

東京大学 大学院新領域創成科学研究科

基盤科学研究系

先端エネルギー工学専攻

2020 年度

修士論文

大型ヘリカル装置における
粒子閉じ込めに対する同位体効果

2021 年 1 月 26 日提出

指導教員 山田 弘司 教授

47196076 今川 直人

目次

1. 序論	1
1.1 核融合発電.....	1
1.2 高温プラズマにおける粒子輸送.....	5
1.3 核融合燃焼と燃料.....	8
1.4 エネルギー閉じ込めと粒子閉じ込めにおける同位体効果.....	9
1.5 本研究の目的と概要.....	12
2. 実験条件	14
2.1 大型ヘリカル装置 (LHD)	14
2.2 バルク荷電交換分光法 (b-CXRS)	15
2.3 定常プラズマと非定常プラズマ.....	17
3. 定常プラズマにおける粒子閉じ込め	22
3.1 グローバル粒子閉じ込め時間.....	22
3.2 粒子拡散係数とピンチ速度.....	34
4. ペレット入射に対する過渡応答	43
4.1 同位体密度の減衰時間.....	43
5. 結論	50
謝辞.....	52
参照文献.....	53
関連業績.....	55

図一覧

図 1	国際熱核融合実験炉 (ITER) [2].	1
図 2	質量数 A と質量数当たりの結合エネルギーの関係 (IAEA のデータ [3]より作成).	2
図 3	プラズマを囲む磁気面 [4].	3
図 4	核融合プラズマの磁場閉じ込め (トカマク型とヘリカル型) の概念図 [4].	3
図 5	炉心プラズマとブランケットにおける核反応の概念図.	4
図 6	核融合炉概念図 [7].	4
図 7	様々な核融合反応の断面積の温度依存性 [11].	9
図 8	H モードにおける熱エネルギー閉じ込め時間のスケーリングと実験値の比較 [14].	11
図 9	LHD 鳥観図 [4].	14
図 10	CXRS 計測システムのポロイダル視線断面図 [23].	15
図 11	CXRS スペクトル例 [22].	15
図 12	CXRS スペクトル例 [22]. 上図はペレット入射前, 中図は D ペレット入射後, 下図は H ペレット入射後のスペクトル. 緑のスペクトルを, 水色の H-Cold, 青の H-Hot, 黄色の D-Cold, 赤の D-Hot に分離すると, D ペレット入射後は D-Hot, H ペレット入射後は H-Hot が増えていることが分かる.	16
図 13	LHD における定常プラズマの実験波形例. 上図はパワー入射量, 中図は線平均電子密度, 下図は H, D, He の中性原子からの発光線量の時間変化を表す. この場合, 重水素ガスを燃料として供給している. 赤い破線は 4.9 秒を解析対象時点とすることを示す.	17
図 14	左: 軽水素プラズマの密度分布例. 右: 重水素プラズマの密度分布例. それぞれ, 横軸は規格化小半径, 縦軸は電子密度とイオン密度は左側を使用し, 中性原子密度は右側 (相対値) を使用する. 黒点は電子密度, 黒線はフィッティング後電子密度, 青・赤・緑・橙の破線はそれぞれ軽水素・重水素・ヘリウム・炭素のイオン密度. 青または赤の実線は中性粒子密度であり, 軽水素プラズマでは中性軽水素原子密度, 重水素プラズマでは中性重水素原子密度である.	18
図 15	左: 軽水素プラズマの電子温度分布例. 右: 重水素プラズマの電子温度分布例. 黒点が電子温度を示し, 左図の青点と右図の赤点がイオン温度を示す.	19
図 16	非定常プラズマペレット入射の実験波形例. 左: 軽水素ペレット入射時, 右: 重水素ペレット入射時. 上から, パワー入射, 線平均電子密度, 軽水素イオンの軽水素と重水素の合計に対する割合 $n_{H^+}/(n_{H^+} + n_{D^+})$, n_{H^+} , n_{D^+} のそれぞれ時間変化を表す.	21
図 17	NBI 加熱プラズマのパラメータ同士の関係. 青は軽水素プラズマ, 赤は重水素プラズマ, 黄色は軽水素と重水素の混合プラズマのデータを示す.	24
図 18	ECH 加熱プラズマのパラメータ同士の関係. 青は軽水素プラズマ, 赤は重水素プラズマのデータを示す.	25

- 図 19 NBI 加熱プラズマの各パラメータと τ_p の関係. 青は軽水素プラズマ, 赤は重水素プラズマ, 黄色は軽水素と重水素の混合プラズマのデータを示す. 26
- 図 20 ECH 加熱プラズマの各パラメータと τ_p の関係. 青は軽水素プラズマ, 赤は重水素プラズマのデータを示す. 27
- 図 21 NBI 加熱プラズマの τ_p 実験値 τ_p^{exp} (縦軸) とスケーリング則による値 $\tau_{p,\text{scl}}^{\text{NBI}} = 8.39M^{-0.75}B_{\text{av}}^{1.33}\bar{n}_e^{-0.22}P_{\text{abs}}^{-1.05}$ (横軸) の関係. 青は軽水素プラズマ, 赤は重水素プラズマ, 黄色は混合プラズマのデータを示す. 縦軸横軸ともに対数スケールとなっている. .. 29
- 図 22 NBI 加熱プラズマの τ_p 実験値とスケーリング則のうち M の効果以外を用いて計算した値の比を表す値 $\tau_p^{\text{exp}}/8.39B_{\text{av}}^{1.33}\bar{n}_e^{-0.22}P_{\text{abs}}^{-1.05}$ (縦軸) と M (横軸) の関係. 青は軽水素プラズマ, 赤は重水素プラズマ, 黄色は混合プラズマのデータを示す. 30
- 図 23 ECH 加熱プラズマの τ_p 実験値 τ_p^{exp} (縦軸) とスケーリング則による値 $\tau_{p,\text{scl}}^{\text{ECH}} = 9.81M^{-0.71} \bar{n}_e^{0.00}P_{\text{abs}}^{-0.73}$ (横軸) の関係. 青は軽水素プラズマ, 赤は重水素プラズマのデータを示す. 縦軸横軸ともに対数スケールとなっている. 31
- 図 24 ECH 加熱プラズマの τ_p 実験値とスケーリング則のうち M の効果以外を用いて計算した値の比を表す値 $\tau_p^{\text{exp}}/9.81 \bar{n}_e^{0.00}P_{\text{abs}}^{-0.73}$ (縦軸) と M (横軸) の関係. 青は軽水素プラズマ, 赤は重水素プラズマのデータを示す. 32
- 図 25 左: NBI 加熱プラズマ, 右: ECH 加熱プラズマについて, それぞれ $\rho = 0.5$ における n_e (縦軸) と $\rho = 0.9$ における n_e (横軸) の関係. 青は軽水素プラズマ, 赤は重水素プラズマのデータを示す. 34
- 図 26 ECH 加熱軽水素プラズマの, 左: $\alpha = V_e/D_e$ (緑) とその第 1 項 (青) と第 2 項 (橙) のプラズマ径方向分布. 右: 電子温度 (青・点線), イオン温度 (橙・点線), 電子密度 (青線), 中性粒子密度の相対値 (橙線) のプラズマ径方向分布. 温度は左, 電子密度は右側の目盛りを使用する. 図上部に記載の Hratio, Dratio はそれぞれ H, D, He の発光の合計に占める H, D それぞれの割合. 37
- 図 27 ECH 加熱重水素プラズマの, 左: $\alpha = V_e/D_e$ (緑) とその第 1 項 (青) と第 2 項 (橙) のプラズマ径方向分布. 右: 電子温度 (青・点線), イオン温度 (橙・点線), 電子密度 (青線), 中性粒子密度の相対値 (橙線) のプラズマ径方向分布. 温度は左, 電子密度は右側の目盛りを使用する. 図上部に記載の Hratio, Dratio はそれぞれ H, D, He の発光の合計に占める H, D それぞれの割合. 37
- 図 28 NBI 加熱軽水素プラズマの, 左: $\alpha = V_e/D_e$ (緑) とその第 1 項 (青) と第 2 項 (橙) のプラズマ径方向分布. 右: 電子温度 (青・点線), イオン温度 (橙・点線), 電子密度 (青線), 中性粒子密度の相対値 (橙線) のプラズマ径方向分布. 温度は左, 電子密度は右側の目盛りを使用する. 図上部に記載の Hratio, Dratio はそれぞれ H, D, He の発光の合計に占める H, D それぞれの割合. 38
- 図 29 NBI 加熱重水素プラズマの, 左: $\alpha = V_e/D_e$ (緑) とその第 1 項 (青) と第 2 項 (橙) のプラズマ径方向分布. 右: 電子温度 (青・点線), イオン温度 (橙・点線), 電子密度 (青線), 中性粒子密度の相対値 (橙線) のプラズマ径方向分布. 温度は左, 電子密度は右側の目盛りを使用する. 図上部に記載の Hratio, Dratio はそれぞれ H, D, He の発光

の合計に占める H, D それぞれの割合.	38
図 30 統計回帰分析結果に基づく ECH 加熱プラズマの $\alpha = V_e/D_e$ 分布. 温度は $\rho = 0.5$, $\rho = 2/3$, $\rho = 0.9$ でそれぞれ 2, 1.5, 1 keV とする. 密度分布は全地点で $0.2[10^{20}\text{m}^{-3}]$ とした.	41
図 31 統計回帰分析結果に基づく NBI 加熱プラズマの $\alpha = V_e/D_e$ 分布. $B_{av} = 2.4$ とし, 温度は $\rho = 0.5$, $\rho = 2/3$, $\rho = 0.9$ でそれぞれ 2, 1.5, 1 keV とする. 密度分布は全地点で $0.2[10^{20}\text{m}^{-3}]$ とした.	42
図 32 非定常プラズマペレット入射の実験波形例. 青: 軽水素ペレット入射時, 赤: 重水素ペレット入射時. 上から, パワー入射, 線平均電子密度, ペレットで入射した同位体密度 (青: 水素ペレット入射時の n_{H^+} , 赤: 重水素ペレット入射時の n_{D^+}) のそれぞれ時間変化を表す.	43
図 33 D ペレット入射時軽水素イオンの軽水素と重水素の合計に対する割合 $n_{H^+}/(n_{H^+} + n_{D^+})$ の時間変化.	44
図 34 ペレット入射前後の電子密度分布の変化. 左: 軽水素ペレット入射時, 右: 重水素ペレット入射時. エラーバーのついた青点がペレット入射前の密度分布を表し, 赤点がペレット入射後の密度分布を表す. 小さい青点はその差分である.	45
図 35 ペレット入射の過渡応答の減衰時間 τ_{decay} の統計解析分析に使用したパラメータ同士の関係. 青は軽水素ペレット入射時, 赤は重水素ペレット入射時のデータを示す. ..	47
図 36 ペレット入射の過渡応答の各パラメータと τ_{decay} の関係. 青は軽水素ペレット入射時, 赤は重水素ペレット入射時のデータを示す.	48
図 37 ペレット入射過渡応答の減衰時間 τ_{decay} の実験値 (縦軸) とスケーリング則による値 $\tau_{\text{decay,scl}}$ (横軸) の関係. 青は軽水素ペレット, 赤は重水素ペレットのデータを示す. 縦軸横軸ともに対数スケールとなっている.	49

表一覧

表 1	τ_p の統計回帰分析に使用したパラメータの一覧表.	23
表 2	$\alpha = V_e/D_e$ の統計回帰分析に使用したパラメータの一覧表.	39
表 3	τ_{decay} の統計回帰分析に使用したパラメータの一覧表.	45

1. 序論

1.1 核融合発電

核融合発電とは、水素などの軽い原子核同士の融合反応によって生まれるエネルギーを用いた発電のことである。核融合発電が実現した場合のメリットとしては、火力発電と異なり発電時に二酸化炭素を排出しないこと、原子力発電と異なり半減期が非常に長い長寿命の放射性廃棄物が発生しないことが挙げられる [1]。また、核融合発電に必要な水素燃料については海水中に豊富に存在するため、化石燃料のような燃料資源の枯渇の問題がない。このため次世代の基幹エネルギーとするための研究開発が世界的に進められている。

現状では核融合発電の実現に向け、大規模な実験炉である国際熱核融合実験炉 (ITER) の建設がフランスにおいて進んでいる [2]。ITER は核融合エネルギーが科学技術的に成立することを実証することを目的としている。そのために、実際に入力加熱パワーの 10 倍の核融合エネルギーを発生させることができる安定した核融合燃焼を 2040 年頃までに達成することを目指している。また、ITER 計画を補完・支援する日欧協力で実施されるプロジェクト「幅広いアプローチ活動 (BA)」の 1 つとして、日本 (那珂市) に JT-60SA 装置が 2020 年 3 月に完成し、2021 年 3 月ころから実験を開始する予定である。今後、ITER において核融合エネルギーの科学技術的成立が実証され、次のステップとして核融合発電の実証を行う原型炉によって、今世紀中の実用化へと前進させることが期待される。

ここからは、原子核同士の融合反応、すなわち核融合反応について説明する。核融合反応を含む原子核反応では、アインシュタインの式、 $E = mc^2$ で示されたように、原子核同士の反応による質量欠損がエネルギーとして放出される。このエネルギーの放出は図 2 に示した結合エネルギーの差分である。結合エネルギーとは陽子や中性子がそれぞれ単独で存在する場合と結合した場合のポテンシャルエネルギーの差であり、高いほど安定な原子核であるといえる。最も安定な鉄 (質



図 1 国際熱核融合実験炉 (ITER) [2].

量数 56) に向かう方向に原子核反応が起こりやすいため、水素などの軽い原子核同士では核融合反応、ウランなどの重い原子核同士では核分裂反応となる。

さて、原子核同士が衝突して核融合反応を効率よく起こすためには原子が原子核と電子に電離したプラズマとなる必要がある。さらに原子核は正の電荷を持っており原子核同士はクーロン力により反発するため、原子核同士が衝突するにはこの反発を乗り越える高いエネルギーを持つ必要がある。すなわち、原子核は高速で運動している必要がある。以上のことから、核融合反応を起こすには燃料を温度が1億度を超える高温プラズマとする必要がある。

核融合炉にはプラズマを磁場で閉じ込めて核融合反応を起こす磁場閉じ込め方式と、レーザーにより燃料を圧縮して反応を起こす慣性閉じ込め方式がある。本論文では磁場閉じ込め方式を扱う。磁場閉じ込め方式では、図3に示したように、トーラスの軸上を回転する方向のトロイダル磁場と軸に垂直な断面を回る方向のポロイダル磁場によってねじれた磁力線を作りプラズマを閉じ込める。磁力線の積分曲面を磁気面と言い、ねじれた磁力線はその曲面上を回る。

磁場閉じ込め方式は大きく分けてトカマク型とヘリカル型がある。トカマク型は図4のようにトロイダル磁場をコイル電流で作成し、ポロイダル磁場はプラズマ中に電流を誘起することで作る。一方ヘリカル型はねじれたコイルを作成することでねじれた磁力線を作りプラズマを閉じ込める。

トカマク型とヘリカル型の大きな違いは、プラズマの閉じ込めにプラズマ電流を必要とするか不要かということである。そのため、トカマク型では様々な不安定性によってプラズマ電流が崩壊するとプラズマの崩壊現象であるディスラプションが起こる。プラズマ電流は環状プラズマの主軸中心に設置したコイルの電磁誘導によって発生させるが、コイルに流すことのできる電流に

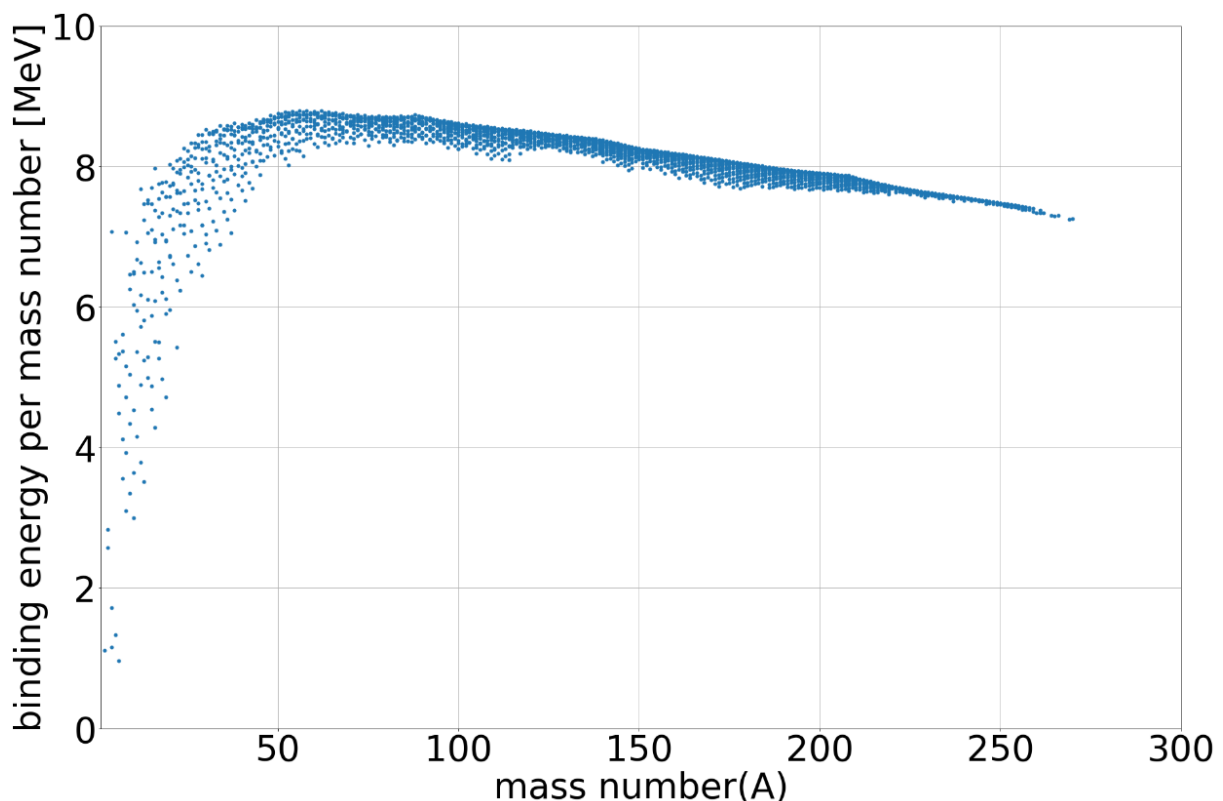


図2 質量数 A と質量数当たりの結合エネルギーの関係 (IAEA のデータ [3]より作成)。

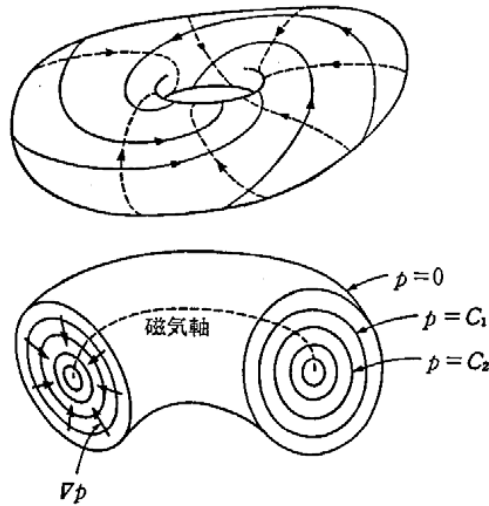


図 3 プラズマを囲む磁気面 [4].

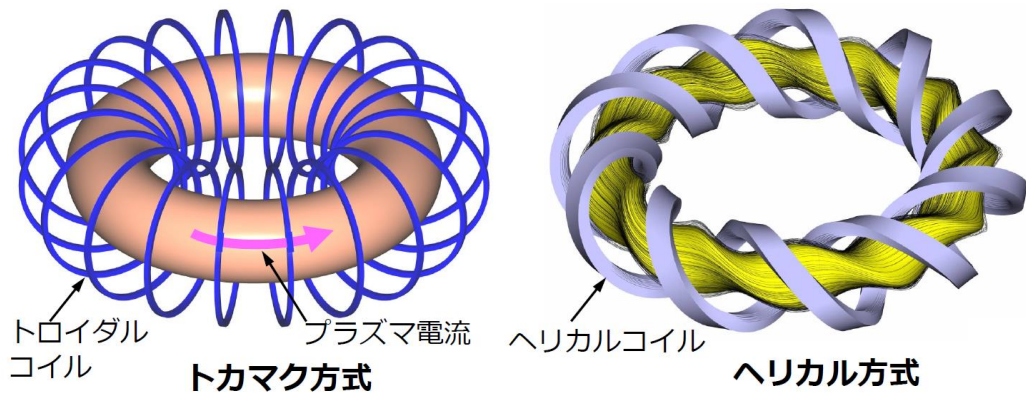


図 4 核融合プラズマの磁場閉じ込め（トカマク型とヘリカル型）の概念図 [4].

は限界があるため、これだけでは定常的な運転は不可能である。そこで、ビームや電磁波を入射してプラズマ電流を起こす非誘導電流駆動やプラズマ内の圧力勾配によって生じる自発電流の利用が定常運転には不可欠となる。一方、ヘリカル型はプラズマ電流がなくてもプラズマを閉じ込められるため、ディスラプションがなく、電流駆動のためのエネルギーが不要なことから炉内循環エネルギーが軽減される [5]。一方、磁場構造は軸対称性を失った 3 次元構造をとることから、磁力線に沿った磁場の複雑な変調による閉じ込め性能の劣化が懸念される。ヘリカル型の課題としては、トカマク型と比較して複雑な形状のコイルを製作する必要があることや、ヘリカルコイルとプラズマの間隔が狭くブランケットの空間を十分確保することの困難さが挙げられる。

トカマク型であっても、ヘリカル型であっても発電方法は変わらない。後述するように利用する核融合反応はもっとも容易な重水素と三重水素の核融合反応である。反応式を以下に示す。



重水素 D と三重水素 T が反応し、ヘリウム He と中性子 n が生成される。このとき、発生するエネルギーは 1 反応あたり 17.6 MeV であり、運動量保存則より、ヘリウムに 3.5 MeV、中性子に 14.1 MeV が割り振られる。

核融合反応によって生じたヘリウムは磁場によって閉じ込められプラズマの加熱を通じて燃料プラズマの温度を維持する。一方、中性子は磁場によって閉じ込められず、プラズマから放出される。この中性子を図5のようなブランケットと呼ばれる部分で受け止め、中性子のエネルギーを熱に変換するとともに、リチウムとの反応を用いて燃料である三重水素を生成する。ブランケットの熱を取り出してそのエネルギーで水を沸騰させ、水蒸気でタービンを回して発電させるという意味では火力発電や原子力発電などとほぼ同じシステムが想定されている(図6)。原型炉では、これらの発電システムまで含めた実証が数十万キロワットの外部電気出力の規模で行われる [6]。

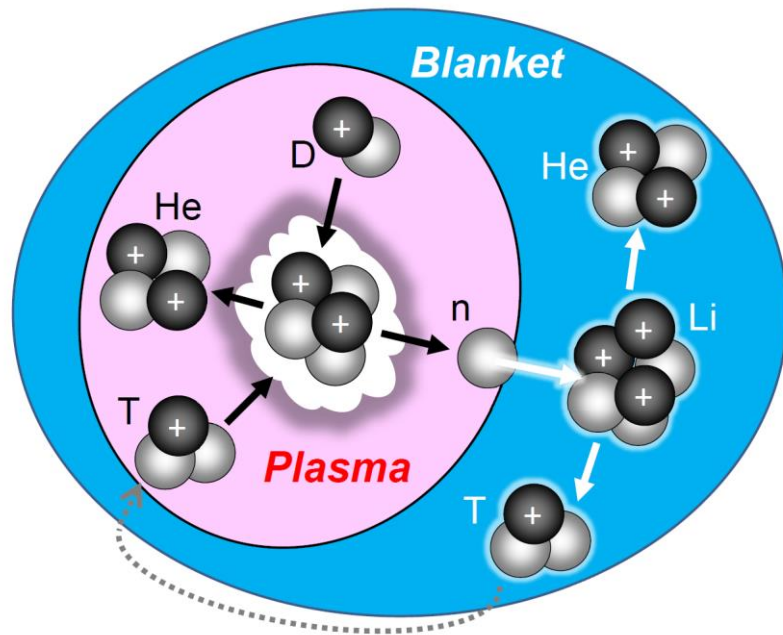


図 5 炉心プラズマとブランケットにおける核反応の概念図。

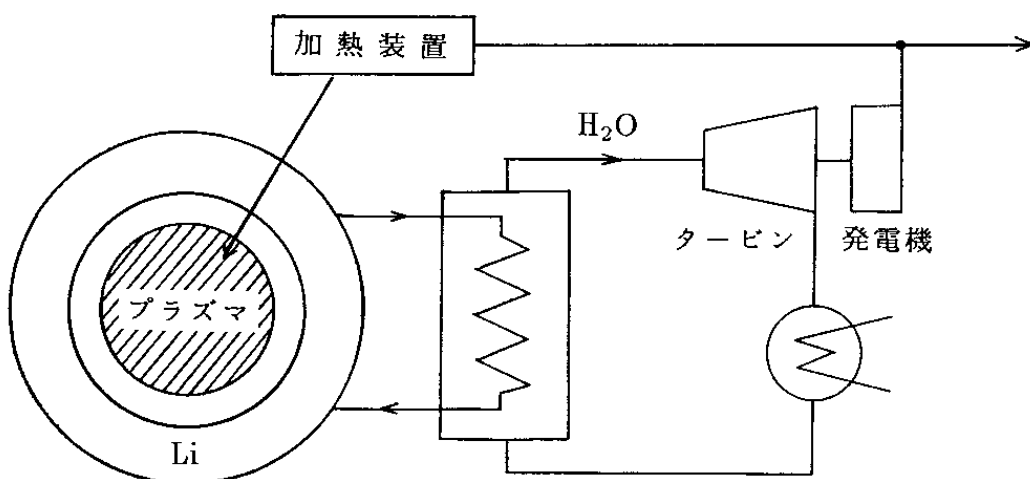


図 6 核融合炉概念図 [7]。

1.2 高温プラズマにおける粒子輸送

高温プラズマ内では、ほぼ全ての粒子が電離しているため、高温プラズマは荷電粒子であるイオンと電子で構成されていると考えてよい。磁場閉じ込め高温プラズマの粒子輸送について考えるために、まず磁場内での1つの荷電粒子の運動について考える。

一様磁場 \mathbf{B} 内ではローレンツ力が働くため、質量 m 、電荷 q の粒子の運動方程式は以下のようになる [8].

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.2.1)$$

磁場を z 方向として速度 $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ について解くと、磁力線方向に力が働かないため v_z に時間変化はなく、磁力線垂直方向となる x, y 方向の速度は以下のようになる。

$$\ddot{v}_x = \frac{qB}{m} v_y = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_x \quad (1.2.2)$$

$$\ddot{v}_y = -\frac{qB}{m} v_x = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_y \quad (1.2.3)$$

よって、サイクロトロン周波数 $\omega_c = \frac{|q|B}{m}$ を用いて、磁力線垂直方向の速度は位相 $\delta_{x,y}$ を用いて以下のようにまとめられる。

$$v_{x,y} = v_{\perp} \exp(\pm i\omega_c t + \delta_{x,y}) \quad (1.2.4)$$

位相を $\delta_{x,y} = 0$ として、 $t = 0$ のとき位置 $(0,0,0)$ 粒子の位置 (x, y, z) は時間 t の関数として以下のように表せる。なお、 z 方向の速度 $v_z = v_{\parallel}$ は初期値である。

$$x = -i \frac{v_{\perp}}{\omega_c} e^{i\omega_c t} = r_L \sin \omega_c t \quad (1.2.5)$$

$$y = \pm i \frac{v_{\perp}}{\omega_c} e^{i\omega_c t} = \pm r_L \cos \omega_c t \quad (1.2.6)$$

$$z = v_{\parallel} t \quad (1.2.7)$$

ただし、 \pm は電荷の正負であり、 $r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{|q|B}$ である。

以上のように荷電粒子は磁力線垂直方向には回転運動を行っており、回転半径が r_L であり、これをラーマー半径という。これを磁力線方向の運動と合わせて、荷電粒子は磁力線に巻き付くような螺旋運動をすることになる。

以上のように、一様磁場中では荷電粒子は磁力線方向に運動しており、磁力線垂直方向への粒子輸送は起こらないことになる。一方、実際の磁場閉じ込めプラズマ内では磁力線垂直方向の輸送が起こっており、その1つの原因はドリフトと呼ばれる粒子の運動にある。代表的なドリフトには以下のようなものがある。

- 電場 \mathbf{E} による $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト \mathbf{v}_E

$$\mathbf{v}_E = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.2.8)$$

- 重力 \mathbf{g} によるドリフト \mathbf{v}_g

$$\mathbf{v}_g = \frac{m \mathbf{g} \times \mathbf{B}}{q B^2} \quad (1.2.9)$$

- 非一様磁場における grad B ドリフト $\mathbf{v}_{\nabla B}$

$$\mathbf{v}_{\nabla B} = \pm \frac{1}{2} v_{\perp} r_L \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2} \quad (1.2.10)$$

- 曲率半径 R_c で湾曲した磁場中における曲率ドリフト (Curvature drift) \mathbf{v}_R

$$\mathbf{v}_R = \frac{m v_{\parallel}^2 \mathbf{R}_c \times \mathbf{B}}{q B^2 R_c^2} \quad (1.2.11)$$

単独の荷電粒子は以上のような磁力線方向への螺旋運動とドリフトを起こすが、プラズマは荷電粒子の集合体であり、本研究で扱うのは 1m^3 あたり 10^{19} 個以上の電子があるプラズマであるため、個々の粒子の螺旋運動やドリフトに加え、荷電粒子間の衝突や電磁力による相互作用が起こる。

まず、プラズマが磁場によって閉じ込められていない場合を考える。プラズマが拡散と荷電粒子間の衝突のみによって移動する密度 n 、速度 \mathbf{v} の流体であると考え、運動方程式は以下の式で表される。

$$m n \frac{d\mathbf{v}}{dt} = m n \left[\frac{\delta \mathbf{v}}{\delta t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = \pm e n \mathbf{E} - \nabla p - m n \mathbf{v} \quad (1.2.12)$$

なお、 \pm は電荷の符号を表し、右辺第1項は電場 \mathbf{E} による力、第2項は圧力勾配、第3項は衝突を表す。衝突による作用は粒子の質量 m 、密度 n 、衝突周波数 ν 、速度 \mathbf{v} の積である。

ここで、 $\frac{d\mathbf{v}}{dt} = 0$ である定常状態について考えると、式(1.2.12)の左辺は0となり、衝突周波数や電場、圧力勾配が一定とすると \mathbf{v} は $p = nk_B T$ を用いて以下のように表せる。

$$\mathbf{v} = \frac{1}{m n \nu} (\pm e n \mathbf{E} - k_B T \nabla n) = \pm \frac{e}{m \nu} \mathbf{E} - \frac{k_B T}{m \nu} \frac{\nabla n}{n} \quad (1.2.13)$$

右辺の2つの係数をそれぞれ、移動度 $\mu = \frac{|q|}{m \nu}$ 、拡散係数 $D = \frac{k_B T}{m \nu}$ として定義すると、粒子束 $\mathbf{\Gamma}$ は密度 n と速度 \mathbf{v} の積であるため、以下のように表せる。

$$\mathbf{\Gamma} = n \mathbf{v} = \pm \mu n \mathbf{E} - D \nabla n \quad (1.2.14)$$

これが磁場によって閉じ込められたプラズマでどうなるか考える。まず、磁力線方向の移動は制限されないため、磁力線方向の粒子束 $\mathbf{\Gamma}_z$ は、

$$\mathbf{\Gamma}_z = \pm \mu n \mathbf{E} - D \frac{\delta n}{\delta z} \quad (1.2.15)$$

となる。一方で、磁力線垂直方向には粒子同士の衝突がなければ移動せず、衝突によってランダムウォーク的に移動する拡散が起こる。この拡散の拡散係数 D_{\perp} には以下のように様々なモデルがある。

- 古典拡散 [8]

一様磁場内におけるイオンと電子の衝突を考慮した拡散係数

$$D_{\perp} = \frac{\eta_{\perp} n \sum k_B T}{B^2} \quad (1.2.16)$$

ただし、 $\eta_{\perp} = \frac{\pi e^2}{m v_{\perp}^3}$ はプラズマの比抵抗である。このため D_{\perp} は温度の平方根に反比例することとなる。このことから、温度が上がると拡散係数は小さくなり、閉じ込め性能が向上することが示唆される。

- 新古典拡散 [9]

古典拡散においては拡散の特徴的ステップ長としてラーマー半径を考える。磁場閉じ込め形状は必然的にトーラス（環状）になることから、磁場強度はトーラス内側で強く、外側で弱くなる。このため磁力線に沿って磁場の強弱が生まれ、ミラー捕捉された粒子がいわゆるバナナ軌道を取るようになる。この場合、拡散の特徴的ステップ長はバナナ幅（一般にラーマー半径より一桁大きい）となる。バナナ軌道を描きうるか衝突周波数により決まることから衝突周波数 ν によって 3 つの領域に分け、それぞれについて拡散係数を求める式は以下のようになる。

$$\text{バナナ領域} : \nu < \nu_b \quad D_b = \left(\frac{R}{r}\right)^{3/2} q_{\text{safe}}^2 r_L^2 \nu \quad (1.2.17)$$

$$\text{plateau 領域} : \nu_b < \nu < \nu_{\text{PS}} \quad D_p = q_{\text{safe}}^2 r_L \nu_{\text{PS}} \quad (1.2.18)$$

$$\text{Pfirsch-Schlüter 領域} : \nu_{\text{PS}} < \nu \quad D_{\text{PS}} = q_{\text{safe}}^2 r_L^2 \nu \quad (1.2.19)$$

ただし、 $q_{\text{safe}}(r) = \frac{r B_{\phi}}{R B_{\theta}}$ は小半径方向位置 r の関数である安全係数で、 R は大半径、 B_{ϕ} はトロイダル磁場、 B_{θ} はポロイダル磁場である。

バナナ領域は衝突周波数が小さく全ての粒子が周期軌道を描く領域である。バナナ軌道の方が長いから、バナナ軌道を描く粒子について考える。バナナ軌道を描く粒子は $\frac{v_{\parallel}}{v} < \sqrt{\frac{r}{R}} \equiv F$ を満たす粒子であり、衝突を繰り返すことで v_{\parallel} 程度の速度変化が起こる実効的な衝突周波数は、 $\nu_{\text{eff}} = \nu / F^2$ である。これがバナナ軌道を描くのに要する時間 $\tau_b = q_{\text{safe}} R / \sqrt{r/R} \nu$ の逆数よりも小さい領域がバナナ領域である。

$$\nu < \frac{F^2}{\tau_b} = \left(\frac{r}{R}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{\nu}{qR} \sim \left(\frac{r}{R}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{\nu_{\text{th}}}{qR} \equiv \nu_b \quad (1.2.20)$$

Pfirsch-Schlüter 領域は衝突周波数が大きく全ての粒子が周回軌道を描けない領域であり、捕捉されていない粒子が周回軌道を描けない場合について考える。この粒子が周期軌道を描くのに要する時間は $\tau_u = q_{\text{safe}} R / \nu_{\parallel}$ であり、衝突周波数が τ_u の逆数より大きい領域が Pfirsch-Schlüter 領域である。

$$\nu > \frac{1}{\tau_u} = \frac{\nu_{\parallel}}{qR} \sim \frac{\nu_{\text{th}}}{qR} \equiv \nu_{\text{PS}} \quad (1.2.21)$$

- Bohm 拡散

プラズマの磁場閉じ込めについての 1960 年代までの実験研究では上記の古典拡散や新古典拡散をはるかに超える拡散が観測されてきた。そこでは Bohm によって得られた半実験式 [10]

$$D_{\perp} = \frac{1}{16} \frac{k_B T_e}{eB} \quad (1.2.22)$$

が良く当てはまった。1960 年代後半より磁場精度の高い実験装置および磁気井戸（平均極小磁場）の概念により、この Bohm 拡散は払しょくされた。

- 乱流拡散

トカマク型の発明に代表される磁場閉じ込め概念の創出によって Bohm 拡散は払拭されたものの、中性粒子ビーム入射や電磁波による加熱によって温度が 1 千万度を超えるようになると、新古典拡散よりも大きな拡散が観測され、温度の上昇とともにその拡散が大きくなることが明らかとなった。当初は新古典拡散では説明ができないということから「異常拡散」と呼ばれた。今日では、実験研究における精密な実験とスーパーコンピュータを用いた運動論シミュレーションによって、この異常拡散はプラズマ中のドリフト波乱流によることが解明され、その特性についての理解が進んでいる。基本的性質として、ボーム拡散係数に規格化ジャイロ半径（ラーマー半径をプラズマ小半径で割ったもの）を乗じた係数に比例することが広く認められている。

$$D_{\perp} = C \frac{r_L k_B T_e}{a eB} \quad (1.2.23)$$

この性質をジャイロボーム輸送と呼んでいる。

1.3 核融合燃焼と燃料

核融合エネルギーの実現のために有望視されている代表的な核融合反応には以下のようなものがある。



各反応において、重水素 D、トリチウム T、ヘリウム He が融合し、中性子 n、陽子 p、ヘリウムが生成する。

これらの反応の中でも、反応率が最も高い核融合反応は式(1.3.1)に示した重水素 (D) と三重水素 (T) の反応であり、DT 反応と呼ばれる。DT 反応は以下のように、D と T の融合により 3.5MeV のエネルギーを持つヘリウム 4 と 14.1MeV のエネルギーを持つ中性子が発生する。このヘリウムは α 粒子と呼ばれ、プラズマ内に残りプラズマにエネルギーを与える。これを α 加熱と呼ぶ。一方、中性子は電氣的に中性であるため磁場に閉じ込められず、プラズマから放出される。核融合炉では、この中性子が持つエネルギーを変換して発電する。

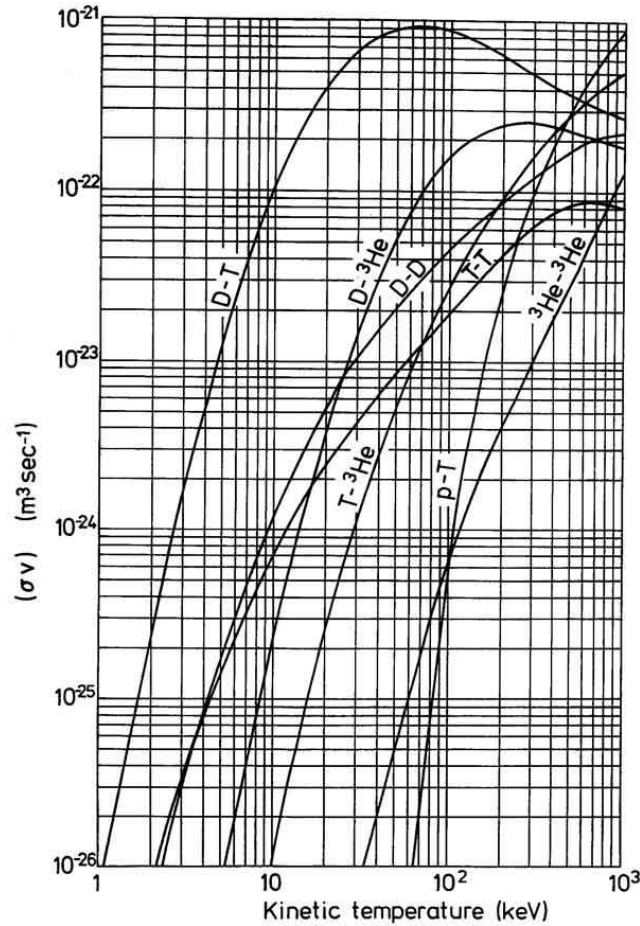


図 7 様々な核融合反応の断面積の温度依存性 [11].

1 回の DT 反応によって発生するエネルギーを E_{DT} とし, DT 反応の反応断面積を $\langle\sigma_{DT}\rangle$ とすると, プラズマで DT 反応によって生成されるエネルギー E は, 重水素密度 n_D と三重水素密度 n_T を用いて次のように表すことができる.

$$E = n_D n_T \langle\sigma_{DT}\rangle E_{DT} \quad (1.3.5)$$

このように核融合プラズマの燃料は重水素 D と三重水素 T の混合となる. プラズマの運転密度には不安定性の観点から上限があるため, イオン密度 $n_D + n_T$ が与えられた場合, $n_D:n_T = 5:5$ のとき $n_D n_T$ が最大となる. 例えば $n_D:n_T = 5:5$ から $n_D:n_T = 3:7$ となれば, $n_D n_T$ すなわち核融合出力は 16% 減少する. そのため, エネルギー E を最大化するには DT 反応が起きる炉心プラズマにおいて n_D と n_T が等しくなるよう制御する必要がある. そこで, D と T の質量の違いによる粒子輸送の違い, すなわち同位体効果について検証する必要がある.

1.4 エネルギー閉じ込めと粒子閉じ込めにおける同位体効果

1.2 節で紹介したモデルのように, プラズマ中の輸送過程を荷電粒子間のクーロン衝突による拡散から, 特に水素同位体の質量に注目して考えてみる. 衝突拡散係数 D は特徴的なステップ幅を

Δ , その特徴的な周波数を ν とすると, $D \sim \Delta^2 \nu$ と書ける. 荷電粒子の質量を m とする. 古典拡散の場合, ν をラーマー半径 $r_L = \frac{v_\perp}{\omega_c} = \frac{mv_\perp}{|q|B}$ とすると, ν は衝突周波数となり, $D \sim r_L^2 \nu$ と書ける. これより $r_L \propto m^{1/2}$ および $\nu \propto m^{-1/2}$ から $D \propto m^{1/2}$ となる. 新古典拡散では衝突周波数がバナナ領域にある場合, 安全係数を q , アスペクト比 $A(= R/r)$ とすると, バナナ軌道幅 Δ は $q r_L A^{1/2}$ となり, 特徴的な周波数は νA , さらにバナナ粒子割合 $A^{-1/2}$ を考慮して, $D \sim A^{-1/2} (q r_L A^{1/2})^2 \nu A = q^2 A^{3/2} r_L^2 \nu$ が得られる. この場合も, 古典拡散と同じく $D \propto m^{1/2}$ となる. このように, 古典拡散および新古典拡散の描像はいずれも拡散係数が質量の平方根に比例して大きくなること示している. つまり, 水素同位体イオンでは, 軽水素Hに比較して質量の大きな重水素Dおよび三重水素Tの方が, 拡散が大きく, すなわち閉じ込めが劣化することが予測される.

また, Bohm 拡散では質量依存性は露わに現れないことに対して, ドリフト波乱流に基づくジャイロボームモデルでは規格化ジャイロ半径の寄与により, ここでも $D \propto m^{1/2}$ が示唆されることになる.

この拡散係数は1次元の拡散方程式を通じて, 閉じ込め時間との関係を論じることができる. 例えば, 熱輸送方程式 (エネルギーの拡散方程式) は熱拡散係数を χ として

$$\frac{3}{2} n \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (n \chi \nabla T) \quad (1.4.1)$$

と書くことができる. トーラスを円柱近似すると, この方程式は0次のベッセルの微分方程式となり, 簡単のため密度 n が一定と仮定すると解は

$$T(r, t) = T_0(r) J_0 \left(\frac{2.4r}{a} \right) \exp \left(-\frac{t}{\tau_E} \right) \quad (1.4.2)$$

となる. 同時に $\tau_E = a^2 / (3.8\chi)$ の関係が与えられる. すなわち, 拡散係数と閉じ込め時間はお互いに逆数となる関係がある. ここで, 上記の議論から拡散輸送は古典拡散からジャイロボームモデルまで, 拡散係数が質量の増加とともに増加することを予測しており, これによると質量の増加とともにエネルギー閉じ込め時間が短くなることになることに注目しておく.

さて, これまで, エネルギー閉じ込め時間については様々な緻密な研究が行われてきた. エネルギー閉じ込め時間 τ_E は, 入力エネルギーに対する核融合出力エネルギーの比である核融合エネルギー増倍率 Q が密度, 温度, エネルギー閉じ込め時間の積, いわゆる核融合三重積 $nT\tau_E$ に比例すること, さらに同じ加熱パワーに対してプラズマのエネルギー nT はエネルギー閉じ込め時間 τ_E に比例するため $Q \propto \tau_E^2$ の関係があることから, 核融合プラズマ性能を表す代表的なパラメータである.

エネルギー閉じ込め時間 τ_E はエネルギーバランスを示す以下の式で表される. W はプラズマ蓄積エネルギー, P_{in} はプラズマに供給される加熱パワーである.

$$\frac{dW}{dt} = P_{in} - \frac{W}{\tau_E} \quad (1.4.3)$$

この τ_E についてはトカマク型において, 複数の装置による広範なパラメータサーベイによって集積されたデータベースの回帰統計解析から経験的スケーリング則が導かれている [12]. トカマク

については閉じ込めが改善されるHモードと、そうでないLモードで分かれており、それぞれ先行研究において以下の式が得られている。

・Lモード [13]

$$\tau_E^{\text{ITER89-P}} = 0.048M^{0.5}I_p^{0.85}R^{1.2}a^{0.3}\kappa^{0.5}n_{20}^{0.1}B^{0.2}P^{-0.5}$$

・Hモード [14]

$$\tau_{E,\text{th}}^{\text{ELMy}} = 0.0365M^{0.20}I_p^{0.97}R^{1.93}\kappa^{0.67}n_{19}^{0.41}B^{0.08}P^{-0.63}\varepsilon^{0.23}$$

ここで、 M はプラズマのイオンの質量数であり、軽水素Hでは1,重水素Dおよび三重水素Tではそれぞれ2,3となる。 I_p [MA]はプラズマ電流、 R [m]はプラズマ大半径、 a [m]はプラズマ小半径、 κ は楕円度(非円形度)、 ε は逆アスペクト比、 B [T]は磁場、 P [MW]はプラズマ吸収加熱パワーである。プラズマ密度は単位によって n_{19} [10^{19}m^{-3}]と n_{20} [10^{20}m^{-3}]の2種類使用されている。

ここで、注目すべきことはいずれのスケーリング則においてもエネルギー閉じ込め時間が質量数 M とともにやや増加することである。上記で議論したように、この実験観測事実は新古典拡散輸送やジャイロボーム乱流輸送モデルからは質量数 M の増加とともに閉じ込め性能の劣化が予測されることと矛盾している。

また、本研究のプラットフォームである大型ヘリカル装置で生成されるヘリカル型プラズマについても、軽水素Hと重水素Dの精密な比較が行われ [15],

$$\tau_{E,\text{th}} = 0.072M^{0.00}B^{0.84}n_{19}^{0.76}P_{\text{abs}}^{-0.87}$$

と、質量数 M の増加によってエネルギー閉じ込め時間は変化しないことが示された。なお、 P_{abs} [MW]はプラズマ吸収加熱パワーである。ここでも質量数増加による閉じ込め劣化の予測とは反した結果となっている。

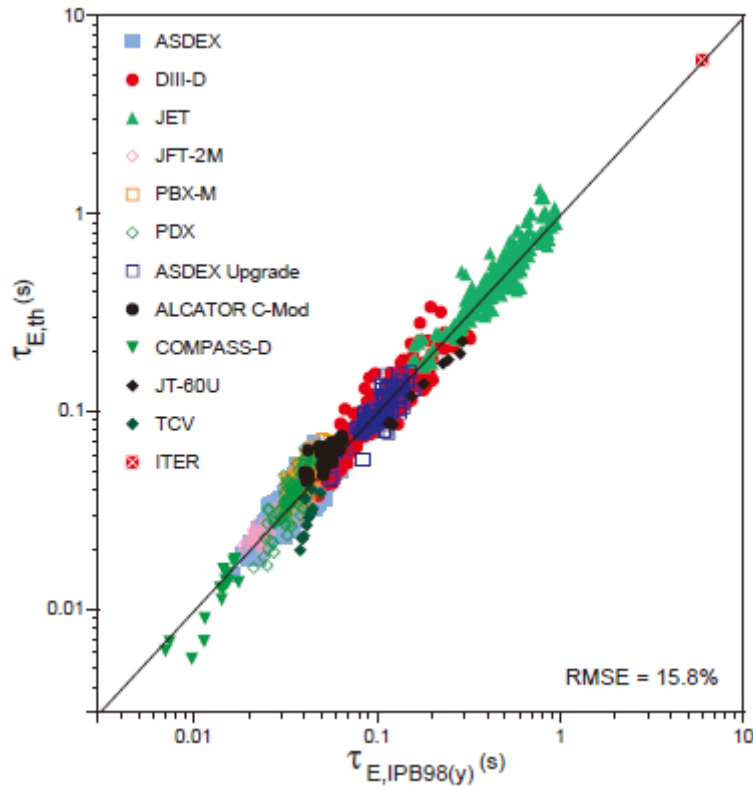


図 8 Hモードにおける熱エネルギー閉じ込め時間のスケーリングと実験値の比較 [14].

ジャイロボームモデルはドリフト波乱流の第一原理シミュレーションによって理論的に支持されると同時に、同じ質量数を持つプラズマに閉じた比較においては実験観測を極めて良く説明することができている [16]. しかしながら質量の異なる水素同位体プラズマ間の比較においては実験観測と矛盾しており、磁場閉じ込め核融合プラズマ研究開始以来の謎として残っている. 様々な可能性のある理論的説明が試みられているが [17], まだ体系的, 包括的な解明には至っていない.

さて, 粒子輸送を評価する指標としては, グローバル粒子閉じ込め時間 τ_p を使うことができる. グローバルな粒子バランスはプラズマ密度 n のプラズマ体積 V_p にわたる積分値である粒子数 $N = \int_{V_p} n dV_p$, 粒子源 S を用いた粒子バランスの式で議論できる.

$$\frac{dN}{dt} = S - \frac{N}{\tau_p} \quad (1.4.4)$$

LHD における電子サイクロトロン加熱 (ECH) 加熱プラズマの粒子輸送を解析した研究では, グローバル粒子閉じ込め時間が H プラズマに比べ D プラズマの方が 20%悪化することが分かった [18]. これは質量がグローバル粒子閉じ込めに対して負の効果を持っていることを示す. また, この研究では H プラズマと D プラズマについて, プラズマ内部における局所的な粒子輸送についても比較が行われており, 同じ衝突頻度 (Collisionality) の場合に D プラズマの方が電子密度で正規化した乱流振幅が大きいという結果が得られている [18]. なお, ECH については後述する.

いずれもエネルギー閉じ込め時間と熱輸送の研究に比較して, 粒子閉じ込めを扱った研究の数そのものが限られており, 粒子閉じ込め時間および粒子輸送の研究はまだ体系的な理解には遠い段階にある.

1.5 本研究の目的と概要

これまでに述べたように, 将来の核融合炉の燃料は重水素 D と三重水素 T の混合状態であること, ITER での核燃焼実験の開始までは三重水素の実験はイギリスのトカマク炉 JET において限定的に可能となっているものの, もっぱら軽水素と重水素を用いた実験研究に留まることから, ITER の予測やその先の原型炉設計には閉じ込め性能・輸送への同位体効果の解明が強く求められている. 極めて完成度の高いドリフト波乱流理論との矛盾, 整合性という観点から挑戦的な学術的課題でもある. エネルギー閉じ込め時間および熱輸送については一定の理解が進んでいるが, 粒子閉じ込めについてはいまだ限られた研究しかなされていない. この原因にはいくつかある.

1) 粒子供給が一般にプラズマ周辺部に限られ, 粒子源の同定が, 加熱源 (一般にプラズマ中心部) よりも難しいこと, 2) 水素同位体の混合状態を観測 (水素同位体イオン密度の分離計測) する法が確立されてこなかったこと, 3) 粒子輸送は密度勾配に比例する粒子束だけでは説明がつかず, 他の物理パラメータによると考えられる対流速の寄与が大きいことなどがあげられる. 最後の点は熱輸送では温度勾配に比例する熱流束というパラダイムでほぼ議論ができることと対照的である.

そこで, 本研究では水素同位体の粒子閉じ込めにおける同位体効果の検証を目的とする. この

ために、大型ヘリカル装置 (LHD) において、軽水素 H と重水素 D を用いた比較実験を行った。LHD には精密な計測器が備わっており、プラズマ特性を精度よく特徴づけることができる。特に、軽水素 H と重水素 D の密度を分離計測する診断法が運用され始めた。また、水素同位体燃料供給にもガスパフと固体水素ペレット入射を併用することができる。このように、LHD においては上記 1) から 3) の問題点に留意した研究が可能である。

本研究では定常プラズマ実験と非定常プラズマ実験を行った。

定常プラズマとは、時間変化のないプラズマのことである。この実験では、プラズマ周辺にガスを噴射するガスパフによって燃料供給を行ない、プラズマから損失される燃料とバランスさせることで定常状態を保つ。定常プラズマの解析では、グローバル粒子閉じ込め時間 τ_p 、密度分布を対象とする。

非定常プラズマとは、本研究ではプラズマに冷却固化した軽水素ペレットもしくは重水素ペレットを入射することで密度などを大きく変動させたプラズマを指す。非定常プラズマの解析では、ペレット入射に対する過渡応答を対象とする。

これらの実験を合わせて、LHD で生成されるプラズマの粒子閉じ込めが持つ特性を議論する。

2. 実験条件

2.1 大型ヘリカル装置 (LHD)

大型ヘリカル装置 (Large Helical Device, LHD) は大学共同利用機関である核融合科学研究所 (岐阜県土岐市) が運用する共同利用装置であり, 世界最大のヘリカル型実験装置である. トーラス型プラズマの中心からプラズマ断面の中心部までの長さを示す大半径は約 3.6m であり, プラズマ断面の半径である小半径は約 0.63m である. 超伝導マグネットによって 3 T に近い閉じ込め磁場を定常に発生することができる [19].

LHD では 2017 年から重水素プラズマ実験を行っており [20], LHD は重水素プラズマ実験においてイオン温度 1 億 2000 万度を達成した世界初のヘリカル装置となった [21].

LHD では, プラズマに燃料を供給する方法が 2 つあり, 1 つはガスパフ, もう 1 つはペレット入射である. これについては 2.3 節で記述する.

プラズマを加熱する方法は以下の 3 つがある.

- 中性粒子ビーム入射 (Neutral Beam Injection, NBI)
最大 180kV に加速したイオンビームを中性化してプラズマに入射し, 電離した高速イオンからプラズマにエネルギーを与える.
- 電子サイクロトロン加熱 (Electron Cyclotron resonance Heating, ECH)
電子のサイクロトロン周波数で振動する電磁波 (77GHz-154GHz) をプラズマに入射し, 電子に共鳴させることで加熱する.
- イオンサイクロトロン共鳴加熱 (Ion Cyclotron Range of Frequencies heating, ICRF)
イオンのサイクロトロン周波数で振動する電磁波 (数十 MHz) をプラズマに入射し, イオンに共鳴させることで加熱する.

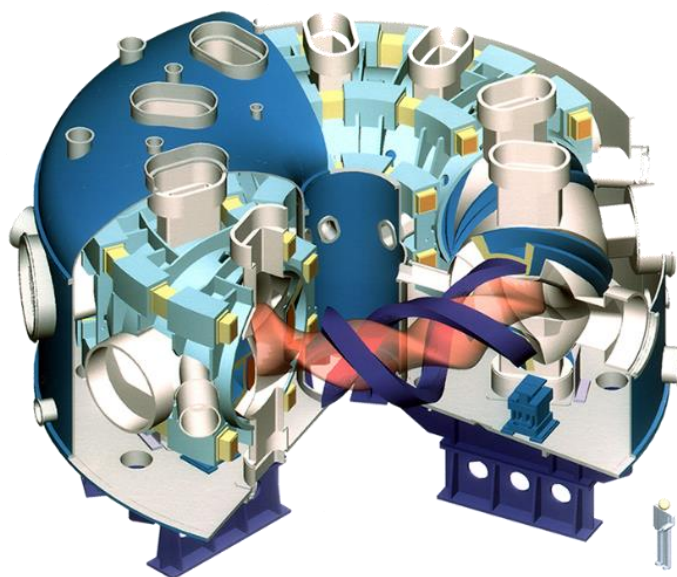


図 9 LHD 鳥観図 [4].

LHD ではヘリカルコイルの他に3対のポロイダルコイルがあり、これによって磁気軸（磁気面の中心）の位置や形状を変化させることができる。本研究では標準的な磁場配位である磁気軸位置 $R_{ax} = 3.6$ m, トロイダル平均楕円度1とし、磁気軸上での磁場の強さは1.64 Tと2.75 Tの2通りで実験を行った。

2.2 バルク荷電交換分光法 (b-CXRS)

これまでLHDではNBIが持ち込む高速の中性水素原子とプラズマ中のイオンとの間に生じる荷電交換反応の際に励起されるイオンからの発光を分光することにより、プラズマ中のイオンに関わる物理諸量（温度、密度、流れの速度）を計測する荷電交換分光法が確立されていた。

このシステムを発展させたものがバルク荷電交換分光法 (bulk charge exchange recombination spectroscopy, b-CXRS) であり、水素イオン密度分布を計測することができる世界に先駆けたシステムである [22]。b-CXRSでは、図10のようにプラズマに垂直に中性粒子ビームを入射するNBIを用いる。ビームとして入射された中性粒子とプラズマに存在するイオンの荷電交換反応によって生成された高エネルギー中性粒子の発光からイオンの密度を計測する。荷電交換反応については以下の式に示すように、プラズマのイオン H^+ （ここでは軽水素イオン）とNBIの中性粒子 H_{NB} （ここではHビーム）が荷電交換を起こし、イオンが高エネルギー中性粒子 H に、ビームがイオン H_{NB}^+ になる。



この発光スペクトルからプラズマのイオン密度を推定することができ、HとDで波長が異なることからHによる発光とDによる発光を分離することでそれぞれの密度が分かる。

本研究では、NBIに変調をかけ、プラズマに垂直に入射するNBIが入射する時間帯としない時間帯を繰り返す。このとき、図11のように、NBI粒子とプラズマの荷電交換反応による発光のスペクトルがNBIを入射しているとき（図11(a)・赤）とそうでないとき（図11(a)・青）の差分（図11(b)・緑）として現れる。

本研究で使用するb-CXRSではさらに、図11(b)に示したスペクトルを軽水素と重水素、さ

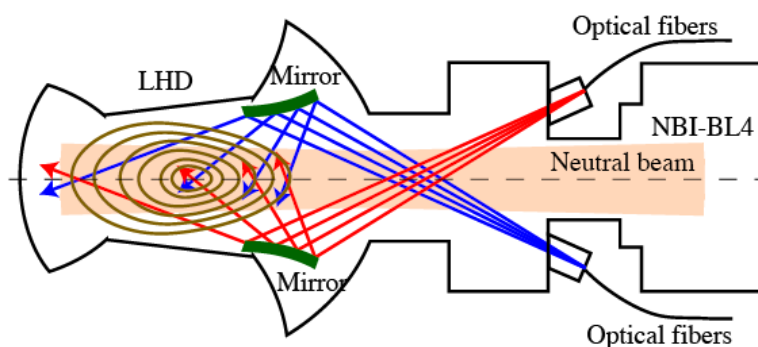


図10 CXRS計測システムのポロイダル視線断面図 [23].

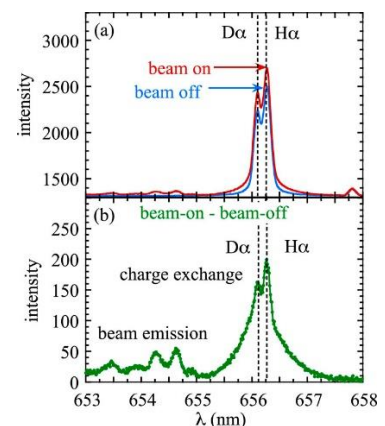


図11 CXRSスペクトル例 [22].

らにそれぞれのプラズマ中心部からの寄与である Hot component とプラズマ周辺部からの寄与である Cold component の4つに分離することでプラズマの軽水素と重水素の密度を求めていく。

まず軽水素と重水素のスペクトルはそれぞれ 656.28nm と 656.10nm であり、かなり接近したピークを持つスペクトルを分離する必要がある。Cold component はプラズマの外側にある中性粒子の発光であり、求めるべきプラズマの軽水素と重水素にあたるのはそれぞれの Hot component である。Hot component は高温であるためスペクトルはドップラー広がりがあり、Cold component はピーキングしたスペクトルとなる。これら4つのスペクトルに分離するために、プラズマのトロイダル回転を考慮して、5つのパラメータ（4つのガウス分布の振幅とイオン温度）をフィッティングすると図12のようになる。なお、イオン温度、すなわち H-Hot と D-Hot の温度は等しいものとし、H-Cold と D-Cold の温度は同じものとし、NBI がオフのときのスペクトルから求める。このため計測用の NBI には入射のオンとオフを繰り返す変調運転が必要である。

分離したスペクトルから軽水素イオンと重水素イオンの密度（相対値）が求められる。ただし、ドップラー広がりには軽水素が重水素の 1.4 倍であるため、イオン密度はピークの高さではなくスペクトルの積分値で評価する必要があることに留意する。

この計測を図10のように多視線で行うことで、1次元の密度分布を得られる。

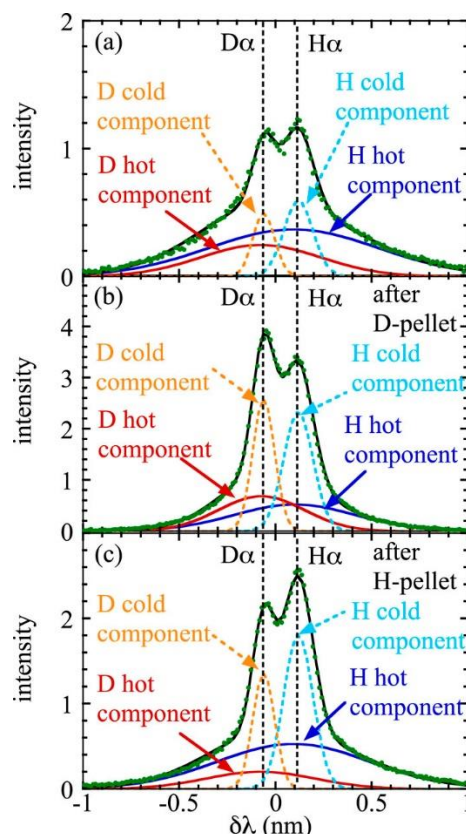


図 12 CXRS スペクトル例 [22]. 上図はペレット入射前、中図は D ペレット入射後、下図は H ペレット入射後のスペクトル。緑のスペクトルを、水色の H-Cold, 青の H-Hot, 黄色の D-Cold, 赤の D-Hot に分離すると、D ペレット入射後は D-Hot, H ペレット入射後は H-Hot が増えていることが分かる。

2.3 定常プラズマと非定常プラズマ

本研究における LHD 実験のために生成した定常プラズマの典型的な放電波形を図 13 に示す。図 13 の 1 段目は加熱パワー入射量の時間変化，2 段目は線平均電子密度の時間変化，3 段目は軽水素・重水素・ヘリウムの発光の時間変化を示している。1 段目に示したようにまずターゲットプラズマを ECH で生成する。その後，ECH または NBI でプラズマを加熱し，プラズマに燃料を供給していく。この加熱，燃料供給の手順は非定常プラズマでも同様である。

プラズマへの燃料供給手法は主に 2 つある。1 つはプラズマの周囲にガスを供給するガスパフであり，もう 1 つはガスを冷却して固化し，直径 3mm 程度の弾丸状にしてプラズマに入射するペレット入射である。

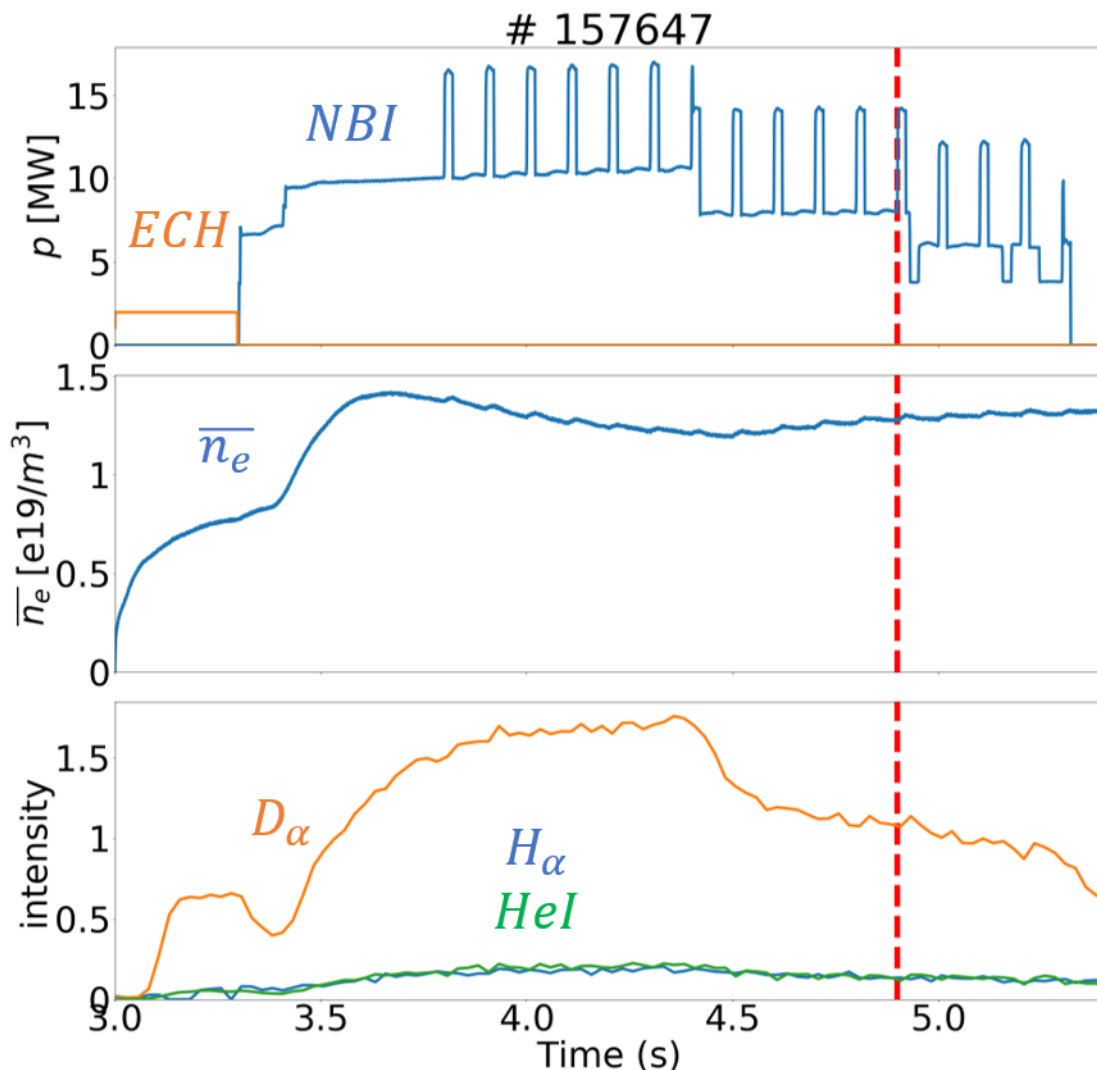


図 13 LHD における定常プラズマの実験波形例。上図はパワー入射量，中図は線平均電子密度，下図は H, D, He の中性原子からの発光線量の時間変化を表す。この場合，重水素ガスを燃料として供給している。赤い破線は 4.9 秒を解析対象時点とすることを示す。

定常プラズマは時間変化がない、もしくは小さいプラズマのことである。定常プラズマではガスパフとNBIによって粒子供給が行われる（それぞれ、使われないこともある）。これらによって供給された中性粒子がプラズマからエネルギーを与えられることで電離してプラズマになる量と、プラズマから損失される粒子の量が釣り合うことで定常状態となっている。ただし、プラズマに供給される粒子には新しく供給された粒子だけではなく、プラズマから損失したイオンが再結合した粒子も含まれる。このようなプラズマとプラズマの真空容器との間の燃料の循環をリサイクリングと呼ぶ [24]。図 13 の 1 段目に示すように、このプラズマはNBI加熱プラズマである。まず橙線が表す ECH によってプラズマが立ち上げられ、次に NBI によってプラズマが維持されている。NBI は b-CXRS を使用するための垂直入射 NBI が On-Off を繰り返す変調がかかっている。2 段目は線平均電子密度の時間変化を示す。密度に大きな変動がなく、本研究では変調している NBI が Off の状態のタイミングを解析対象としており、この場合は赤い破線が示している 4.9 秒が対象である。3 段目は軽水素と重水素、ヘリウム、炭素の発光の時間変化を示している。重水素ガスパフによる密度の保持に伴い重水素の発光が支配的であることが分かる。

次に、定常プラズマの密度及び温度の分布を図 14、図 15 に示す。横軸はプラズマ小半径方向の位置を示す実効小半径をプラズマ蓄積エネルギーの 99%が入る位置 a_{99} で割った規格化小半径 $r_{\text{eff}}/a_{99} = \rho$ である。いろいろな計測器はそれぞれ異なった空間位置を計測しているが、3次元の有限ベータ平衡配位をプラズマの圧力と矛盾のないように求め、磁気面という 1次元座標上にマッピングしている。この 1次元座標としてプラズマ小半径方向の位置を表すために実効小半径

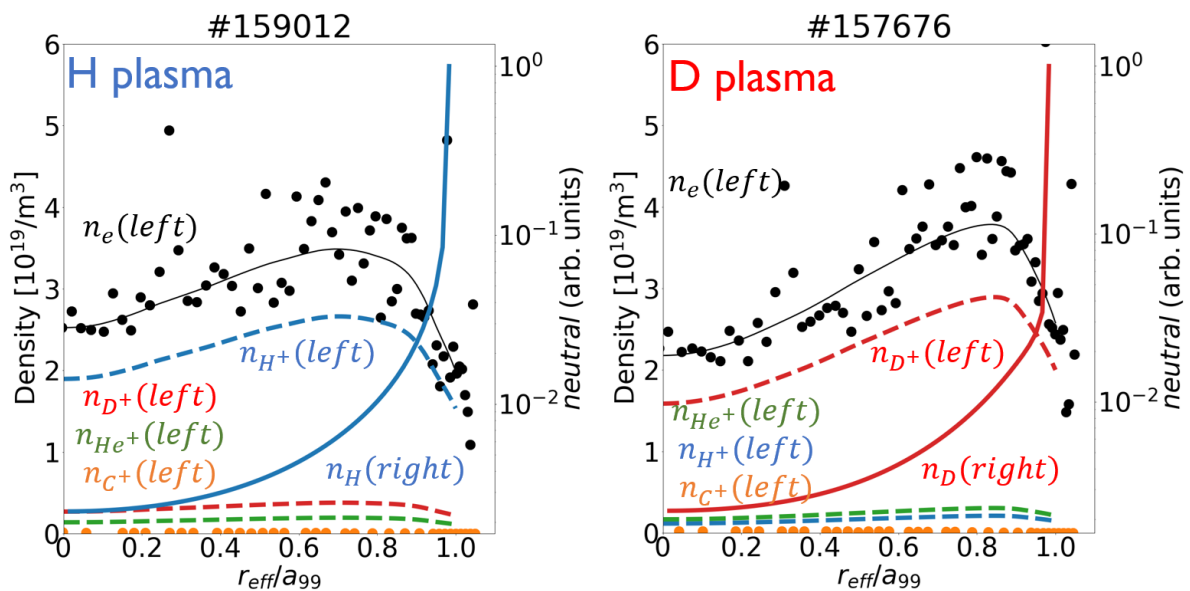


図 14 左：軽水素プラズマの密度分布例。右：重水素プラズマの密度分布例。それぞれ、横軸は規格化小半径、縦軸は電子密度とイオン密度は左側を使用し、中性原子密度は右側（相対値）を使用する。黒点は電子密度、黒線はフィッティング後電子密度、青・赤・緑・橙の破線はそれぞれ軽水素・重水素・ヘリウム・炭素のイオン密度、青または赤の実線は中性粒子密度であり、軽水素プラズマでは中性軽水素原子密度、重水素プラズマでは中性重水素原子密度である。

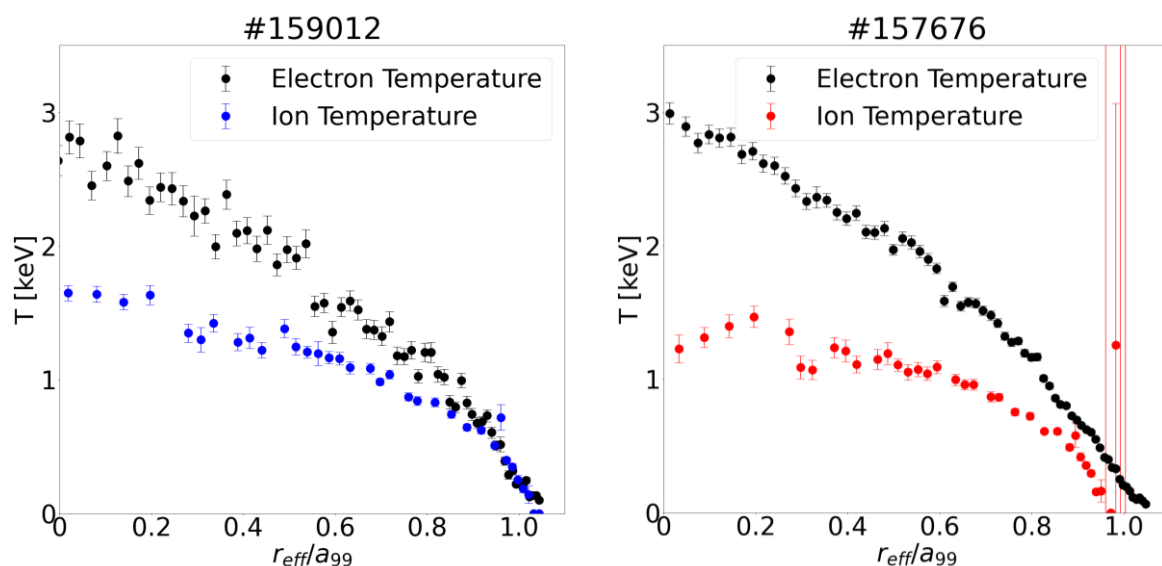


図 15 左：軽水素プラズマの電子温度分布例。右：重水素プラズマの電子温度分布例。黒点が電子温度を示し、左図の青点と右図の赤点がイオン温度を示す。

ρ を用いる。黒い点で示したのが電子密度（黒細線はそのフィッティング）、破線で示したのが軽水素・重水素・ヘリウム・炭素のイオン密度であり、これらは全て左側の縦軸を使用する。なお、電子密度はトムソン散乱計測によるデータ、炭素密度は荷電交換分光計測によるデータを使用し、軽水素・重水素・ヘリウムは分布が同形状と仮定し、電子密度から炭素に相当する分を引き、残りを軽水素・重水素・ヘリウムの中性原子発光計測からもとめた割合に応じて分配している。軽水素プラズマは青線、重水素プラズマは赤線で示したプラズマ外側（右側）で高い値を取っているのは中性原子密度であり、縦軸は右側の対数スケールを使用している。中性原子密度は先行研究で使用された、モンテカルロシミュレーションに基づいたコードで計算した中性粒子分布を使用している [25]。この計算結果では絶対値ではなく相対値を計算しているため $\rho = 1$ における値を 1 に規格化して表示している。この分布から、中性原子は外側に局在していることが分かる。また、 $\rho = 1$ における値を除き、全ての位置で軽水素原子密度の相対値の方が重水素原子密度の相対値よりも高くなっていることから、軽水素原子の方が重水素原子よりも侵入長が長いことが分かる。これは基本的には軽水素の方が、熱速度が重水素よりも大きいためである。これによって、粒子源は重水素プラズマの場合はより周辺に偏在し、軽水素プラズマの場合は比較的深く周辺からコアへ侵入していることになる。

図 15 の温度分布は、電子温度はトムソン散乱計測、イオン温度は荷電交換分光計測によるデータである。左の軽水素プラズマの方がばらつきはあるものの、値としては軽水素と重水素で大きな違いはない。

次に、非定常プラズマの実験波形を図 16 に示す。非定常プラズマは定常プラズマとは異なり時間変化を発生させたプラズマのことである。本研究では、プラズマにペレットを入射することでプラズマの密度をインパルス的に急激に増加させる。増加した密度は時間経過とともに減衰する。このインパルスの摂動に対する直後の過渡応答では、背景としての粒子源よりもインパル

ス的粒子源が十分大きいと、粒子源の位置や分布を問わず、粒子の輸送過程を議論できる。この過渡応答の解析が本研究における非定常プラズマの粒子輸送解析である。

図 16 の 1 段目はパワー入射を示している。NBI1 号機から 3 号機はプラズマ磁気軸に平行に、4 号機と 5 号機は垂直に入射されている。また、1 号機と 3 号機は磁力線の回転変換と等価的な仮想プラズマ電流と同じ向き (Co)、2 号機は反対向き (Ctr) に入射されている。図 16 に示した 2 放電はどちらも b-CXRS 用の NBI4 号機と、NBI2 号機と 3 号機が使用されている。軽水素ペレットの入射を示す左側の図のみ、4 号機が入射されていないタイミングで 5 号機が入射されている。

図 16 の 2 段目は線平均電子密度の時間変化であり、軽水素ペレットは 4.46 秒に、重水素ペレットは 3.93 秒に入射されたことで密度が上がっていることが分かる。3 段目は b-CXRS で計測したプラズマ外側の地点 (小半径 $r = 4.4119 \text{ m}$, ρ の平均値は 0.9) における軽水素と重水素のうち軽水素イオンの割合の時間変化を表している。この軽水素の割合は軽水素ペレット入射の場合ペレット入射に伴い上昇して徐々に下がっていき、重水素ペレット入射の場合は下落し徐々に上がっていく。4 段目と 5 段目も b-CXRS で計測した、3 段目と同じ地点における軽水素イオン密度と重水素イオン密度の時間変化である。それぞれ、ペレットで入射された同位体密度はペレット入射前後で大きく変化していることが分かる。

本研究では、以上の定常プラズマと非定常プラズマの 2 種類の実験結果から、軽水素と重水素の粒子輸送の異同について検討する。

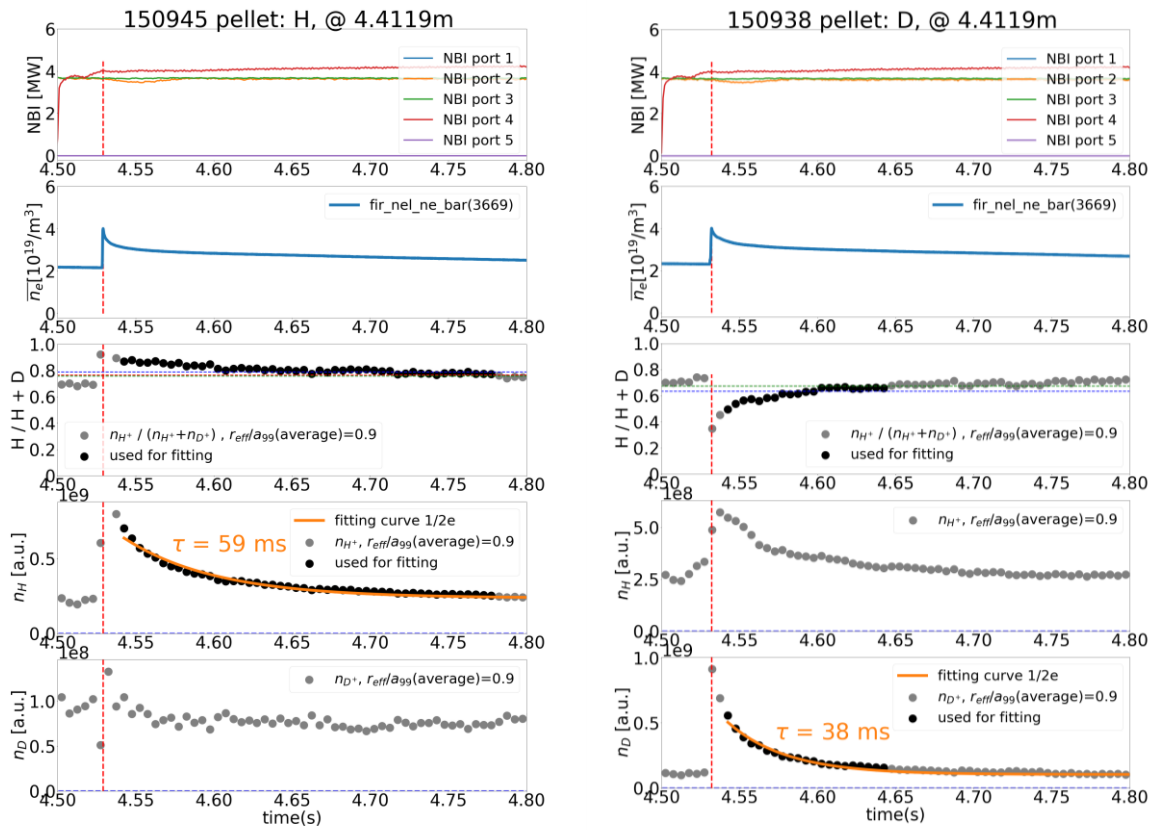


図 16 非定常プラズマペレット入射の実験波形例。左：軽水素ペレット入射時，右：重水素ペレット入射時。上から，パワー入射，線平均電子密度，軽水素イオンの軽水素と重水素の合計に対する割合 $n_{H^+}/(n_{H^+} + n_{D^+})$ ， n_{H^+} ， n_{D^+} のそれぞれ時間変化を表す。

3. 定常プラズマにおける粒子閉じ込め

3.1 グローバル粒子閉じ込め時間

定常プラズマの粒子輸送評価指標として、本研究では電子のグローバル粒子閉じ込め時間 τ_p を使用する。グローバル粒子閉じ込め時間 τ_p は粒子バランスの式から電子の総数 $N_e = \int_{V_p} n_e dV_p$ を用いて以下のように定義される。

$$\frac{dN_e}{dt} = S - \frac{N_e}{\tau_p} \quad (3.1.1)$$

なお、 N_e はプラズマ電子密度 n_e のプラズマ中心からプラズマ小半径 a までの積分値 $\int_0^a n_e dv$ であるが、今後 a はプラズマ蓄積エネルギーの99%がその内側に入っている半径 a_{99} を使用する。

定常プラズマにおいては、この式の左辺に当たる密度の時間変化が0と仮定されるため、 τ_p は電子の総数 N_e を粒子源 S で割った値となる。ここで扱う実験条件では、これはすなわち、プラズマに外から流入する粒子束 Γ_{inflow} で割った値である [26]。

$$\tau_p = \frac{N_e}{\Gamma_{\text{inflow}}} \quad (3.1.2)$$

このプラズマに流入する粒子束 Γ_{inflow} は直接評価することが難しいため、中性原子の発光によって評価する。なお、この発光量は多視線の総和から求めている。プラズマは全体では電氣的に中性であるため、各イオンの電荷の総和と電子の電荷の総和は等しくなる。これを電氣的中性条件という。これにより、軽水素原子の発光 H_α 、重水素原子の発光 D_α 、ヘリウム原子の発光 HeI の2倍の和が電子の流入粒子束となる。

$$\Gamma_{\text{inflow}} \propto (H_\alpha + D_\alpha + 2HeI) \quad (3.1.3)$$

よって、単位は秒ではなくながら等価的な粒子閉じ込め時間 τ_p は以下の式によって定量的に評価できる。

$$\tau_{p,\text{equivalent}} = \frac{N_e}{H_\alpha + D_\alpha + 2HeI} \quad (3.1.4)$$

この $\tau_{p,\text{equivalent}}$ をグローバル粒子閉じ込め時間 τ_p [a. u.]として使用する。

定常プラズマの実験は、ECH加熱プラズマとNBI加熱プラズマの2種類行った。 τ_p に対して、以下の4つのパラメータを変化させてデータセットを作り、統計回帰分析を行った。

- M : プラズマ平均質量数

軽水素 (1)・重水素 (2)・ヘリウム (4)・炭素 (12) に存在比をかけた合計。

$$M = \frac{n_H + 2n_D + 4n_{He} + 12n_C}{n_H + n_D + n_{He} + n_C} \quad (3.1.5)$$

表 1 τ_p の統計回帰分析に使用したパラメータの一覧表.

パラメータ名	パラメータ	最小値	最大値
プラズマ平均質量数	M	1.1	2.5
NBI もしくは ECH の 加熱吸収パワー [MW]	P_{abs}	1.4	11.7
プラズマ平均磁場 [T]	B_{av}	1.4	2.4
プラズマ線平均電子密度 [10^{20}m^{-3}]	\bar{n}_e	0.10	0.57

- P_{abs} : NBI もしくは ECH の加熱吸収パワー
輸送解析シミュレーションコード TASK3D-a [27]のモジュール TR-snap [28]を使用して計算した, 加熱吸収パワーのプラズマ全体の合計値.
- B_{av} : プラズマ平均磁場
磁気軸上の磁場は $B = 1.64$ Tまたは 2.75 Tであるが, ECH の場合は全て 2.75 Tのため回帰統計解析のパラメータからは除外した. NBI については, プラズマ全体の磁場を平均した値を使用している. 平均値 B_{av} は, 磁束 Φ を使用して以下のように計算する.

$$B_{\text{av}} = \frac{2\Phi}{a^2} \quad (3.1.6)$$

- \bar{n}_e : プラズマ線平均電子密度
トムソン散乱計測による密度分布をプラズマ小半径方向に $\rho = 0$ から $\rho = 1$ までの範囲で線平均した電子密度.

以上のパラメータ同士の関係を, NBI 加熱プラズマについては図 17 に, ECH 加熱プラズマについては図 18 に示す. 各パラメータと τ_p の関係を, NBI 加熱プラズマについては図 19 に, ECH 加熱プラズマについては図 20 に示す. 青は軽水素プラズマ, 赤は重水素プラズマ, 黄色は軽水素と重水素の混合プラズマのデータを示す. 軽水素, 重水素, 混合の分類は軽水素の発光 H_α と重水素の発光 D_α のうち, どちらかが8割を占めれば軽水素または重水素プラズマとし, そうでない場合は混合としている.

NBI 加熱プラズマのデータセットは軽水素プラズマが 105 ケース, 重水素プラズマが 125 ケース, 混合プラズマが 24 ケースで合計 254 ケースから構成される. ECH 加熱プラズマは軽水素プラズマが 57 ケース, 重水素プラズマが 39 ケースで合計 96 ケースから構成され, 混合プラズマはない.

また, NBI 加熱プラズマについては NBI によって高速の粒子が供給され, その輸送は本研究で対象としているプラズマ自体の粒子輸送とは異なるものと考えられる. そのため, NBI 粒子の密度に対する割合が有意に高い場合は除外することとした. NBI による粒子供給量の計算は, 以下のビーム減衰時間 τ_{beam} を用いて計算した [29].

$$\tau_{\text{beam}} = 6.27 \times 10^{14} \frac{A_f T_e^{\frac{3}{2}}}{Z_f^2 n_e \ln \Lambda} = 0.2 \frac{A_f T_e^{\frac{3}{2}} [\text{keV}]}{Z_f^2 n_{e20} \ln \Lambda} \quad (3.1.7)$$

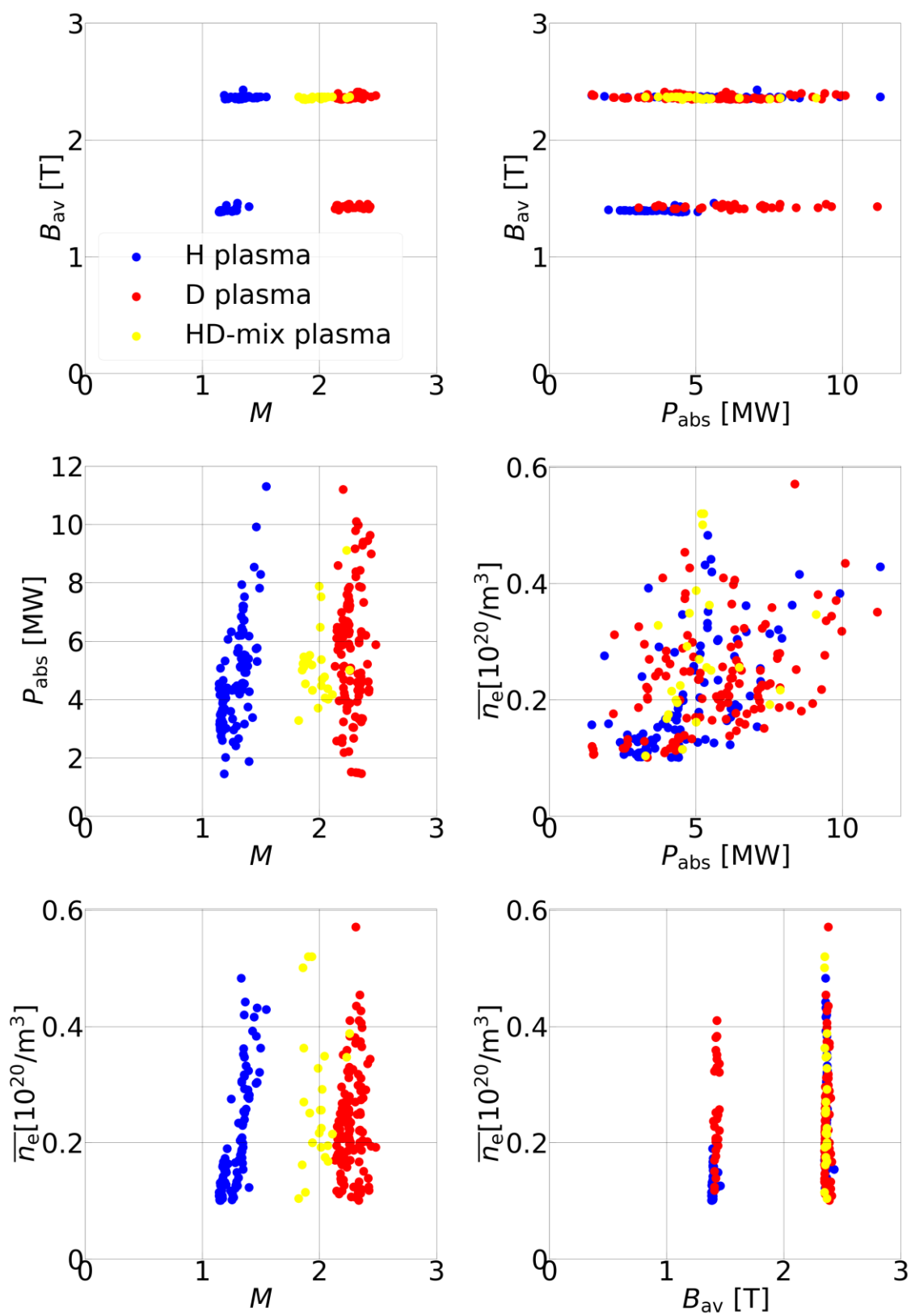


図 17 NBI 加熱プラズマのパラメータ同士の関係。青は軽水素プラズマ，赤は重水素プラズマ，黄色は軽水素と重水素の混合プラズマのデータを示す。

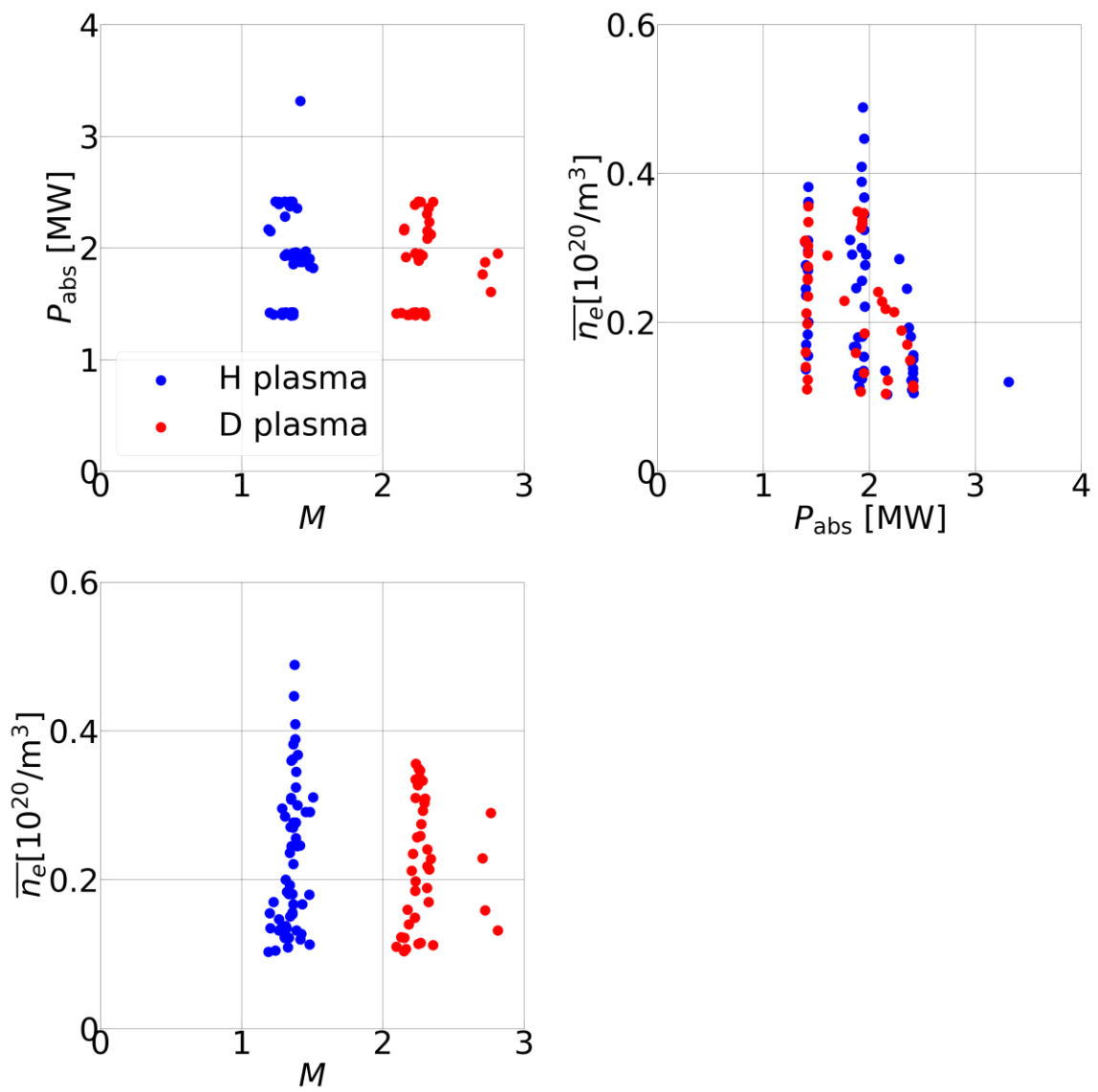


図 18 ECH 加熱プラズマのパラメータ同士の関係. 青は軽水素プラズマ, 赤は重水素プラズマのデータを示す.

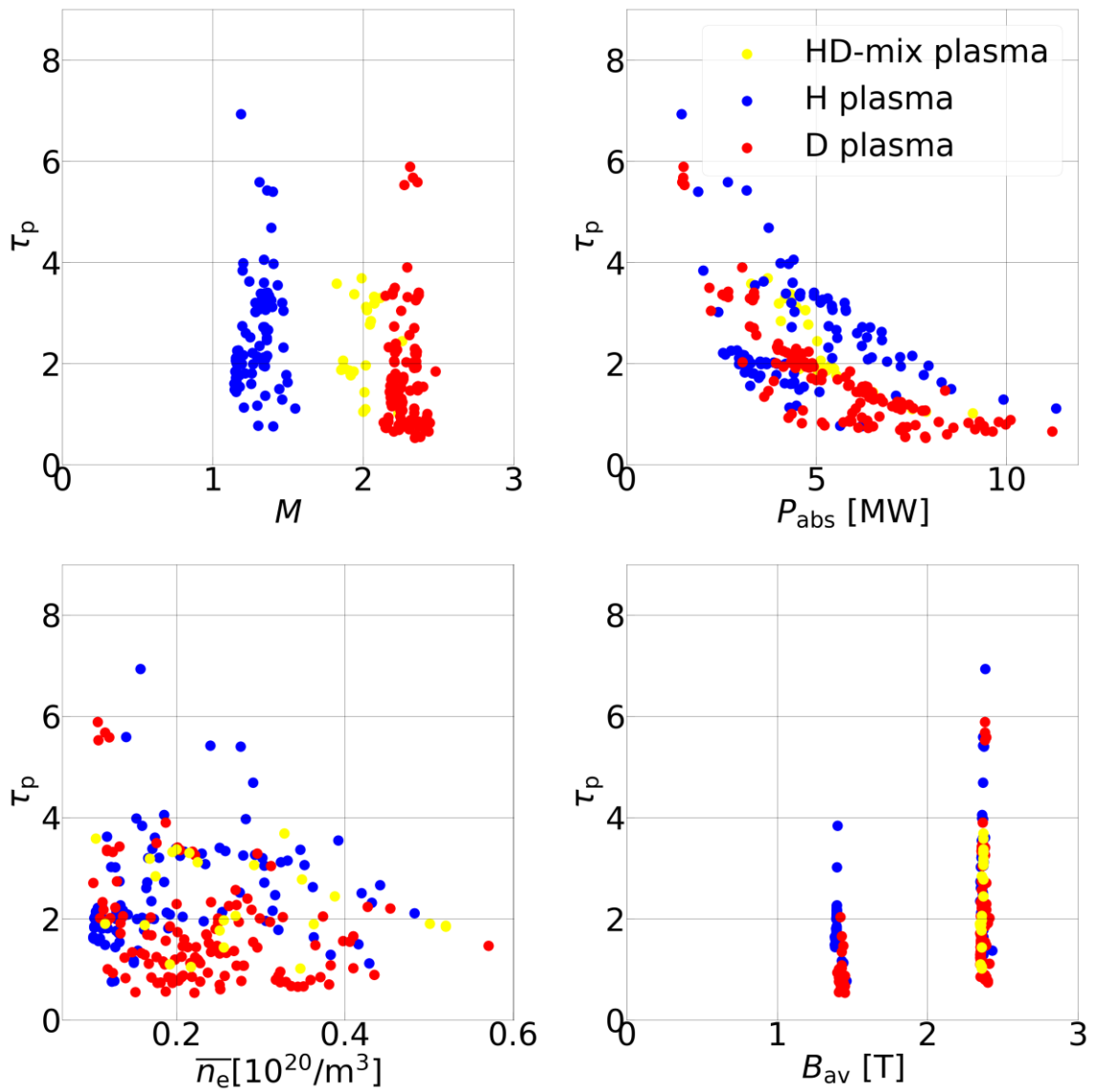


図 19 NBI 加熱プラズマの各パラメータと τ_p の関係。青は軽水素プラズマ，赤は重水素プラズマ，黄色は軽水素と重水素の混合プラズマのデータを示す。

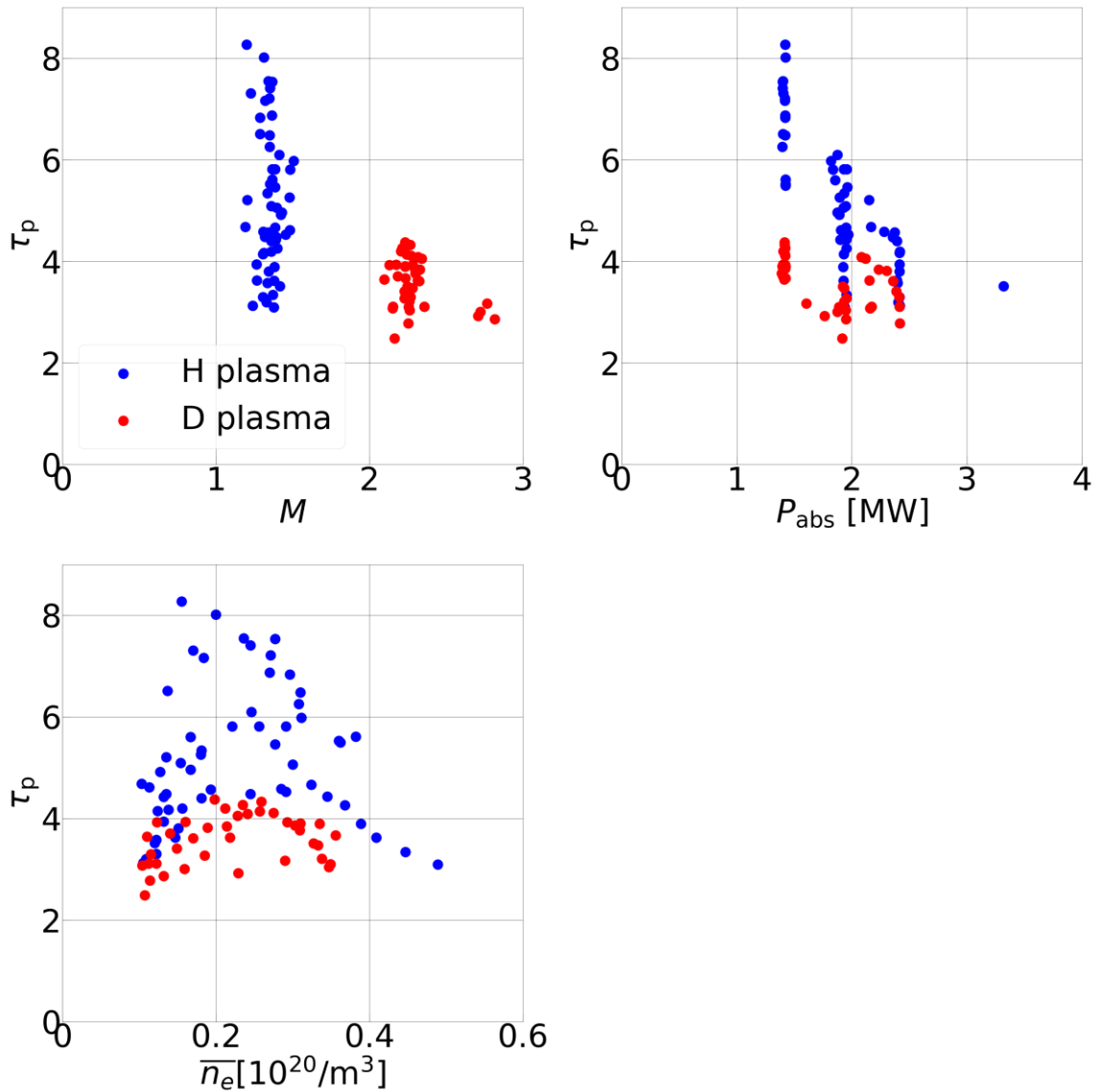


図 20 ECH 加熱プラズマの各パラメータと τ_p の関係。青は軽水素プラズマ，赤は重水素プラズマのデータを示す。

$$\ln \Lambda = 24 - \ln(n_e^1 T_e^{-1}) = 14.8 - 1.15 \log(n_{e20}) + 2.3 \log(T_e [\text{keV}]) \quad (3.1.8)$$

A_f はビームの高速イオンの質量数, Z_f は高速イオンの電荷である。本研究で扱う放電において NBI は 9 割以上が H ビームのため, $A_f = Z_f = 1$ として計算し, T_e にはプラズマ中心の電子温度を, n_{e20} には \bar{n}_e を代表値として使用した。

この τ_{beam} を用いて NBI による粒子の密度を計算する。加熱吸収パワー P_{abs} を加速電圧 180kV で割って電流値とし, これを電気素量 1.6×10^{-19} C で割って粒子供給量とする。これに τ_{beam} をかけてプラズマ体積で割る。プラズマ体積 V_p はほぼ変動しないため, $V_p = 30m^3$ として計算した。この密度が対象とするプラズマ密度の 20% 以上の場合は解析対象から除外した。なお, NBI 起源の粒子の見積もりは古典的減衰のみを扱い損失を考慮していないので, 過大評価となっていること

から、実際にはその影響はさらに小さい。

NBI加熱プラズマでは平均質量数 M 、磁場 B_{av} 、プラズマ電子密度 \bar{n}_e 、加熱吸収パワー P_{abs} を用いて、ECH加熱プラズマでは平均質量数 M 、プラズマ電子密度 \bar{n}_e 、加熱吸収パワー P_{abs} を用いてグローバル粒子閉じ込め時間 τ_p の統計回帰分析を行った。なお、統計回帰分析は τ_p を含むすべてのパラメータの対数を取った後、最小二乗法を用いた線形回帰を行っており、得られたパラメータ推定値（係数）をスケーリング則の次数として使用した。

まず、NBI加熱プラズマの統計回帰分析結果を式(3.1.10)に示す。統計回帰分析結果の評価指標として一般的に使用されている R^2 という指標も併せて示す。 R^2 とはモデルによる回帰の当てはまりの良さを示し、本研究では実験値 y_i （データ数が N のとき、 i は1から N までの整数値）、スケーリングによる値を f_i とすると以下のようなになる。

$$R^2 = 1 - \frac{\sum(y_i - f_i)^2}{\sum(y_i - \bar{y}_i)^2} \quad (3.1.9)$$

なお、 \bar{y}_i は実験値 y_i の平均値である。

対数の線形回帰の R^2 は 0.92 であり、スケーリング則として実数値に直したときの R^2 は 0.85 である。また、次数の \pm 以降の値は標準誤差を示す。

$$\tau_{p,scl}^{NBI} = 8.39 \pm 0.77 \cdot M^{-0.75 \pm 0.04} B_{av}^{1.33 \pm 0.04} \bar{n}_e^{-0.22 \pm 0.03} P_{abs}^{-1.05 \pm 0.03} \quad (3.1.10)$$

このスケーリング則について、縦軸実験値、横軸にスケーリング則によって求められる τ_p として図示したのが図 21 である。

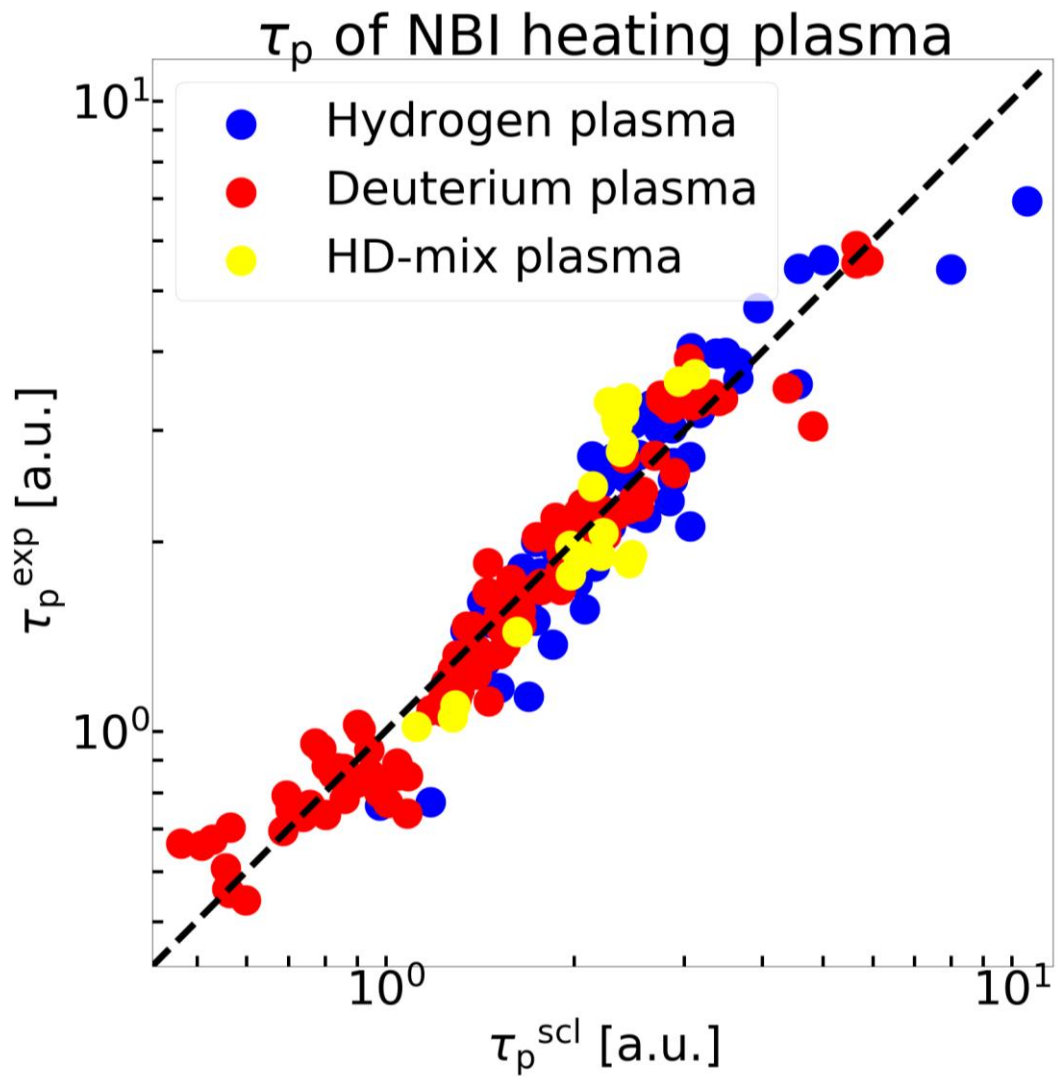


図 21 NBI 加熱プラズマの τ_p 実験値 τ_p^{exp} (縦軸) とスケーリング則による値 $\tau_p^{\text{NBI}} = 8.39M^{-0.75}B_{\text{av}}^{1.33}\bar{n}_e^{0.22}P_{\text{abs}}^{-1.05}$ (横軸) の関係. 青は軽水素プラズマ, 赤は重水素プラズマ, 黄色は混合プラズマのデータを示す. 縦軸横軸ともに対数スケールとなっている.

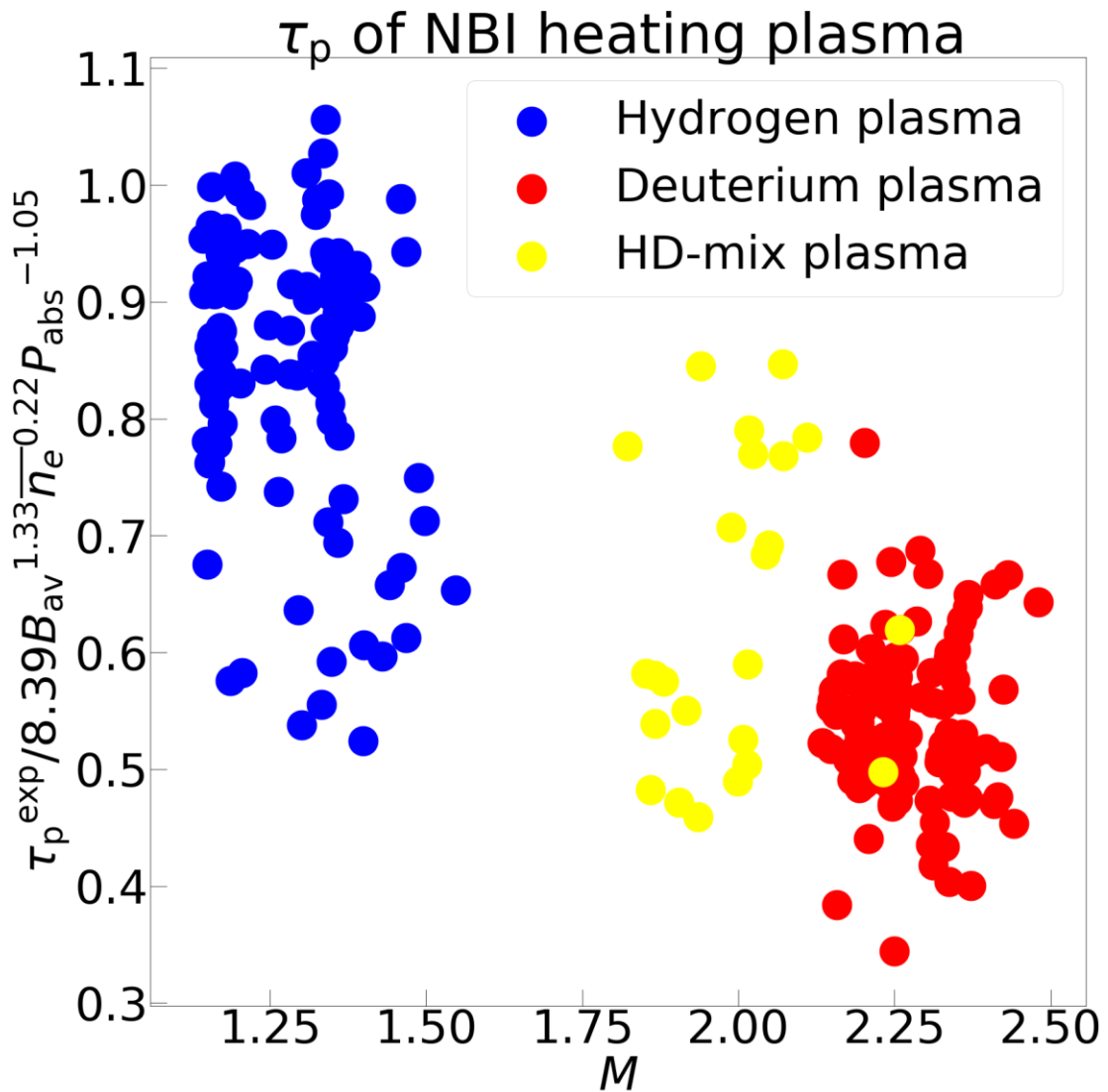


図 22 NBI 加熱プラズマの τ_p 実験値とスケーリング則のうち M の効果以外を用いて計算した値の比を表す値 $\tau_p^{\text{exp}} / 8.39 B_{\text{av}}^{1.33} n_e^{0.22} P_{\text{abs}}^{-1.05}$ (縦軸) と M (横軸) の関係. 青は軽水素プラズマ, 赤は重水素プラズマ, 黄色は混合プラズマのデータを示す.

図 22 に、 τ_p 実験値をスケーリング則から M 依存性を除いて計算した値で割った値と質量 M の関係を示す。混合プラズマを含めて、質量 M の増加に伴って粒子閉じ込め時間が劣化していることが分かった。

次に、ECH 加熱プラズマの統計回帰分析結果を式(3.1.11)に示す。対数の線形回帰の R^2 は 0.69 であり、スケーリング則として実数値に直したときの R^2 は 0.73 である。また、次数の \pm 以降の値は標準誤差を示す。

$$\tau_{p,scl}^{ECH} = 9.81 \pm 0.78 \cdot M^{-0.71 \pm 0.06} \bar{n}_e^{0.00 \pm 0.04} P_{abs}^{-0.73 \pm 0.08} \quad (3.1.11)$$

このスケーリング則について、縦軸実験値、横軸にスケーリング則によって求められる τ_p として図示したのが図 23 である。

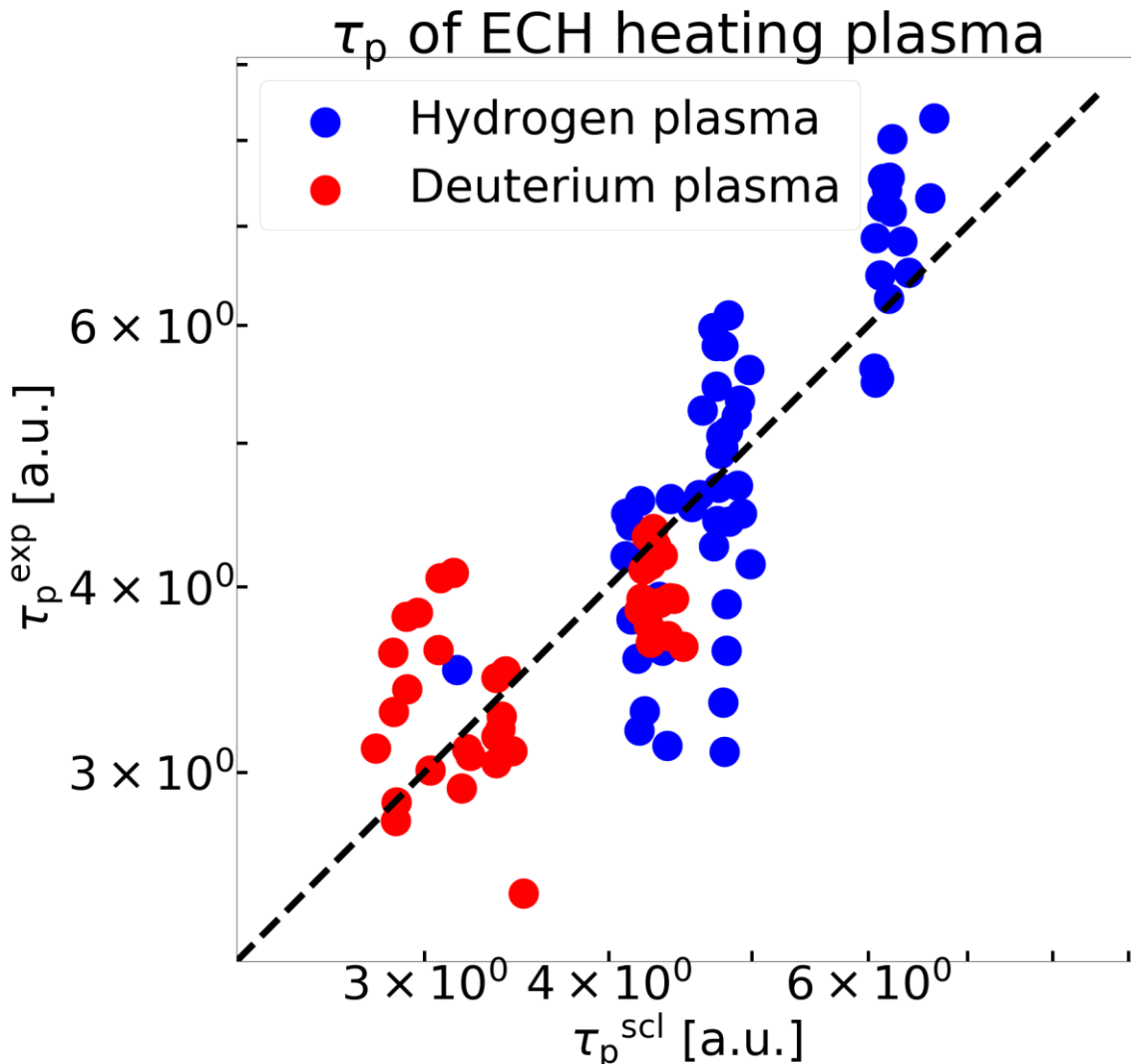


図 23 ECH 加熱プラズマの τ_p 実験値 τ_p^{exp} (縦軸) とスケーリング則による値 $\tau_{p,scl}^{ECH} = 9.81M^{-0.71} \bar{n}_e^{0.00} P_{abs}^{-0.73}$ (横軸) の関係。青は軽水素プラズマ、赤は重水素プラズマのデータを示す。縦軸横軸ともに対数スケールとなっている。

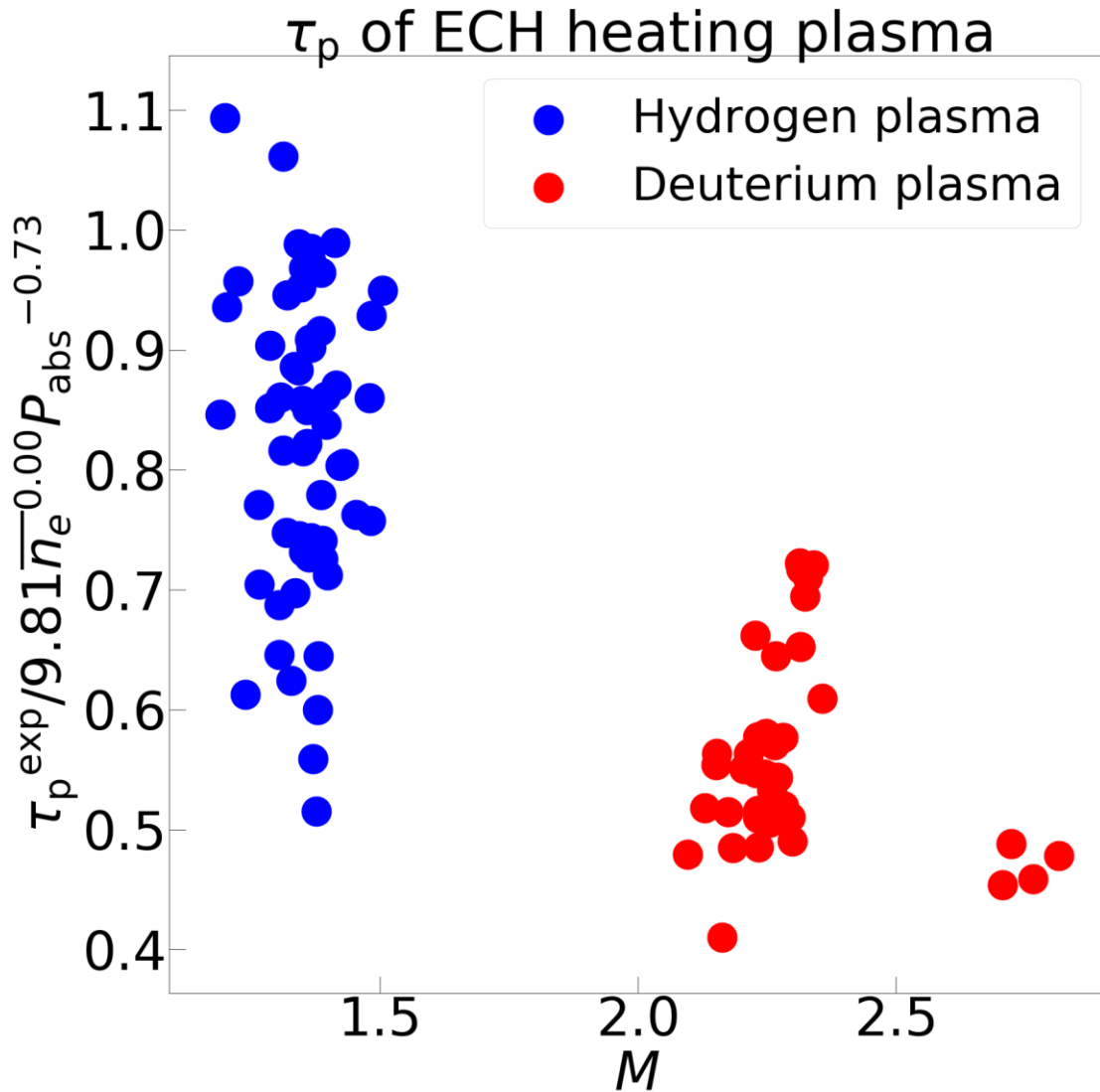


図 24 ECH 加熱プラズマの τ_p 実験値とスケーリング則のうち M の効果以外を用いて計算した値の比を表す値 $\tau_p^{\text{exp}}/9.81 \bar{n}_e^{0.00} P_{\text{abs}}^{-0.73}$ (縦軸) と M (横軸) の関係. 青は軽水素プラズマ, 赤は重水素プラズマのデータを示す.

図 24 に, τ_p 実験値をスケーリング則から M 依存性を除いて計算した値で割った値と質量 M の関係を示す. NBI 加熱プラズマと同様, 質量 M の増加に伴って粒子閉じ込め時間が劣化していることが分かった.

定数項は除き, 1.3 節で紹介したエネルギー閉じ込め時間と並べると以下ようになる.

NBI プラズマ	$\tau_{p,\text{scl}}^{\text{NBI}} \propto M^{-0.75} B_{\text{av}}^{1.33} \bar{n}_e^{-0.22} P_{\text{abs}}^{-1.05}$
ECH プラズマ	$\tau_{p,\text{scl}}^{\text{ECH}} \propto M^{-0.71} \bar{n}_e^{0.00} P_{\text{abs}}^{-0.73}$
エネルギー閉じ込め時間 [15]	$\tau_{E,\text{th}} \propto M^{0.00} B^{0.84} n_{19}^{0.76} P_{\text{abs}}^{-0.87}$

まず NBI 加熱プラズマと ECH 加熱プラズマの粒子閉じ込め時間のスケーリングを比べると,

磁場の有無，密度の次数に違いがある一方，質量数と加熱吸収パワーが有意な負の効果を持つことは共通している．パワーが増えると粒子輸送が増大し粒子閉じ込め時間が短くなる，すなわち粒子閉じ込めが悪くなるというのは妥当であると考えられる．本研究で注目している質量の効果である同位体効果については，負の同位体効果を持つ，すなわち重水素プラズマの方が軽水素プラズマより粒子閉じ込め時間が短い，粒子閉じ込めが悪いという結果が得られた．

また，上記のスケーリング則を運転パラメータによる表現から代表的な無次元量である規格化ジャイロ半径 ρ^* ($= r_L/a$)，規格化衝突周波数 ν^* ($= \nu/\nu_b$)，規格化圧力 β ($=$ プラズマ圧力/磁場圧力) による表現に置き換えると，以下ようになる．

$$\begin{aligned}\tau_{E,th} \Omega_i &\propto M^{0.99} \rho^{*-2.98} \nu^{*0.19} \beta^{-0.30} \\ \tau_{p,scl}^{NBI} \Omega_i &\propto M^{-0.07} \rho^{*-2.36} \nu^{*0.21} \beta^{-1.04}\end{aligned}$$

ここで Ω_i はイオンのサイクロトロン周波数である．熱エネルギー閉じ込めがジャイロボーム輸送 ($\tau_{E,th} \Omega_i \propto \rho^{*-3}$) と明瞭な質量 M 依存性の共生で特徴づけられることに対し，粒子閉じ込めの無次元量表現では M 依存性が現れず，弱ジャイロボーム輸送となるという対照的な違いを示していることが分かる．

定常プラズマへのガスパフによる燃料供給では，軽水素よりも重水素の方が，熱速度が小さい ($1/\sqrt{2}$ 倍) ことに起因して，重水素の方が中性原子のプラズマへの侵入長が短く，コアプラズマへの燃料供給には寄与しないスクレイプ・オフ・レーヤ (SOL: Scrape-Off Layer) での発光が大きいと考えられる．そのため，真空容器内の粒子バランスということでは正しいものの，コアプラズマ中の輸送・閉じ込めという観点からは粒子源の差異を過大評価することが，質量数 M への負の効果に現れている可能性がある．

また，NBI と ECH での加熱パワーの効果のある程度の違いについては，背景には温度が関わっていることが考えられる．磁場強度も温度に影響を与えるため，その依存性の有無を考えると同条件での比較ではないということに留意が必要である．

得られたスケーリングとエネルギー閉じ込め時間を比較すると，磁場が正，パワーが負の効果を持つことは共通している．密度についてはNBI, ECHともにエネルギー閉じ込め時間で認められる有意な依存性よりNBIは顕著に弱く，ECHでは認められない．同位体効果については，エネルギー閉じ込め時間で見られなかった効果が粒子閉じ込めに存在するということになる．

3.2 粒子拡散係数とピンチ速度

3.1 節では、プラズマ全体の粒子バランスを基に粒子閉じ込め時間の評価を行った。粒子バランスのほかに、粒子輸送によって表出する現象としては密度分布形状がある。図 14 に示したように LHD プラズマの密度分布は凹状の hollow な分布を一般にとる。粒子源がプラズマコアにないため平坦な分布となることは拡散的描像からは予測される。この hollow な分布は異常ピンチと呼ばれる機構によるトカマクの尖塔化した peak な分布と対照的である [30]。

密度分布形状を比較するために、プラズマの内側と外側の密度の関係を比較する。図 25 は縦軸が $\rho = 0.5$ における電子密度、横軸が $\rho = 0.9$ における電子密度を表す図で、左側が ECH 加熱プラズマ、右側が NBI 加熱プラズマのデータである。

図 25 を見ると、横軸である外側の電子密度が同じ場合、赤で示した重水素プラズマの方が青で示した軽水素プラズマよりも内側の電子密度が低いことが分かる。つまり、密度分布としてはくぼみが強い分布（より hollow な分布）をしている。その変化は周辺に局在する粒子源より内側で見られることから粒子源による違いではなく、軽水素と重水素で粒子輸送が異なることを示しているためであると考えられる。

そこで、ここからはプラズマ内の局所的な粒子輸送を評価することを考える。まず、電子密度 n_e の時間変化が電子の粒子束 Γ_e と電子の粒子源 S_e によることを表す電子の連続の式は以下のようになる。

$$\frac{\delta n_e}{\delta t} = -\nabla \cdot \Gamma_e + S_e \quad (3.2.1)$$

この粒子束 Γ_e が拡散と対流によるものであるとする。拡散はランダムウォークの結果であると考えると、密度勾配を打ち消す方向に働く。そのため、密度勾配による拡散の度合いを表す粒子拡

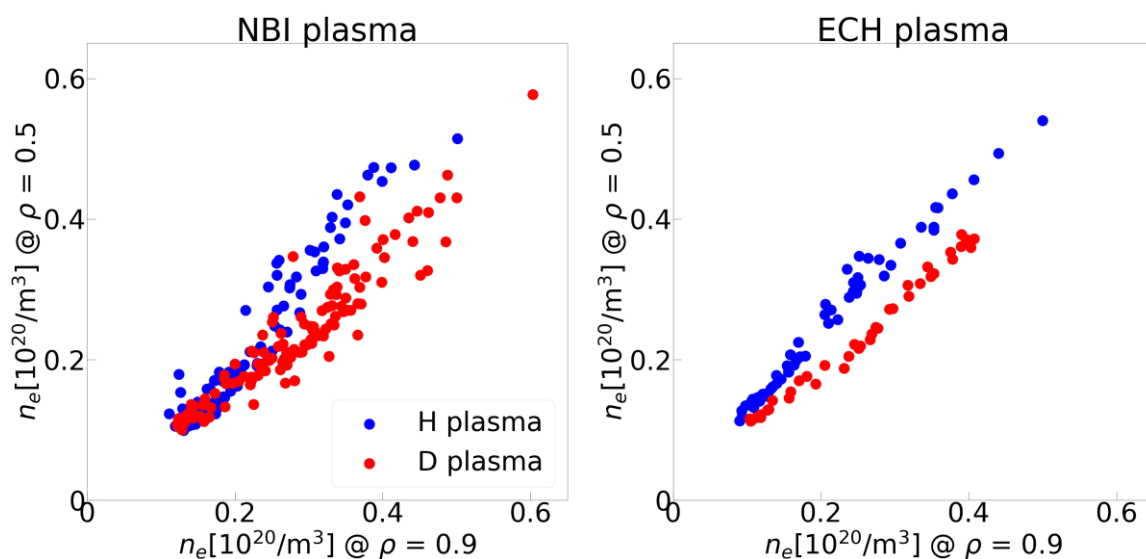


図 25 左：NBI 加熱プラズマ，右：ECH 加熱プラズマについて、それぞれ $\rho = 0.5$ における n_e （縦軸）と $\rho = 0.9$ における n_e （横軸）の関係。青は軽水素プラズマ，赤は重水素プラズマのデータを示す。

散係数 D_e を用いて以下のように表される。また、対流はプラズマの集団的な振る舞いであり、対流を表すピンチ速度 V_e を用いて以下のように表される。

$$\Gamma_e = -D_e \nabla n_e + n_e V_e \quad (3.2.2)$$

ただし、 ∇n_e は解析対象地点の密度勾配である。

密度に摂動を与えて粒子拡散係数とピンチ速度を個別に求める研究があるが、本研究で取り扱う定常プラズマにおいては粒子拡散係数とピンチ速度を同時に求めることはできない [18]。これは、定常プラズマにおいて与えられるのは以下の1つの式のみであるためである。

$$0 = \frac{\delta n_e}{\delta t} = -\nabla \cdot \Gamma_e + S_e = -\nabla \cdot (-D_e \nabla n_e + n_e V_e) + S_e \quad (3.2.3)$$

ここから2つの未知数を得ることはできないため、粒子拡散係数とピンチ速度の比である値 $\alpha = V_e/D_e$ を求める。

まず、プラズマの粒子源について、NBIによる粒子源 s_{NBI} とリサイクリングによる粒子源 s_{recyc} に分ける。なお、 s_{NBI} と s_{recyc} は単位体積あたりの粒子源で、分布を持つ。このとき、解析対象地点 r より内側の粒子源は以下のように表すことができる。

$$S_e = \int_0^r (s_{\text{NBI}} + s_{\text{recyc}}) dv \quad (3.2.4)$$

定常状態では、式(3.2.3)より、

$$-D_e \nabla n_e + n_e V_e = \frac{\int_0^r (s_{\text{NBI}} + s_{\text{recyc}}) dv}{4\pi^2 R a} \quad (3.2.5)$$

となる。なお、 $4\pi^2 R a$ はトーラスの表面積であり、 R はプラズマ大半径、 a はプラズマ小半径である。

$\alpha = V_e/D_e$ は、

$$-D_e \nabla n_e + n_e D_e \alpha = \frac{\int_0^r (s_{\text{NBI}} + s_{\text{recyc}}) dv}{4\pi^2 R a} \quad (3.2.6)$$

$$\alpha = \frac{\int_0^r (s_{\text{NBI}} + s_{\text{recyc}}) dv}{4\pi^2 R a n_e D_e} - \nabla n_e / n_e \quad (3.2.7)$$

から求められる、 r の関数である。ここで、 D_e は空間一定と仮定して

$$D_e = \frac{a^2}{5.8\tau_p} \quad (3.2.8)$$

を用いる。この τ_p は、

$$\tau_p = \frac{N_e}{S_e} = \frac{\int_0^a n_e dv}{\int_0^a (s_{\text{NBI}} + s_{\text{recyc}}) dv} \quad (3.2.9)$$

であるから、

$$D_e = \frac{a^2}{5.8\tau_p} = \frac{a^2 \int_0^a (s_{\text{NBI}} + s_{\text{recyc}}) dv}{5.8 \int_0^a n_e dv} \quad (3.2.10)$$

である。

粒子源のうち、 s_{NBI} については考慮しない。NBIによって供給された高速粒子の輸送は定常プラズマにおける輸送とは異なることと、この解析で使用するのはビーム減衰時間を考慮したビー

ム粒子のプラズマに対する割合が20%を超えないデータのみであるため、多くがリサイクリングによる粒子供給であると考えられることが理由として挙げられる。

リサイクリングによる粒子源は電子と中性軽水素原子の衝突によるものであるため、

$$s_{\text{recyc}} = n_e n_H \langle \sigma v \rangle_{\text{ize}} \quad (3.2.11)$$

である。ただし、軽水素原子の電子衝突による電離係数 $\langle \sigma v \rangle_{\text{ize}}$ は OPEN-ADAS データベースから引用した [31]。

この中性軽水素原子密度 n_H は先行研究で使用された、モンテカルロシミュレーションに基づいたコードで計算した中性粒子分布を使用する [25]。ただし、計算結果は $\rho = 1$ における値を 1 とする相対値のため、 $s_{\text{recyc}} = n_e n_H \langle \sigma v \rangle_{\text{ize}}$ は以下に示すように全体の積分値 ($\rho = 0$ から $\rho = 1$) に対する位置 r までの積分値の割合を使用する。

$$\alpha = \frac{\int_0^r (s_{\text{recyc}}) dv}{4\pi^2 R a n_e D_e} - \frac{\nabla n_e}{n_e} = \frac{5.8 \int_0^a n_e dv \cdot \int_0^r (n_e n_H \langle \sigma v \rangle_{\text{ize}}) dv}{4\pi^2 R a^3 n_e \int_0^a (n_e n_H \langle \sigma v \rangle_{\text{ize}}) dv} - \frac{\nabla n_e}{n_e} \quad (3.2.12)$$

以上のように、 $\alpha = V_e/D_e$ は粒子源による第 1 項と密度で規格化した密度勾配による第 2 項に分かれた。密度勾配は密度分布の形状によって決まる。なお、密度勾配にはトムソン散乱計測を基に計算した密度分布 ($\rho = 0$ から $\rho = 1$ までを 60 等分した点データ) の中央差分に対し 5 次のスプライン平滑化を行った値を使用している。

この密度分布の勾配と粒子源の影響を合わせた $\alpha = V_e/D_e$ の分布を計算した。まず ECH 加熱プラズマについて、同程度の密度・パワーである放電で軽水素プラズマと重水素プラズマで比較するため、図 26 に軽水素プラズマ、図 27 に重水素プラズマの $\alpha = V_e/D_e$ 分布を示す。各図において、左側に $\alpha = V_e/D_e$ の第 1 項と第 2 項、その合計である $\alpha = V_e/D_e$ の分布を示し、右側に解析対象時点の密度分布、イオン温度分布、電子温度分布、中性粒子密度分布 (相対値) を示している。

図 26 と図 27 を比較すると、右図の温度分布は類似しているが中性粒子密度分布は重水素の方がより外側に局在している。また電子密度分布を見ると、そのピークが重水素の方が外側になり hollow な分布となっている。電子密度分布の違いにより、左図の橙線で示した $\alpha = V_e/D_e$ の第 2 項の形状が変化している。 $\rho > 0.4$ の範囲では重水素の方が第 2 項の値が大きく、第 1 項の値は $\rho < 0.8$ では比較的小さいため第 2 項の値と $\alpha = V_e/D_e$ の値が同様の傾向を示しており、 $\rho > 0.4$ の範囲では $\alpha = V_e/D_e$ は重水素の方が大きいという結果となった。

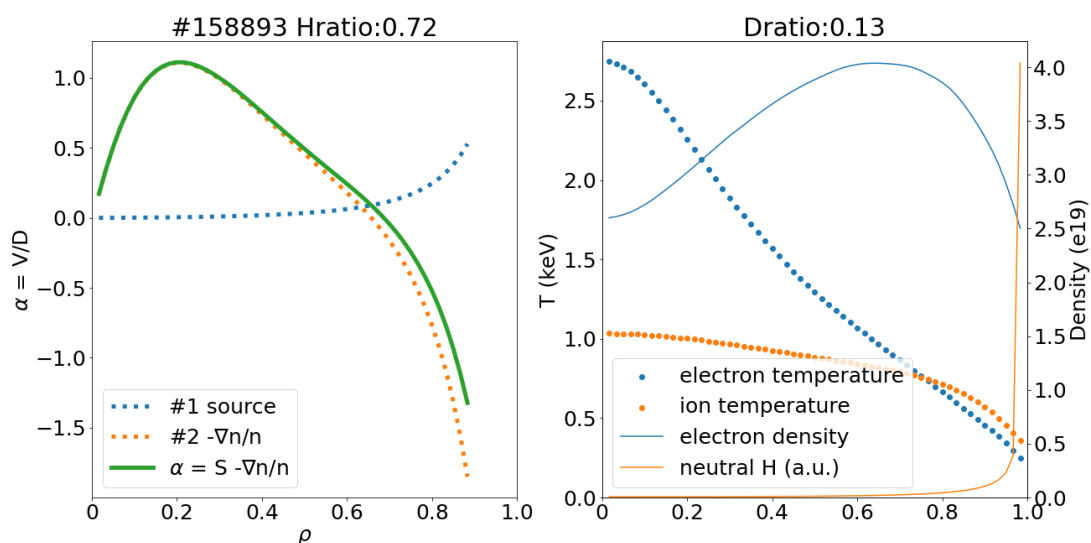


図 26 ECH 加熱軽水素プラズマの、左： $\alpha = V_e/D_e$ (緑) とその第 1 項 (青) と第 2 項 (橙) のプラズマ径方向分布. 右：電子温度 (青・点線), イオン温度 (橙・点線), 電子密度 (青線), 中性粒子密度の相対値 (橙線) のプラズマ径方向分布. 温度は左, 電子密度は右側の目盛りを使用する. 図上部に記載の Hratio, Dratio はそれぞれ H, D, He の発光の合計に占める H, D それぞれの割合.

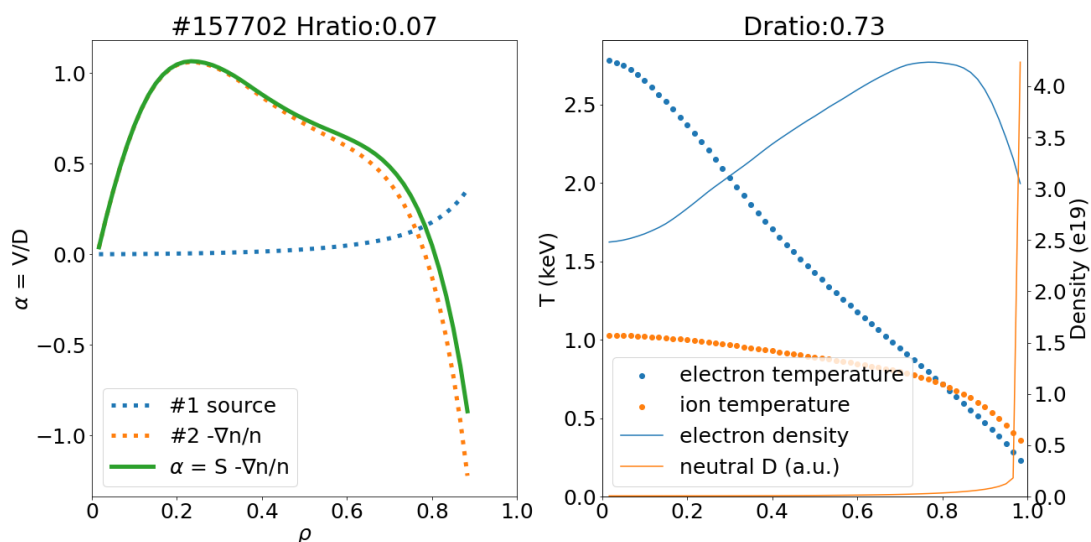


図 27 ECH 加熱重水素プラズマの、左： $\alpha = V_e/D_e$ (緑) とその第 1 項 (青) と第 2 項 (橙) のプラズマ径方向分布. 右：電子温度 (青・点線), イオン温度 (橙・点線), 電子密度 (青線), 中性粒子密度の相対値 (橙線) のプラズマ径方向分布. 温度は左, 電子密度は右側の目盛りを使用する. 図上部に記載の Hratio, Dratio はそれぞれ H, D, He の発光の合計に占める H, D それぞれの割合.

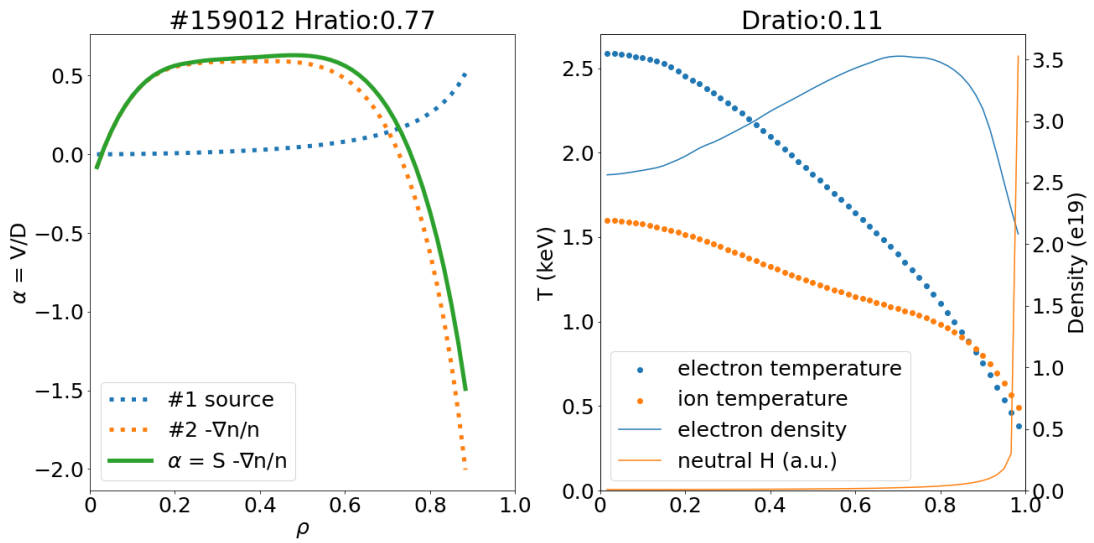


図 28 NBI 加熱軽水素プラズマの、左： $\alpha = V_e/D_e$ (緑) とその第 1 項 (青) と第 2 項 (橙) のプラズマ径方向分布. 右：電子温度 (青・点線), イオン温度 (橙・点線), 電子密度 (青線), 中性粒子密度の相対値 (橙線) のプラズマ径方向分布. 温度は左, 電子密度は右側の目盛りを使用する. 図上部に記載の Hratio, Dratio はそれぞれ H, D, He の発光の合計に占める H, D それぞれの割合.

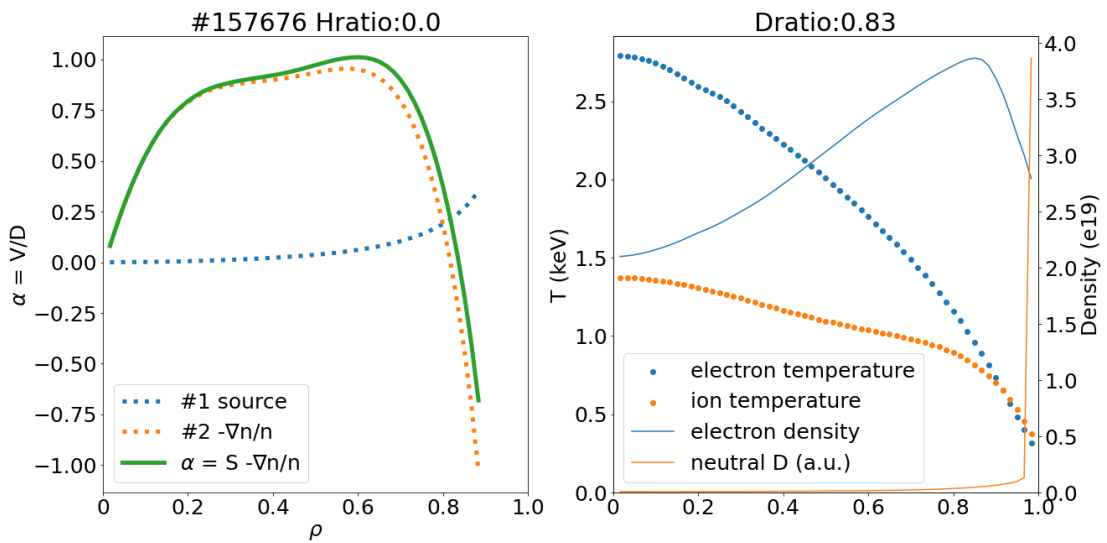


図 29 NBI 加熱重水素プラズマの、左： $\alpha = V_e/D_e$ (緑) とその第 1 項 (青) と第 2 項 (橙) のプラズマ径方向分布. 右：電子温度 (青・点線), イオン温度 (橙・点線), 電子密度 (青線), 中性粒子密度の相対値 (橙線) のプラズマ径方向分布. 温度は左, 電子密度は右側の目盛りを使用する. 図上部に記載の Hratio, Dratio はそれぞれ H, D, He の発光の合計に占める H, D それぞれの割合.

表 2 $\alpha = V_e/D_e$ の統計回帰分析に使用したパラメータの一覧表.

パラメータ名	パラメータ	最大値	最小値
主イオンの質量数	M	1	2
プラズマ平均磁場 [T]	B_{av}	1.4	2.4
$\rho = 0.5$ における電子密度 [10^{20}m^{-3}]	$n_{e0.5}$	0.10	0.58
$\rho = 2/3$ における電子密度 [10^{20}m^{-3}]	$n_{e2/3}$	0.11	0.61
$\rho = 0.9$ における電子密度 [10^{20}m^{-3}]	$n_{e0.9}$	0.09	0.60
$\rho = 0.5$ における電子温度 [keV]	$T_{e0.5}$	0.86	3.0
$\rho = 2/3$ における電子温度 [keV]	$T_{e2/3}$	0.66	2.3
$\rho = 0.9$ における電子温度 [keV]	$T_{e0.9}$	0.33	1.2

NBI加熱プラズマについても、同程度の密度・パワーである軽水素プラズマの $\alpha = V_e/D_e$ の分布を図 28 に、重水素プラズマを図 29 に示す。

図 28 と図 29 を比較しても ECH 加熱プラズマと同様の傾向がみられる。温度分布は類似しているが電子密度は重水素の方が hollow な分布となっており、中性粒子は重水素の方が外側に局在している。また、 $\alpha = V_e/D_e$ については、NBI 加熱プラズマの図 28 と図 29 では全体的には重水素の方が大きい。

次に、 $\rho = 0.5$ 、 $\rho = 2/3$ 、 $\rho = 0.9$ の各地点における $\alpha = V_e/D_e$ について以下の 4 つのパラメータを用いて統計回帰分析を行った。パラメータの範囲については表 2 に示した。

- M ：主イオンの質量数
この解析では、軽水素プラズマと重水素プラズマの 2 種類に分けて解析を行ったため、平均質量数ではなく主イオンの質量数を使用する。軽水素 (1) もしくは重水素 (2)。
- B_{av} ：プラズマ平均磁場
磁気軸上の磁場は $B = 1.64$ Tまたは 2.75 Tであるが、ECH の場合は全て 2.75 Tのため回帰統計解析のパラメータからは除外した。NBI については、プラズマ全体の磁場を平均した値を使用している。
- n_e ：解析対象地点における密度
トムソン散乱計測による。 $\rho = 0.5$ 、 $\rho = 2/3$ 、 $\rho = 0.9$ の密度はそれぞれ、 $n_{e0.5}$ 、 $n_{e2/3}$ 、 $n_{e0.9}$ のように記述する。
- T_e ：解析対象地点における電子温度
トムソン散乱計測による。 $\rho = 0.5$ 、 $\rho = 2/3$ 、 $\rho = 0.9$ の温度はそれぞれ、 $T_{e0.5}$ 、 $T_{e2/3}$ 、 $T_{e0.9}$ のように記述する。

ECH 加熱プラズマのデータセットは軽水素プラズマが 57 ケース、重水素プラズマが 39 ケースで合計 96 ケースから構成され、NBI 加熱プラズマのデータセットは軽水素プラズマが 105 ケース、重水素プラズマが 124 ケースで合計 229 ケースから構成される。

ただし、 $\alpha = V_e/D_e$ は図 26 から図 29 に示したように、負の値もとりうる。多くのケースで $\rho =$

0.5, $\rho = 2/3$ では $\alpha = V_e/D_e$ が正, $\rho = 0.9$ では $\alpha = V_e/D_e$ が負であったため, 各地点において正負の外れ値を削除した. すなわち, $\rho = 0.5, \rho = 2/3$ では $\alpha = V_e/D_e$ が正のデータのみで解析し, $\rho = 0.9$ では $\alpha = V_e/D_e$ が負のデータのみで解析した. $\rho = 0.9$ では $\alpha = V_e/D_e$ が負のため, $\alpha = V_e/D_e$ の絶対値を取ってからその対数を使用して回帰を行っている.

まず, ECH 加熱プラズマの $\rho = 0.5$ における $\alpha = V_e/D_e$ の統計回帰分析結果を式(3.2.13)に示す. 対数の線形回帰の R^2 は 0.36 である.

$$\alpha \propto M^{1.1 \pm 0.2} n_{e0.5}^{-0.00 \pm 0.29} T_{e0.5}^{-0.20 \pm 0.38} \quad (3.2.13)$$

$\rho = 2/3$ における $\alpha = V_e/D_e$ の統計回帰分析結果を式(3.2.14)に示す. 対数の線形回帰の R^2 は 0.78 である.

$$\alpha \propto M^{2.3 \pm 0.2} n_{e2/3}^{0.74 \pm 0.29} T_{e2/3}^{1.3 \pm 0.4} \quad (3.2.14)$$

$\rho = 0.9$ における $\alpha = V_e/D_e$ の統計回帰分析結果を式(3.2.15)に示す. 対数の線形回帰の R^2 は 0.59 である.

$$|\alpha| \propto M^{-1.1 \pm 0.1} n_{e0.9}^{0.50 \pm 0.16} T_{e0.9}^{0.06 \pm 0.21} \quad (3.2.15)$$

M の効果は $\rho = 0.5, \rho = 2/3$ で正の方向となっている. これは, 図 26 から図 29 から得た, 重水素の方が $\alpha = V_e/D_e$ が大きいという結果と一致する. $\rho = 0.9$ では負の効果となっているが, これは負の $\alpha = V_e/D_e$ の絶対値が小さくなるという意味であるため重水素の方が $\alpha = V_e/D_e$ が大きくなることに変わりはない. 密度と温度については効果が大きい地点とそうでない地点がある. $\rho = 2/3$ では比較的効果が大きく, そのためか R^2 が高くなっている.

次に, NBI 加熱プラズマの $\rho = 0.5$ における $\alpha = V_e/D_e$ の統計回帰分析結果を式(3.2.16)に示す. 対数の線形回帰の R^2 は 0.57 である.

$$\alpha \propto M^{0.01 \pm 0.06} B_{av}^{-1.0 \pm 0.2} n_{e0.5}^{-0.28 \pm 0.07} T_{e0.5}^{1.7 \pm 0.2} \quad (3.2.16)$$

$\rho = 2/3$ における $\alpha = V_e/D_e$ の統計回帰分析結果を式(3.2.17)に示す. 対数の線形回帰の R^2 は 0.49 である.

$$\alpha \propto M^{0.63 \pm 0.11} B_{av}^{-2.4 \pm 0.3} n_{e2/3}^{-0.24 \pm 0.12} T_{e2/3}^{2.4 \pm 0.3} \quad (3.2.17)$$

$\rho = 0.9$ における $\alpha = V_e/D_e$ の統計回帰分析結果を式(3.2.18)に示す. 対数の線形回帰の R^2 は 0.45 である.

$$|\alpha| \propto M^{-1.2 \pm 0.2} B_{av}^{2.9 \pm 0.5} n_{e0.9}^{0.68 \pm 0.19} T_{e0.9}^{-1.1 \pm 0.4} \quad (3.2.18)$$

M は ECH 加熱プラズマと同様, $\rho = 0.5, \rho = 2/3$ で正の効果, $\rho = 0.9$ では負の効果を持つという結果であり, 重水素の方が $\alpha = V_e/D_e$ が大きいことになる. 磁場や密度, 温度も $\rho = 0.5, \rho = 2/3$ における効果と $\rho = 0.9$ における効果が逆であり, これは前述の通り $\rho = 0.9$ における負の $\alpha = V_e/D_e$ の絶対値が小さくなるという意味であり一貫していると言える.

以上の結果は単体で見れば回帰としては精度が低いものの, 全体として見れば重水素の方が $\alpha = V_e/D_e$ が大きいという結果を得た. では実際に, 同じ磁場・同じ温度分布・同じ密度分布のプラズマにおいて軽水素と重水素でどのような違いが出るか比較する. 磁場は磁気軸上の磁場が2.75 Tの場合, $B_{av} = 2.4$ とし, 温度は $\rho = 0.5, \rho = 2/3, \rho = 0.9$ でそれぞれ2, 1.5, 1 keVとする. 密度分布は軽水素と重水素で異なるが, ここではその影響を除くため全地点で $0.2[10^{20} \text{m}^{-3}]$ とした.

これらの条件の下, ECH 加熱プラズマの $\alpha = V_e/D_e$ 分布を式(3.2.13)・式(3.2.14)・式(3.2.15)に従って計算した結果を図 30 に示した.

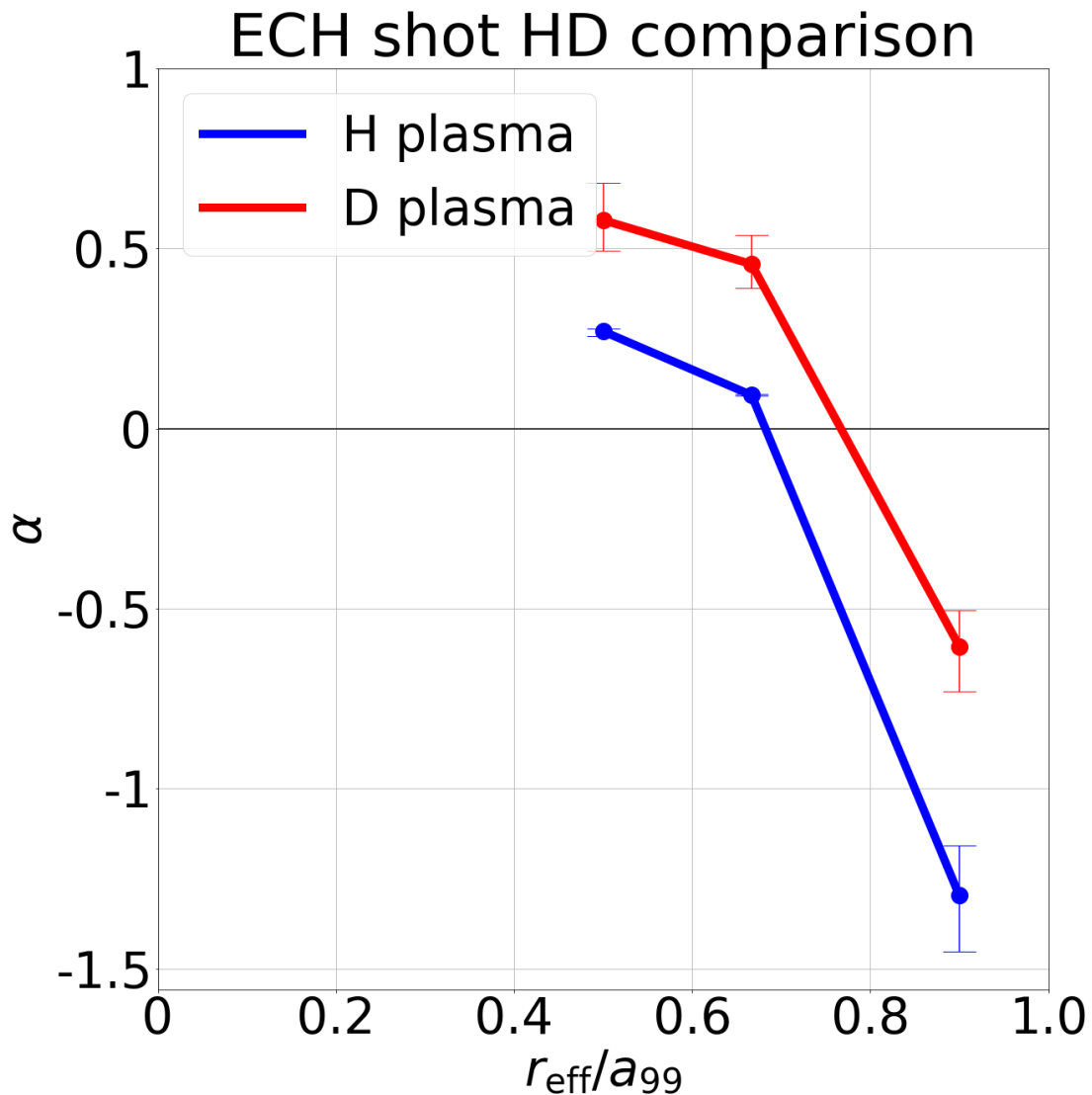


図 30 統計回帰分析結果に基づく ECH 加熱プラズマの $\alpha = V_e/D_e$ 分布. 温度は $\rho = 0.5$, $\rho = 2/3$, $\rho = 0.9$ でそれぞれ 2, 1.5, 1 keV とする. 密度分布は全地点で $0.2[10^{20}\text{m}^{-3}]$ とした.

図 30 を見ると, 式(3.2.13)・式(3.2.14)・式(3.2.15)の質量の効果により明らかに重水素プラズマの方が軽水素プラズマより $\alpha = V_e/D_e$ が高い.

ECH 加熱プラズマと同じ条件の下, NBI 加熱プラズマの $\alpha = V_e/D_e$ 分布を式(3.2.16)・式(3.2.17)・式(3.2.18)に従って計算した結果を図 31 に示した.

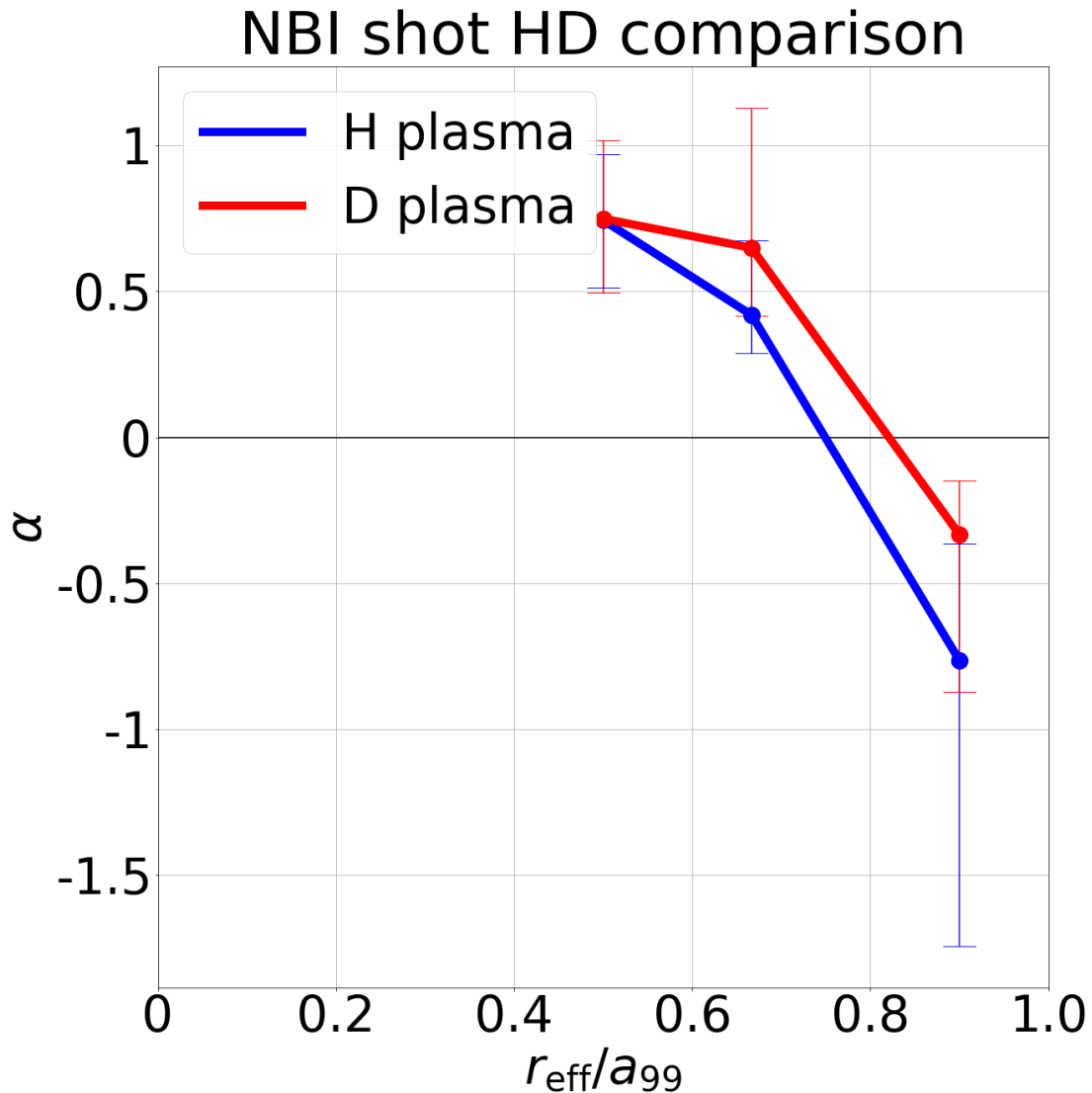


図 31 統計回帰分析結果に基づく NBI 加熱プラズマの $\alpha = V_e/D_e$ 分布. $B_{\text{av}} = 2.4$ とし, 温度は $\rho = 0.5$, $\rho = 2/3$, $\rho = 0.9$ でそれぞれ 2, 1.5, 1 keV とする. 密度分布は全地点で $0.2 [10^{20} \text{m}^{-3}]$ とした.

図 31 では $\rho = 0.5$ において少し軽水素プラズマの方が重水素プラズマより $\alpha = V_e/D_e$ が高いがほぼ差はない. $\rho = 2/3$, $\rho = 0.9$ では ECH 加熱プラズマと同様に明らかに重水素プラズマの方が軽水素プラズマより $\alpha = V_e/D_e$ が高い.

拡散係数を軽水素プラズマと重水素プラズマで比較した研究では, $\rho = 0.6$ から $\rho = 0.8$ の領域で明確な差がないとされている [32]. 重水素プラズマの方が軽水素プラズマより $\alpha = V_e/D_e$ が高いことから, 拡散係数が重水素プラズマと軽水素プラズマで等しく正であると仮定すると, 重水素プラズマの外向き対流が軽水素プラズマより強い, もしくは内向き対流が弱いことを意味する. この対流の違いが, 重水素プラズマの軽水素プラズマより Hollow な分布が形成されていると考えられる.

4. ペレット入射に対する過渡応答

4.1 同位体密度の減衰時間

本章では、プラズマに対してペレットを入射した場合の過渡応答について解析した結果について述べる。図 32 のように、赤い縦線で示したタイミングのペレット入射により、電子密度（図 32 の 2 段目）とペレットで入射した同位体密度（図 32 の左では 4 段目、右では 5 段目）が急増した後に指数関数的に減衰していることが分かる。

ペレット入射に対する過渡応答が指数関数的に減衰するのは、拡散方程式から示される。

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n \quad (4.1.1)$$

式(4.1.1)の密度 n を、時間による関数 $T(t)$ と空間による関数 $S(\mathbf{r})$ に分離するために $n(\mathbf{r}, t) = T(t)S(\mathbf{r})$ とすると、以下のように変形できる。

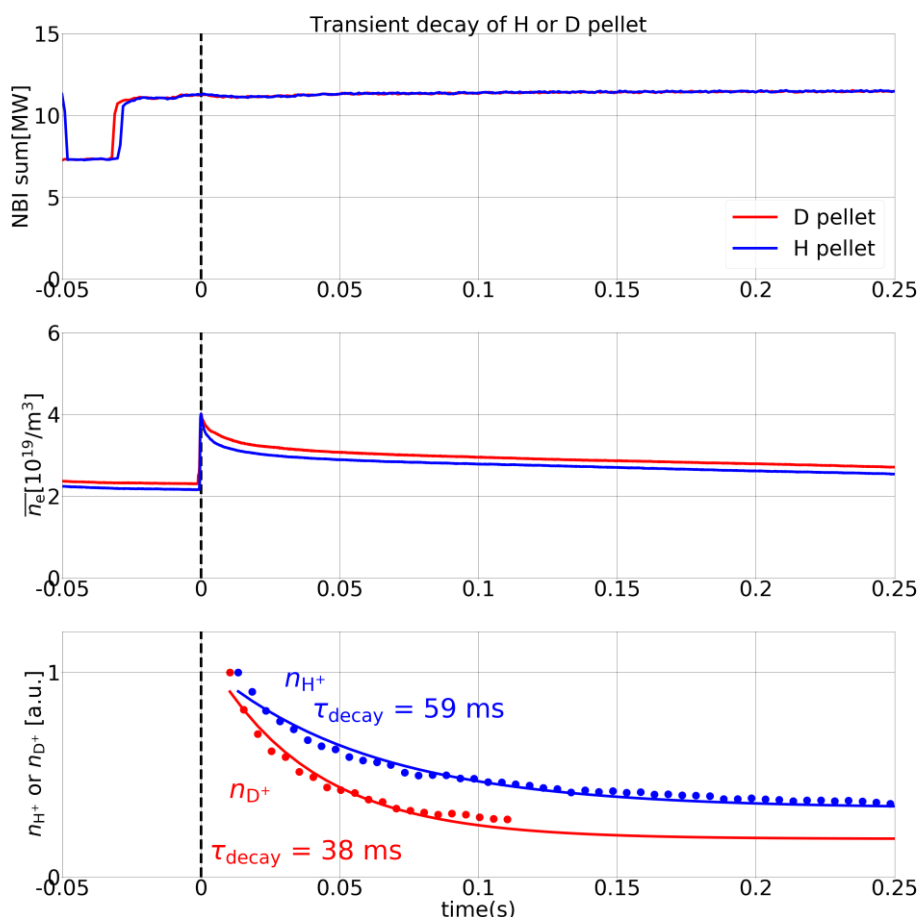


図 32 非定常プラズマペレット入射の実験波形例。青：軽水素ペレット入射時，赤：重水素ペレット入射時。上から、パワー入射，線平均電子密度，ペレットで入射した同位体密度（青：水素ペレット入射時の n_{H^+} ，赤：重水素ペレット入射時の n_{D^+} ）のそれぞれ時間変化を表す。

$$S \frac{dT}{dt} = DT \nabla^2 S \quad (4.1.2)$$

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dt} = \frac{D}{S} \nabla^2 S \quad (4.1.3)$$

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{T}{\tau} \quad (4.1.4)$$

$$T = T_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.1.5)$$

よって、この減衰時間 τ が減衰の特徴量といえる。

そのため、非定常プラズマのペレット入射過渡応答解析では、同位体密度の減衰時間 τ_{decay} [s] を使用する。軽水素ペレット入射の場合、軽水素イオン密度 $H^+(t)$ の τ_{decay} は最小二乗法を使用した以下の式によるフィッティングで求める。

$$H^+(t) = a \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{\text{decay}}}} + b \quad (4.1.6)$$

パラメータ a と τ_{decay} はフィッティングから求め、 b は減衰後の密度の値を使用する。

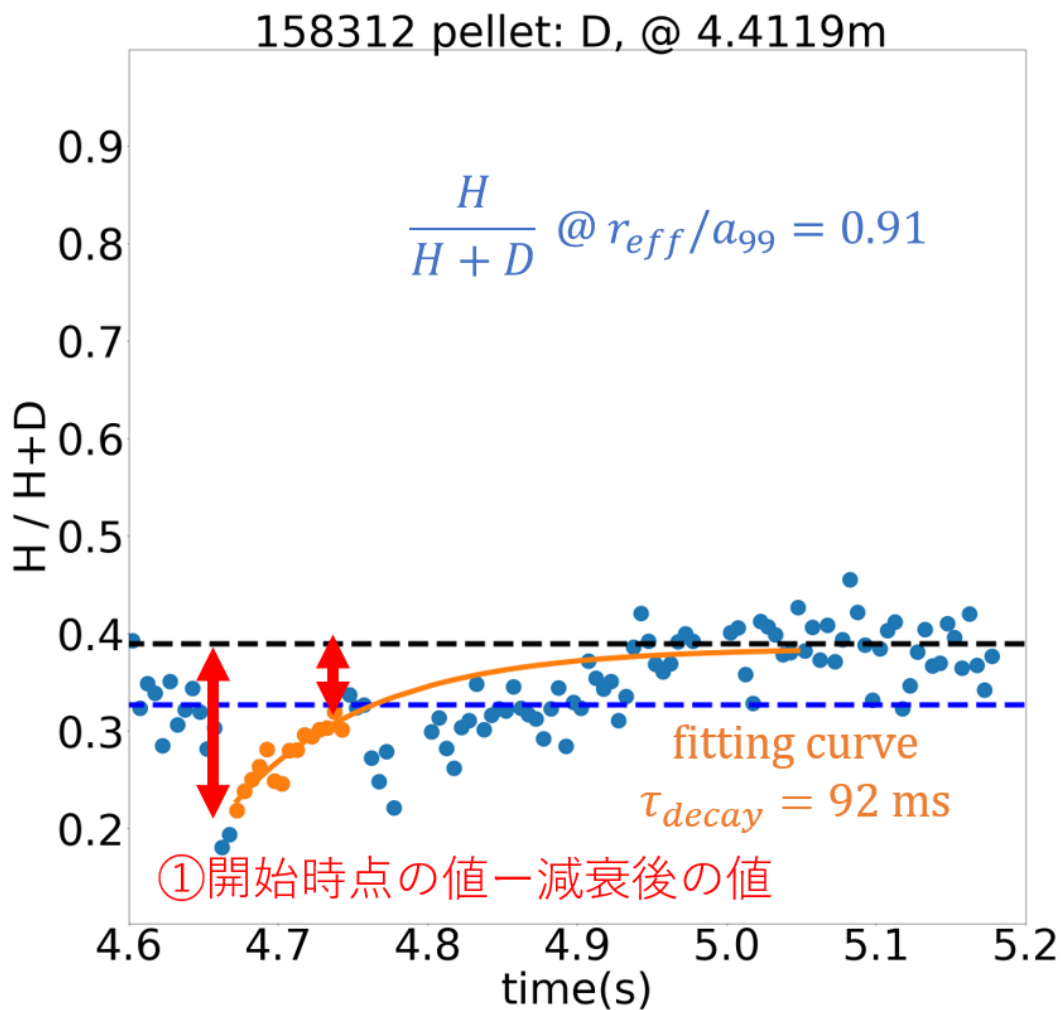


図 33 D ペレット入射時軽水素イオンの軽水素と重水素の合計に対する割合 $n_{H^+}/(n_{H^+} + n_{D^+})$ の時間変化。

表 3 τ_{decay} の統計回帰分析に使用したパラメータの一覧表.

パラメータ名	パラメータ	最大値	最小値
ペレットで入射した同位体の質量数	M_{pellet}	1	2
軽水素発光と重水素発光の合計に対する軽水素発光の割合	$H_{\alpha}/(H_{\alpha} + D_{\alpha})$	0.18	0.83
プラズマ中心電子温度 [keV]	T_{e0}	1.5	3.5

なお、イオン密度はプラズマ外側の地点（小半径 $r = 4.4119$ m, ρ の平均値は約 0.9）で計測した。この地点は他の地点に比べてデータの精度が高いため使用した。また、ペレット入射前後の密度変化を示す図 34 を見ると $r = 4.4119$ m はペレット入射による密度増加のピークと近い。

ただし、フィッティングに使用する $H^+(t)$ の範囲を決定するにあたり、ペレット入射直後のデータは誤差が大きく磁気面状の輸送があることと、ペレット入射から時間が経過するにつれて粒子輸送の大部分をペレット入射の過渡応答とは言えなくなることに留意する必要がある。具体的なペレット入射の過渡応答以外の粒子輸送としては、ペレットによって供給された粒子がプラズマから放出され、壁付近から再びプラズマに供給されるリサイクリングが挙げられる。

以上から、フィッティングに使用する $H^+(t)$ の範囲の開始時点はペレット入射時点（線平均電子密度のピーク時間）より後の 3 点目（ペレット入射後、10ms から 15ms 未満の間の計測時点）の b-CXRS とする。すなわち、ペレット入射直後 2 時点（ペレット入射後 10ms 間）は使用しないこととした。ただし、ペレットで入射していない方のイオンの密度が負となっているなど、ペレット入射による計測のエラーが出ていると判断されるデータが開始時点となっている場合はその時点を除外し、その次以降でエラーが出ていない最初の時点を開始時点としている。

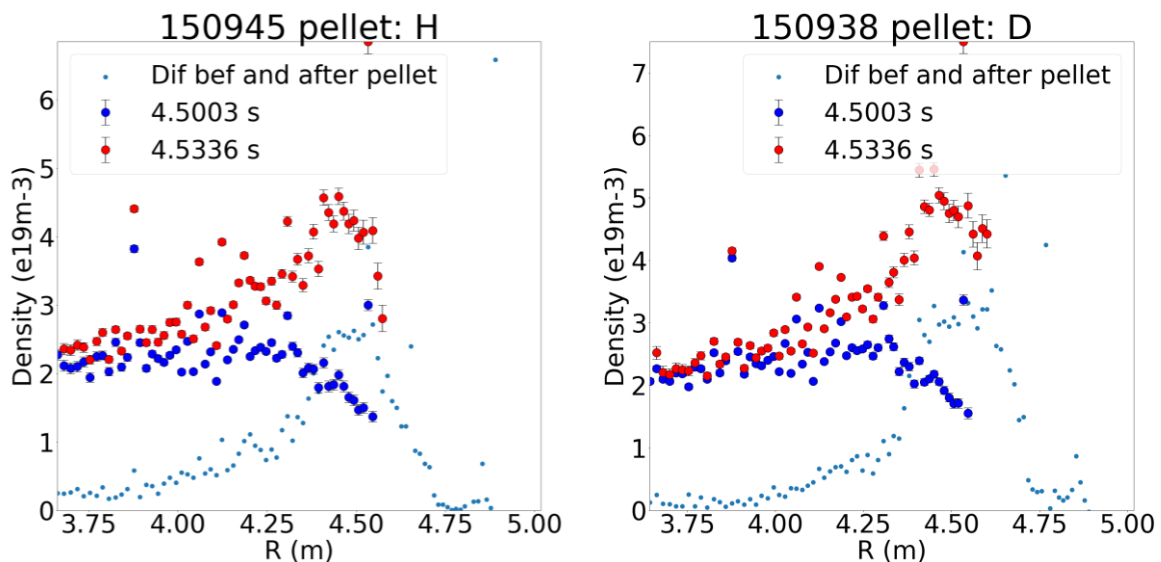


図 34 ペレット入射前後の電子密度分布の変化。左：軽水素ペレット入射時、右：重水素ペレット入射時。エラーバーのついた青点がペレット入射前の密度分布を表し、赤点がペレット入射後の密度分布を表す。小さい青点はその差分である。

そして、終了時点を決定するために軽水素イオンの軽水素と重水素の合計に対する割合 $n_{H^+}/(n_{H^+} + n_{D^+})$ を使用する。図 33 のように、ペレットを入射することで $n_{H^+}/(n_{H^+} + n_{D^+})$ は大きく変化し、減衰後徐々に変動が小さくなる。ペレット入射後 300ms 程度で減衰が収まると考え、ペレット入射後 300ms から 400ms までの範囲の $n_{H^+}/(n_{H^+} + n_{D^+})$ の平均値を「減衰後の値」とする。 $n_{H^+}/(n_{H^+} + n_{D^+})$ と減衰後の値の差分が、開始時点の $n_{H^+}/(n_{H^+} + n_{D^+})$ と減衰後の同位体密度の差分の $1/2e$ (e はネイピア数) を下回った点を終了時点として使用する。また、フィッティングに使用する減衰後の密度の値 b はペレット入射後 300ms から 400ms までの範囲の平均値である。

式(4.1.6)のフィッティングで求めた同位体密度の減衰時間 τ_{decay} について、以下の 3 つのパラメータを用いて統計回帰分析を行った。パラメータの範囲については表 3 に示した。

- M_{pellet} : ペレットで入射した同位体の質量数
軽水素 (1) もしくは重水素 (2)。
- $H_{\alpha}/(H_{\alpha} + D_{\alpha})$: プラズマ全域の軽水素の発光量の軽水素と重水素の合計に対する割合
ペレット入射後最初の観測時点における値とフィッティング範囲の終了時点に最も近い観測時点における値の平均値を使用した。これは、b-CXRS (5ms 間隔) に比べ観測タイミングの間隔が大きいためである。軽水素の発光 H_{α} と重水素の発光 D_{α} は多視線における計測値の合計である。
- T_{e0} : プラズマ中心電子温度
トムソン散乱計測による。ペレット入射後最初の観測時点における値とフィッティング範囲の終了時点に最も近い観測時点における値の平均値を使用した。

以上のパラメータの関係を図 35 に示す。また、パラメータと同位体密度の減衰時間 τ_{decay} の関係を図 36 に示す。青は軽水素ペレット入射、赤は重水素ペレット入射のデータを示す。

ペレット入射のデータセットは軽水素ペレット入射が 75 ケース、重水素ペレット入射が 73 ケースで合計 148 ケースから構成される。

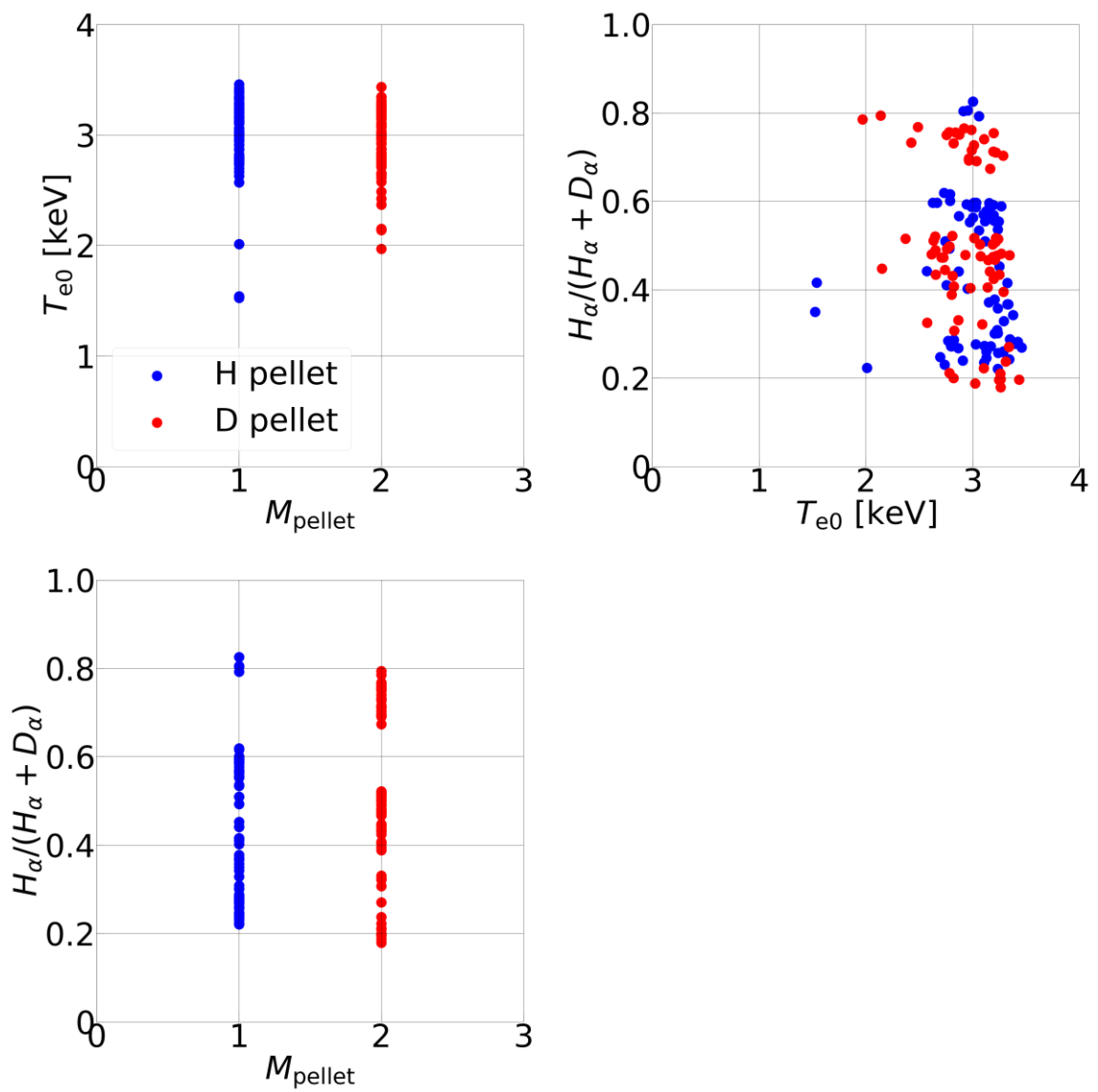


図 35 ペレット入射の過渡応答の減衰時間 τ_{decay} の統計解析分析に使用したパラメータ同士の関係. 青は軽水素ペレット入射時, 赤は重水素ペレット入射時のデータを示す.

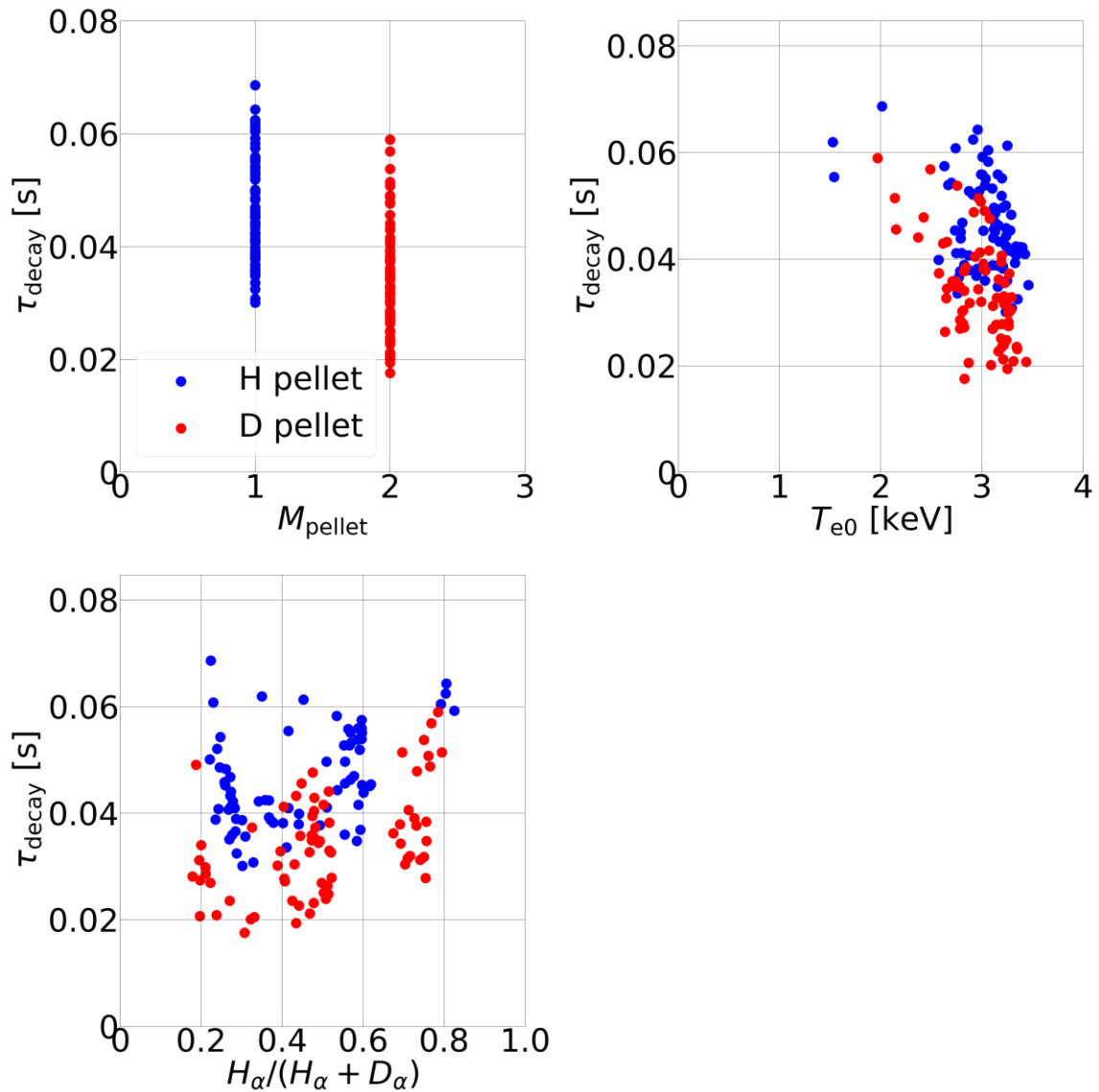


図 36 ペレット入射の過渡応答の各パラメータと τ_{decay} の関係。青は軽水素ペレット入射時、赤は重水素ペレット入射時のデータを示す。

定常プラズマ解析においては加熱吸収パワーを使用した。ペレットの減衰時間の解析では密度等が大きく変動するため加熱吸収パワー計算は困難であり、吸収パワーの代替としてプラズマ電子温度を使用した。

なお、統計回帰分析は τ_{decay} を含むすべてのパラメータの対数を取った後、最小二乗法を用いた線形回帰を行っており、得られたパラメータ推定値（係数）をスケーリング則の次数として使用した。

ペレット入射後の過渡応答の減衰時間 τ_{decay} の統計回帰分析結果を式(4.1.7)に示す。対数の線形回帰の R^2 は 0.52 であり、スケーリング則として実数値に直したときの R^2 は 0.49 である。また、次数の \pm 以降の値は標準誤差を示す。

$$\tau_{\text{decay,scl}} = 0.12 \pm 0.02 \cdot M_{\text{pellet}}^{-0.52 \pm 0.05} T_{\text{e0}}^{-0.73 \pm 0.13} H_{\alpha} / (H_{\alpha} + D_{\alpha})^{0.21 \pm 0.04} \quad (4.1.7)$$

このスケーリング則について、縦軸実験値、横軸にスケーリング則によって求められる τ_{decay} として図示したのが図 37 である。

この式から、軽水素ペレットより重水素ペレットの方が減衰時間は短い、すなわち粒子閉じ込めが悪いことが分かる。また、温度が高いほど減衰時間は短く、発光に占める軽水素の割合が高いほど減衰時間が長くなっていることが分かる。

加熱吸収パワーの代替として使用したプラズマ中心電子温度についても、定常プラズマのグローバル粒子閉じ込め時間の回帰結果で加熱吸収パワーが持つ負の効果と同様の傾向がある。

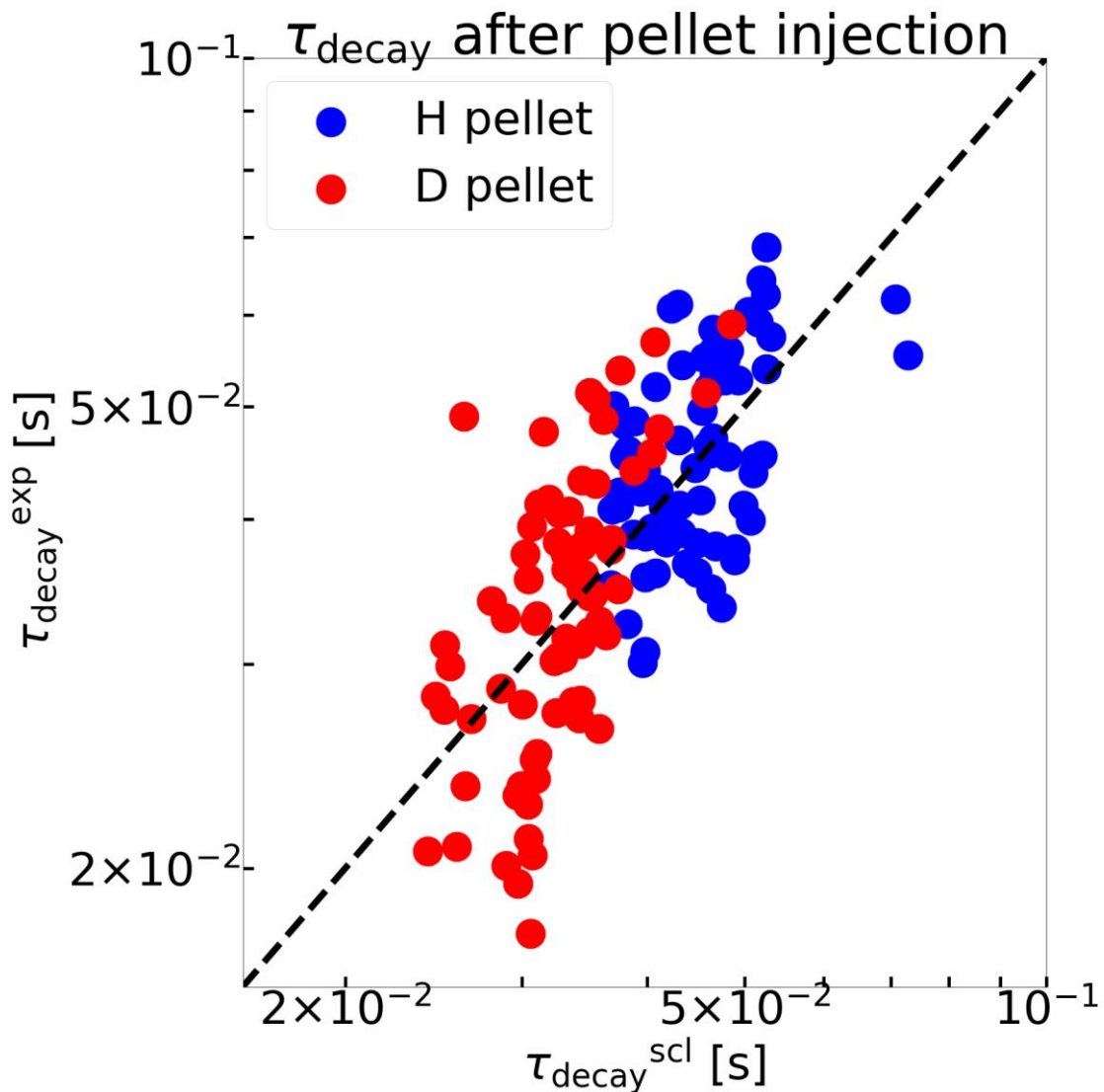


図 37 ペレット入射過渡応答の減衰時間 τ_{decay} の実験値(縦軸)とスケーリング則による値 $\tau_{\text{decay,scl}}$ (横軸)の関係。青は軽水素ペレット、赤は重水素ペレットのデータを示す。縦軸横軸ともに対数スケールとなっている。

5. 結論

本研究では磁場閉じ込め高温プラズマ内の粒子閉じ込め特性に対し、イオン質量による異同の有無、すなわち同位体効果を検証するため大型ヘリカル装置 LHD における実験を行い、その結果の解析を行った。本研究で得られたグローバル粒子閉じ込め時間と過渡応答の密度減衰時間についての回帰統計解析結果を整理すると以下のようになる。

NBI プラズマ	$\tau_{p,scl}^{NBI} \propto M^{-0.75} B_{av}^{1.33} \bar{n}_e^{0.22} P_{abs}^{-1.05}$
ECH プラズマ	$\tau_{p,scl}^{ECH} \propto M^{-0.71} \bar{n}_e^{-0.00} P_{abs}^{-0.73}$
ペレット減衰時間	$\tau_{decay,scl} \propto M_{pellet}^{-0.52} T_{e0}^{-0.73} H_{\alpha}/(H_{\alpha} + D_{\alpha})^{0.21}$

本研究で求めた上記3つのスケーリング則について、ペレット質量数 M_{pellet} とプラズマの平均質量数 M は共通して負の効果があることが分かった。定常プラズマへのガスパフによる燃料供給では、軽水素よりも重水素の方が、熱速度が小さい ($1/\sqrt{2}$ 倍) ことに起因して、重水素の方が中性原子のプラズマへの侵入長が短く、コアプラズマへの燃料供給には寄与しないスクレープ・オフ・レーヤ (SOL: Scrape-Off Layer) での発光が大きいと考えられる。したがって、定常プラズマにおけるグローバル粒子閉じ込めの評価に当たっては、真空容器内の粒子バランスということでは正しいものの、コアプラズマ中の輸送・閉じ込めという観点からは粒子源の差異を過大評価することが、質量数 M への負の効果に現れている可能性がある。この疑義に対しては、コアプラズマ中の粒子輸送を反映しているペレット入射過渡応答の減衰時間については、 $H_{\alpha}/(H_{\alpha} + D_{\alpha})$ も軽水素の割合という意味で質量の効果と同種ととらえられ、質量数 M への負の効果が確認できることから、定常プラズマにおけるグローバル粒子閉じ込め時間および密度減衰に対する過渡応答を対象とした2種類の解析結果は整合しているといえる。このことは粒子閉じ込めに対するイオン質量がもたらす同位体効果についてロバストな性質があることを示している。

次に、大型ヘリカル装置におけるプラズマ中の熱輸送を反映するエネルギー閉じ込め時間

$$[15] \quad \tau_{E,th} \propto M^{0.00} B^{0.84} n_{19}^{0.76} P_{abs}^{-0.87}$$

との比較では、磁場および加熱パワー (プラズマ温度) に対する依存性は類似しているものの、質量数および密度に対する依存性は有意に異なるということが分かった。より包括的なトカマクプラズマとの比較では、質量数 M に見られる同位体効果は逆になり、さらに際立った違いを見せている一方、密度依存性に見られる違いと磁場および加熱パワーに見られる類似性は共通している。これらの観測の異同の同定は体系的、包括的な輸送・閉じ込めの理解に資するものである。

また、局所的な粒子輸送を見るためにピンチ速度と粒子拡散係数の比を、密度勾配とプラズマの粒子源となる中性粒子密度分布から求めた。ピンチ速度を粒子拡散係数で割った値は重水素の方が特に周辺部で大きいことが分かった。他研究 [32] で示唆されているように、粒子拡散係数は軽水素 H と重水素 D で大きな違いがないとすれば、重水素の方が軽水素より大きな外向き対流が起きていることになる。これによって重水素密度分布は軽水素より hollow な分布となっていることが説明できる。

本研究から水素同位体の質量が大きいほど粒子閉じ込めが悪く、その劣化は外向き対流速度の増大によるものであるという知見が導かれる。これを次世代の核融合燃焼実験で用いられる重水素と三重水素に外挿した場合、重水素と三重水素の分布を含めた割合を最適化するためには、重水素と三重水素個別の燃料供給法などの制御が必要となることが示唆される。水素同位体とは異種イオンであるヘリウム灰の排気も合わせた核融合炉燃料制御運転の最適化シナリオのためには、本研究で示された粒子閉じ込めに対する同位体効果をもたらす物理機構の解明が課題となる。

謝辞

修士2年間の研究において、ご指導いただいた山田弘司教授に深く感謝申し上げます。

初めの1年はNIFSのある岐阜と柏キャンパスで遠隔という形で、また新型コロナウイルスの影響で最後も遠隔という形になってしまいましたが、とても親身にご指導いただきました。私の見通しが甘くご迷惑をおかけすることが何度もありましたが、そのたびに修正していただきました。2年間大変お世話になりました。

山田先生にご紹介いただき、核融合科学研究所の居田克巳教授、坂本隆一教授、吉沼幹朗助教、本島巖准教授、田中謙治教授、京都大学の藤井恵介助教には、普段の研究だけでなく、学会発表の際には共同研究者としてもご指導いただきました。九州大学田中研究室博士1年の木下稔基氏は私と同じテーマに対して違うアプローチをされており、学会等で議論させていただきました。また、核融合科学研究所の先生方にはLHDにおける実験の際にも大変お世話になりました。特に居田先生にはバルク荷電交換分光法に関して様々なことをご指導いただき、坂本先生には共同研究所内世話人として実験時には非常にお世話になりました。皆様のご指導なくして研究をすることはできませんでした。ありがとうございます。

学生生活においては、先端エネルギー工学専攻事務室の山崎弘美様、橋本由紀子様、吉田・齋藤研究室の北山今日子様到大変お世話になりました。

また、山田研究室を昨年度卒業された河合智賀氏、宮前健人氏にもたくさんのことを学びました。宮前健人氏とは出張で一緒することも多く、お世話になりました。

最後に、山田研究室唯一の先輩である博士2年の横山達也氏に御礼申し上げます。学部生として小川研究室に所属していたときも含めて3年間で、研究に対する姿勢から文章校正、プログラミングに至るまで様々なことを教えていただき、学ばせていただきました。学生が2人しかいない研究室で、ときに助教がやるような仕事までされていましたが、きっと来年も続くことでしょう。博士論文研究の成功も陰ながら応援させていただきます。

学会発表がリモートとなってしまうたり、なかなか研究室に行けない日々が続いたり通常と異なる研究生活ではありましたが、その中で研究を続けることができたのはここに名前を挙げさせていただいた方も含め、お世話になった皆様方のおかげです。ここで学んだことを胸に、これからの社会人生活を歩んでいきたいと思えます。

皆様、大変お世話になりました。ありがとうございました。

参考文献

- [1] 理化学研究所, “LLFP 核変換 高レベル放射性廃棄物の大幅な低減・資源化を目指す”, 理研ニュース, No. 435, pp. 2-3 (2017).
- [2] ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), <https://www.iter.org>.
- [3] IAEA (International atomic energy agency), “mass16.txt”, <https://www-nds.iaea.org/amdc/ame2016/mass16.txt>.
- [4] 相良明男, 後藤拓也, 御手洗修, プラズマ・核融合学会誌 89, 359 (2013).
- [5] プラズマ・核融合学会, “プラズマ・核融合学会誌 特集/テキスト 核融合炉”, 87 (2011).
- [6] K. Tobita et al., Fusion Engineering and Design, 136, 1024 (2018).
- [7] 宮本健郎, プラズマ物理の基礎, 朝倉書店, (2014).
- [8] F. F. Chen, “プラズマ物理入門”, 内田岱二郎訳, 丸善出版, (2012).
- [9] 横山雅之, プラズマ・核融合学会誌 76, 1176 (2000).
- [10] D. Bohm in The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Field, edited by A. Guthrie and R. K. Wakerling, McGraw-Hill Book Company, New York (1949).
- [11] Kaye and Laby Online (2005) Tables of Physical & Chemical Constants, 16th edn. 2.1.4 Hygrometry Version 1.0., <http://www.kayelaby.npl.co.uk/>.
- [12] 小川雄一, プラズマ・核融合学会誌 77, 52 (2001).
- [13] P. Yushmanov et al., Nuclear Fusion 30, 1999 (1990).
- [14] ITER Physics Expert Group on Confinement and Transport et al., Nuclear Fusion 39, 2175 (1999).
- [15] H. Yamada et al., Phys. Rev. Lett. 123, 185001 (2019).
- [16] T. C. Luce, C. C. Petty and J. G. Cordey, Plasma Physics and Controlled Fusion 50, 043001 (2008).
- [17] J. Garcia et al., Nuclear Fusion 59, 086047 (2019).
- [18] K. Tanaka et al., Nuclear Fusion 59, 126040 (2019).
- [19] Special Issue, Fusion Science and Technology 58 (2010).
- [20] M. Osakabe et al., Fusion Science and Technology 72 199 (2017).
- [21] “プレスリリース 自然科学研究機構 核融合科学研究所 重水素によってプラズマ性能が向上する「同位体効果」が発現,” https://www.nifs.ac.jp/press/190610_001.html.
- [22] K. Ida et al., Rev. Sci. Instru. 90 093503 (2019).
- [23] “ 荷 電 交 換 分 光 計 測 , ” NIFS, <http://kaiseki-dev.lhd.nifs.ac.jp/documents/diagnostics/CXS.pdf>.

- [24] 坂本瑞樹, プラズマ・核融合学会誌 84, 918 (2008) .
- [25] K. Fujii et al., Nuclear Fusion 55 063029 (2015).
- [26] P. C. Stangeby and G. M. McCracken, Nuclear Fusion 30, 1225 (1990).
- [27] M. Yokoyama et al., Plasma Fusion Res. 8, 2403016 (2013).
- [28] R. Seki et al., Plasma Fusion Res. 6, 2402081 (2011).
- [29] S. Niikura, M. Nagami and H. Horiike: Fusion Engineering and Design 6, 181 (1988).
- [30] H. Takenaga et al., Nuclear Fusion 48, 075004 (2008).
- [31] Summers, H. P. (2004) The ADAS User Manual, version 2.6, <http://www.adas.ac.uk>.
- [32] T. Kinoshita et al., Plasma Physics and Controlled Fusion to be submitted.

関連業績

国際会議における発表

ポスター発表，査読無し

1. ○Naoto Imagawa, Hiroshi Yamada, Kento Miyamae, Tatsuya Yokoyama, Katsumi Ida, Ryuichi Sakamoto, Keisuke Fujii, Mikiro Yoshinuma, Gen Motojima, “Particle transport analysis by pellet injection for characterization of isotope effect in LHD”, The 28th International Toki Conference on Plasma and Fusion Research, P1-16, Toki, November 2019.
2. ○Naoto Imagawa, Hiroshi Yamada, Tatsuya Yokoyama, Katsumi Ida, Ryuichi Sakamoto, Keisuke Fujii, Mikiro Yoshinuma, Gen Motojima, Kenji Tanaka, “Characterization of Isotope Effect on Particle Transport in Large Helical Device”, 4th Asia Pacific Conference on Plasma Physics (AAPPS-DPP), MF-P8, Remote, October 2020.
3. ○Naoto Imagawa, Hiroshi Yamada, Tatsuya Yokoyama, Katsumi Ida, Ryuichi Sakamoto, Keisuke Fujii, Mikiro Yoshinuma, Gen Motojima, Kenji Tanaka, “Investigation of isotope effect on particle confinement in Large Helical Device”, The 29th International Toki Conference on Plasma and Fusion Research, Poster-1-F3-1, Remote, October 2020.
4. ○Naoto Imagawa, Hiroshi Yamada, Tatsuya Yokoyama, Katsumi Ida, Ryuichi Sakamoto, Keisuke Fujii, Mikiro Yoshinuma, Gen Motojima, Kenji Tanaka, “Statistical Analysis on Particle Confinement of Hydrogenic Ions in Large Helical Device”, 62nd Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, VP14.00009, Remote, November 2020.

国内学会における発表

ポスター発表，査読無し

1. ○今川 直人, 山田 弘司, 宮前 健人, 横山 達也, 居田 克巳, 坂本 隆一, 藤井 恵介, 吉沼 幹朗, 本島 巖, “LHD における水素同位体プラズマの粒子輸送解析” 第 36 回プラズマ・核融合学会年会, 29P27, 春日井, 2019 年 11 月.
2. ○今川 直人, 山田 弘司, 横山 達也, 居田 克巳, 坂本 隆一, 藤井 恵介, 吉沼 幹朗, 本島 巖, 田中 謙治, “LHD における密度分布および粒子閉じ込めへの同位体効果についての研究”, 第 37 回プラズマ・核融合学会年会, 3P54, 松山 (リモート), 2020 年 12 月.

受賞歴

AAPPS-DPP 2020 Poster Prize (4th Asia Pacific Conference on Plasma Physics (AAPPS-DPP), MF-P8, Remote, October 2020 において)