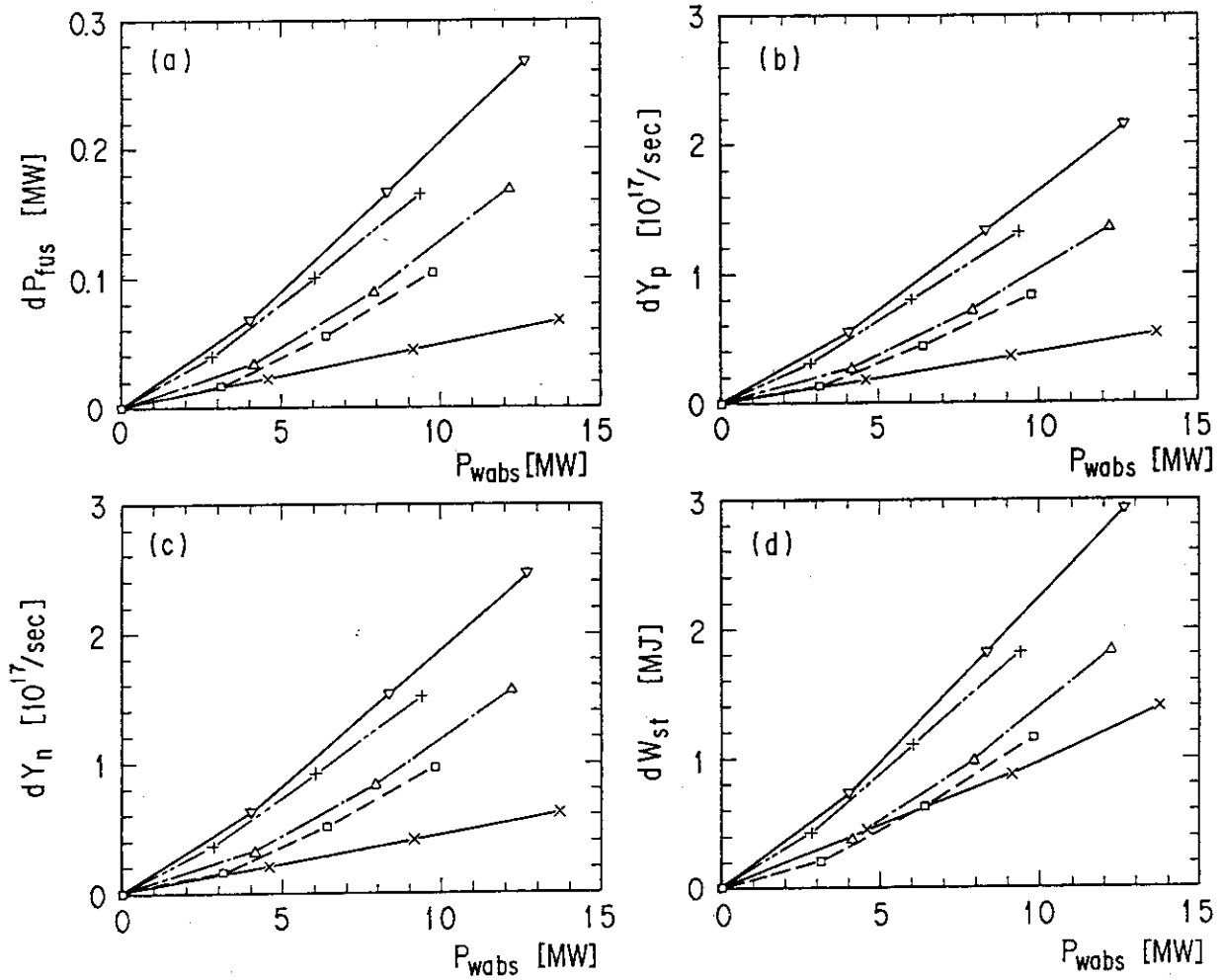


図1 重水素による吸収パワー $P_{wabs}$ に対するD-D反応の依存性

- ▽ : 第3高調波同位相,                    + : 第3高調波逆位相,
- △ : 第2高調波同位相,                □ : 第2高調波逆位相,
- × : NBI ( $E_b=140$  [keV])
- (a) 全核反応出力の増加量  $dP_{fus}$ .
- (b)  $D+D \rightarrow T+p$  反応による  $p$  (又は  $T$ ) の生成率の増加量  $dY_p$ .
- (c)  $D+D \rightarrow {}^3He+n$  反応による  $n$  (又は  ${}^3He$ ) の生成率の増加量  $dY_n$ .
- (d) 蓄積エネルギーの増加量  $dW_{st}$ .

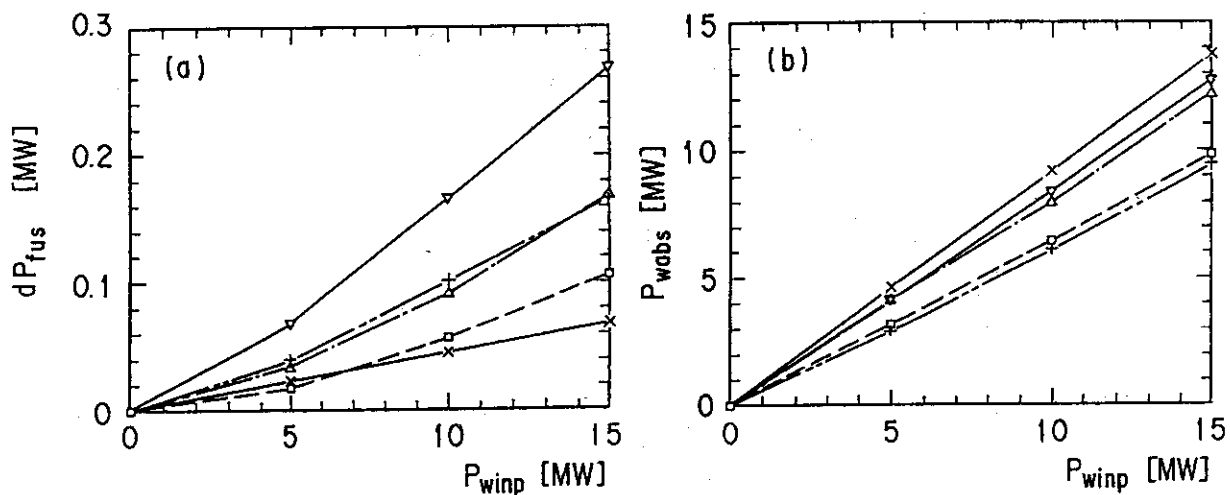


図2 全入射パワー $P_{winp}$ に対するD-D反応の依存性  
各々の線の表す意味は図に同じ

- (a) 全核反応出力の増加量 $dP_{fus}$
- (b) 重水素に吸収されるパワー $P_{wabs}$

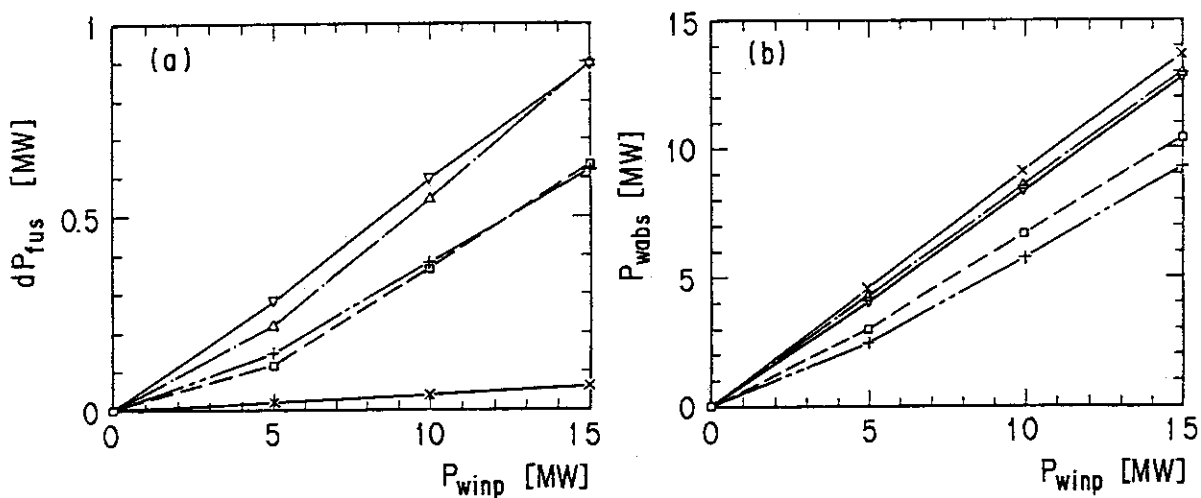


図4 全入射パワー $P_{winp}$ に対するD- $^3\text{He}$ 反応の依存性  
各々の線の表す意味は図3に同じ

- (a) 核反応出力の増加量 $dP_{fus}$
- (b) 重水素に吸収されるパワー $P_{wabs}$

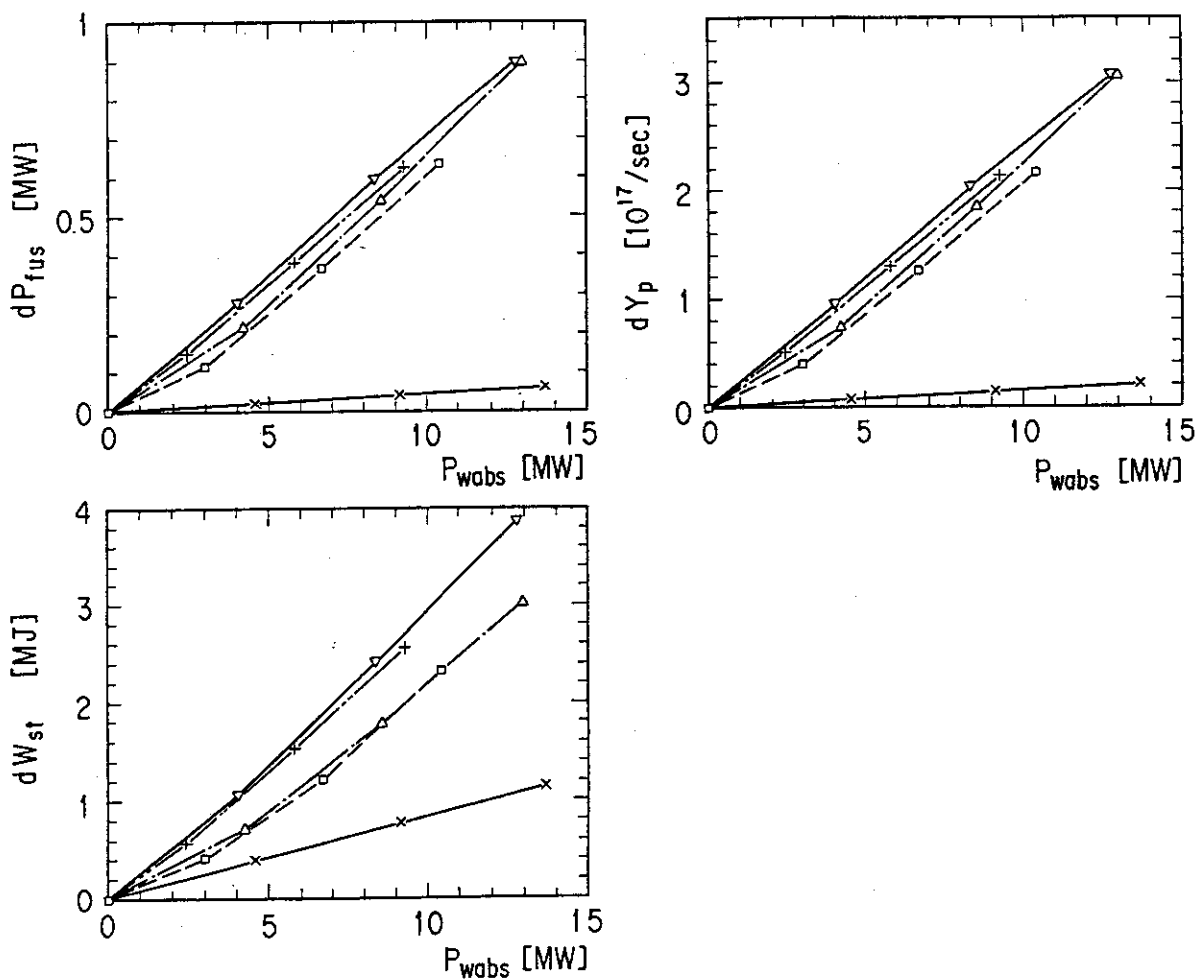


図3 重水素による吸収パワー $P_{wabs}$ に対する $D-^3He$ 反応の依存性

- $\nabla$ : 第3高調波同位相,                       $+$ : 第3高調波逆位相,
- $\triangle$ : 第2高調波同位相,                       $\square$ : 第2高調波逆位相,
- $\times$ : NBI ( $E_b = 140$  [keV])
- (a) 核反応出力の増加量 $dP_{fus}$
- (b)  $p$ (又は $^4He$ )の生成率の増加量 $dY_p$
- (c) 蓄積エネルギーの増加量 $dW_{st}$

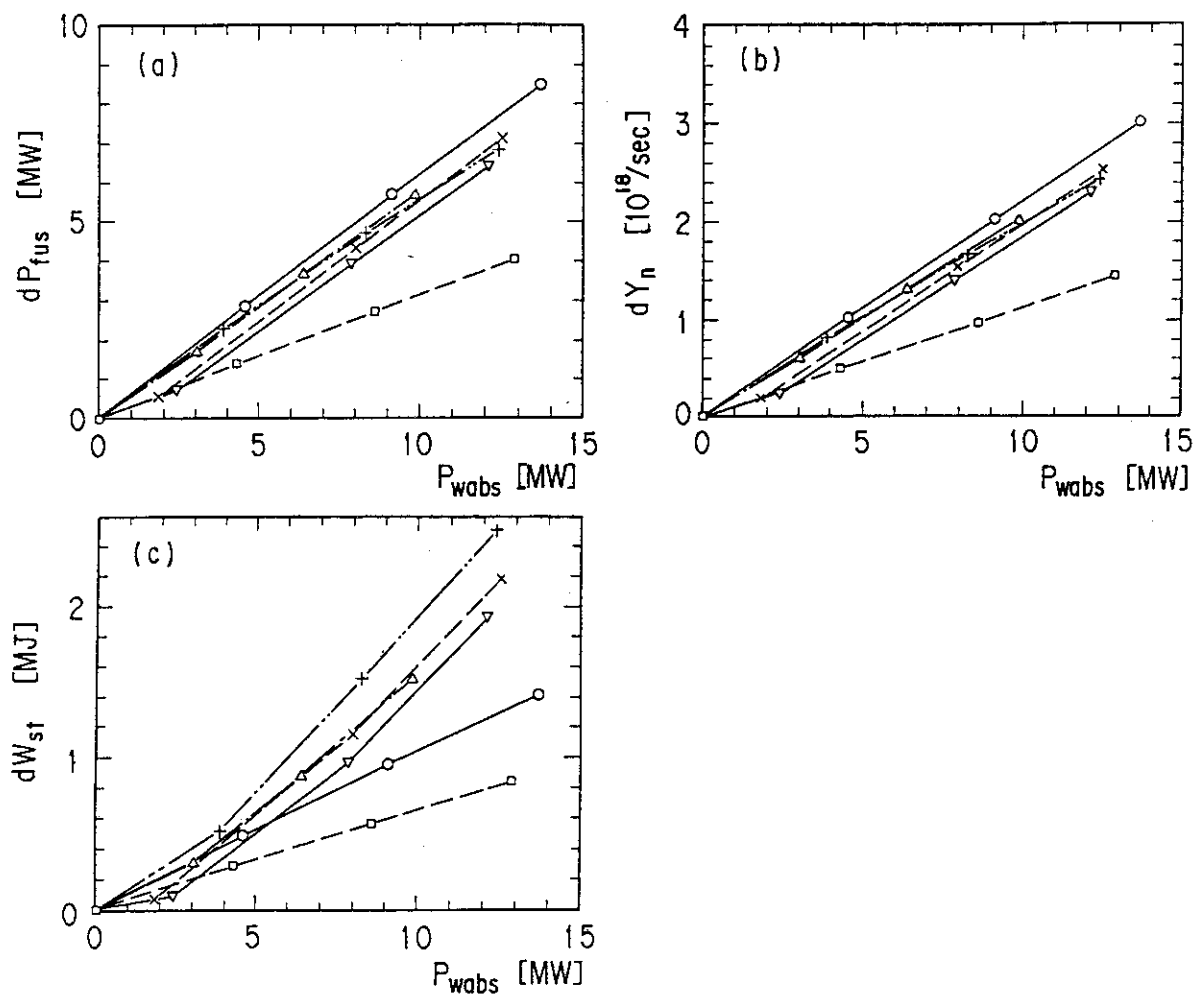


図5 重水素による吸収パワー $P_{wabs}$ に対するD-T反応の依存性

- + : 第2高調波同位相,                       $\triangle$  : 第2高調波逆位相,
  - $\times$  : 第1高調波同位相,                     $\nabla$  : 第1高調波逆位相,
  - $\circ$  : NBI ( $E_b=140$  [keV])                 $\square$  : NBI ( $E_b=80$  [keV])
- (a) 核反応出力の増加量 $dP_{fus}$   
 (b)  $n$ (又は ${}^4\text{He}$ )の生成率の増加量 $dY_n$   
 (c) 蓄積エネルギーの増加量 $dW_{st}$  ( $P_{wip}=0$ の時 $W_{st}=14.8$  [MJ])

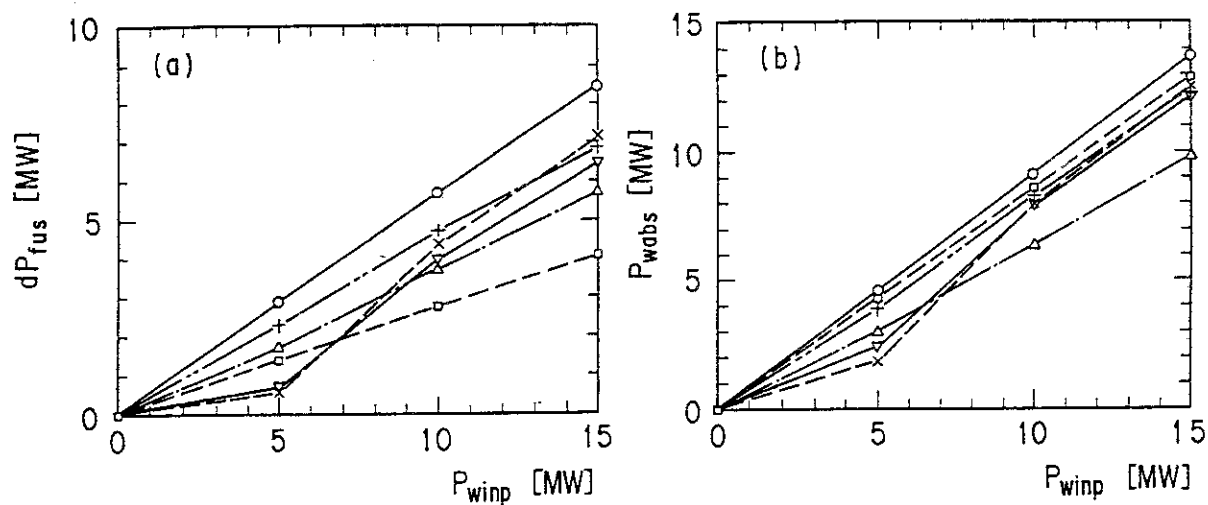


図6 入射パワー $P_{winp}$ に対するD-T反応の依存性  
各々の線の表す意味は図5に同じ

- (a) 核反応出力の増加量 $dP_{fus}$
- (b) 重水素に吸収されるパワー $P_{wabs}$