



小特集 先進燃料核融合研究の現状と展開

2. 先進燃料核融合プラズマ及びその核燃焼

2. Advanced-Fuel Fusion Plasmas and their Nuclear Burning

松浦 秀明

MATSUURA Hideaki

九州大学工学研究院 エネルギー量子工学部門

(原稿受付：2022年1月18日)

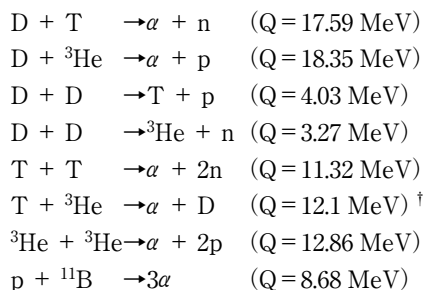
先進燃料プラズマとして従来検討が進められてきた cat-D, scat-D, DD³He, D³He プラズマ, 及び DT プラズマについて, 簡単な炉心パワーバランス解析を介した比較を通して特徴を概説する. 先進燃料プラズマ中で特に重要となる, (1)燃料イオン速度分布関数のマックスウェル分布からの歪みとその核融合反応率係数への影響, (2)高速イオン挙動やイオン加熱に対する核弾性散乱効果を例示する. 先進燃料プラズマ研究は, 核融合燃料制御・燃料サイクルの研究に直結する. 先進燃料プラズマ研究を通じた稀少核融合燃料である³He, T の消費・供給バランス研究の一面を紹介する.

Keywords:

advanced-fuel fusion plasma, nuclear burn characteristics, nuclear elastic scattering, confinement parameter, fusion fuel cycle

2.1 はじめに

反応が起きやすい(反応断面積が相対的に大きな)核融合反応としては, 下記のものが一般的であろう*.



先進燃料核融合研究と言うと, 第1世代 DT 核融合の遙か先にある研究と思われがちであるが, 上に示した反応のうち, p¹¹B 以外の反応は, DT プラズマ中で DT 反応と並行して必ず生じるものである. 又, 燃料注入や運転温度の制御により特定の反応(例えばD³He反応)割合を高めたプラズマ(いわゆる先進燃料プラズマ)においても, DT 反応は常に重要な反応であり続ける. 先進燃料核融合研究は「プラズマ燃料制御・プラズマ燃料サイクル研究」の側面を持ち, DT 核融合研究と強く関与する.

本節では, 特に重要となる(上から4つの)反応を中心に, 燃料密度・運転パラメータ制御によって生み出される複数のプラズマの特徴, 核融合燃料サイクル研究の一例を紹介する.

* その他, Li 等軽元素の核融合反応等も存在する.

† T³He 反応には複数のブランチが存在する. Q 値は代表値, 断面積はトータル値を示す.

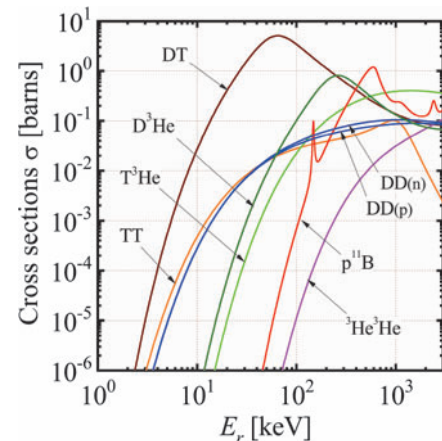


図1 核融合反応断面積(反応粒子の相対運動エネルギーの関数).

2.2 先進燃料核融合プラズマ

一般的にあらゆる核反応の反応率(単位体積単位時間当たりに生じる反応数 R [1/m³s])は, 入射粒子のフラックス ϕ [1/m²s] (密度 n_{incident} [1/m³] × 相対速度 v_r [m/s]) とターゲット粒子の密度 n_{target} [1/m³] に比例する. 比例定数を σ と書くと,

$$R = \sigma (v_r n_{\text{incident}}) n_{\text{target}} \quad (1)$$

両辺の次元の比較により, σ は「面積」の次元 m² を持つこ

となり、粒子がターゲットに照射されるイメージと併せて、これを断面積と呼ぶ。断面積は、反応の起こりやすさを表す指標であり、粒子の放出方向を問題としない場合は、反応粒子の相対速度のみの関数としてよい。単位は $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$ を使用する。図1に上述の核融合反応に対する断面積を、反応粒子の相対運動エネルギー E_r の関数として示す[1-4]。図より、反応断面積は相対運動エネルギーに対して大きな依存性を持つことがわかる。高温プラズマの粒子は幅広いエネルギー分布を持って存在するため、核融合プラズマを対象とする議論においては、速度に渡る平均値を用いるのが慣習である。反応粒子それぞれの規格化速度分布関数を重みとして、式(1)中の速度に関する部分 $\sigma(v_r)v_r$ を速度空間で平均した^主ものを核融合反応率係数 $\langle \sigma(v_r)v_r \rangle$ と呼ぶ。速度分布関数にマクスウェル分布を仮定した場合は、反応率係数は温度のみの関数となる。図2に、図1の各反応に対する反応率係数を温度の関数として示す。10~400 keV の温度領域ではDT反応が最も起こり易く、次いで D^3He 反応、DD反応はDT反応の1/100程度の反応率係数を持つ。プラズマの核燃焼状態を自己点火状態に維持するためには、プラズマ内で生じる核融合反応の自己(内部)加熱により、プラズマの温度を保持することが必要であり、自己加熱と損失パワーのバランスから、自己点火プラズマ成立のための、温度・密度・閉じ込め時間に対する条件を概算できる。DD反応を主体とするプラズマを保持するには、反応率係数が小さいことを補うため、温度(反応率係数)を高める必要があるが、その場合、低温度領域では大きな問題とならなかった放射損失(制動放射及びシンクロトロン放射によるパワー損失)が増大する。シンクロトロン放射損失は、低磁場下(磁場圧力に対するプラズマ圧力の比率(ベータ値)を高めることが可能な装置)では低減可能と考えられているが、核燃焼プラズマの維持を妨げる大きな要因であることに変わりはない。特に電荷が2以上のイオンを主燃料とする場合は、放射損失の増加は深刻である。これらの放射損失はパ

ワーバランス(核燃焼プラズマ)の成立に甚大な影響を及ぼす[5]。

ここでは、先進燃料プラズマの特徴を理解することを目的に、一例としてベータ値30%、一様かつ全粒子温度が等しく、不純物を含まない平衡状態のプラズマを仮定し、そのパワーバランスを考える[5,6]。シンクロトロン放射損失パワーはその99%が無条件に壁に反射されプラズマに戻ること、又、反応率係数にはマクスウェル分布を仮定した(図2に示した)ものを用いた。このような単純なモデルでは、純粋に重水素のみの燃料制御(注入)を施す pure-D プラズマ、DD反応より反応率係数が小さい反応を主反応とするプラズマ、電荷の大きなイオンを主燃料とするプラズマについては、上述のバランスを満足する解は図3に示す温度・密度・数秒程の閉じ込め時間の範囲内には存在しない。

従来、DDプラズマの成立性を高める方法として、cat-D(catalyzed D)燃料サイクルと呼称される核融合プラズマ概念が考えられている[7-10]。これは、DD反応で生成される ^3He 及びTを積極的にプラズマに再注入することで、それらの燃料比(D^3He 及びDT反応率)を高め、内部加熱の促進を図ろうとするものである。 ^3He (or T)を理想的に再注入した場合、その数密度は、DD反応による生成と D^3He (or DT)反応による消失のバランスで決まることとなる。再注入しない場合と比較して ^3He 及びTの平衡密度は増加し、 D^3He (or DT)反応が促進される。両者の反応率係数はDD反応のものより1~2桁大きいためその効果は甚大であり、パワーバランスを満足する解が現れる。

図3①に cat-D プラズマの自己点火条件を示す。電子に対する各イオンの密度比は、 n_D/n_e (0.77), n_T/n_e (0.007), n_α/n_e (0.025), n_p/n_e (0.025), $n_{^3\text{He}}/n_e$ (0.074) 程であり、再注入により ^3He 及びT密度が増加する。DT反応率係数は D^3He 反応より1桁高いため、Tの密度が ^3He と比べてより低下し、その結果としてDT及び D^3He 反応率係数の1桁の差に関わらず、結局 D^3He 及び DT 反応率は同程度となる。

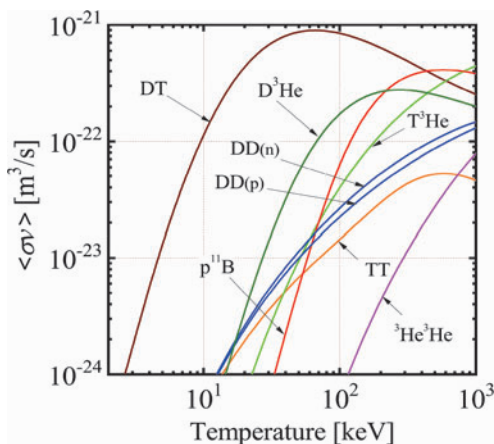


図2 核融合反応率係数(イオン分布関数にマクスウェル分布を仮定した場合)。

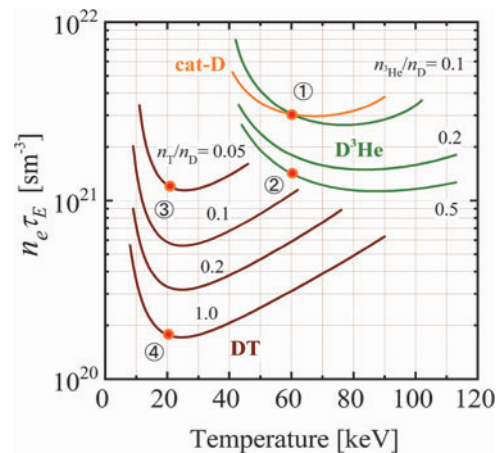


図3 cat-D, D^3He , DT プラズマに対する自己点火(炉心パワーバランス成立)条件。

主 相対速度は反応粒子種1, 2の速度ベクトルを用いて $v_r = |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|$ と記述され、反応率係数は速度空間における6重積分式で定義される。

各反応が全核融合出力へ占める割合は、DD (17%), DT (37%), D^3He (46%) である。出力構成比は、荷電粒子 (32%), 中性子 (35%), 放射損失 (33%) である。T 密度の低下により中性子出力が全出力に占める割合は DT プラズマと比較して低下する。

DT 反応では、反応で発生する中性子は電荷を持たないため 3.52 MeV アルファ粒子のみがプラズマ自己加熱へ寄与するが、 D^3He 反応では反応で発生するアルファ粒子及び陽子のトータル 18.4 MeV 全てが自己加熱へ寄与する。従って、パワーバランスの成立に対しては、 3He の再注入は T の再注入に劣らず効果的である。T のみを再注入するものは scat-D (semi-catalyzed D) サイクル、 3He のみ (T が崩壊して生じる 3He を含む) を再注入するものは DD^3He サイクルと呼ばれている [7, 8]。

3He 密度を重水素密度の10%程度に維持 (外部制御) した D^3He プラズマは、cat-D プラズマと同程度の $n\tau$ 値でバランスが成立する (図 3 ①)。ここで、 3He 密度の割合を増やして D^3He 反応の寄与を増加させることで、自己点火に必要な $n\tau$ 値を低下させることができる。温度を 60 keV に維持したまま、数密度を重水素の半分程度まで高めた場合が図 3 ②に相当し、これは D^3He プラズマの代表的な定常運転点のひとつである [11]。電子に対する各イオンの密度比は、 n_D/n_e (0.48), n_T/n_e (0.001), n_α/n_e (0.013), n_p/n_e (0.014), $n_{^3He}/n_e$ (0.24), 又、各反応が全出力に占める割合は、DD (6%), DT (5%), D^3He (89%) となり、 D^3He 反応の寄与が大勢を占める。T を注入 (維持) しないことで、DT 反応の割合が低下し、中性子出力が全出力に占める割合も低下する。出力構成比は、荷電粒子 (60%), 中性子 (6%), 放射損失 (34%) である。中性子出力は全出力の 6% 程度を占めるが、その 1/3 が DD 反応による 2.45 MeV, 2/3 は DT 反応による 14 MeV 中性子である。尚、 3He の電荷は 2 であるため、これ ($n_{^3He}/n_D = 0.5$) 以上 3He の割合を増やすと、放射損失が増加し、燃焼維持に必要な $n\tau$ 値は逆に上昇に転じる。ベータ値をさらに大きくすることが可能な核融合装置においては、シンクロトロン放射損失を低下させることで、その分を直接発電に回すことが可能と考えられている。従来、直線型閉じ込め装置を対象としてその様な炉概念が検討されており、第 5 章で詳細な説明がなされる。

図 3 ②の点から、今度は T 密度を制御してその割合を増やすことにより、 $n\tau$ 値を同程度にしたまま、自己点火に必要なとされるプラズマ温度を低下させることができる。燃料比を $n_T/n_D = 5\%$ 程度にした場合 (図 3 ③) は、 $n_{^3He}/n_D = 0.5$ の D^3He プラズマと同程度の $n\tau$ 値となる。この場合は、各反応が全出力に占める割合は、DD (2.5%), DT (97.5%), D^3He (0%) となり、通常の DT プラズマと比較して、DD 反応の割合が 1 桁以上高いのが特徴である。これにより、出力構成比は、荷電粒子 (15%), 中性子 (79%), 放射損失 (6%) となり、通常の DT プラズマの運転点と比較して荷電粒子が担う損失割合は約 3/4 に低下し、放射損失割合は約 6 倍に増加する。③の状態から、T の比率をさらに増やして、 $n_T/n_D = 1$ としたのが、図 3 ④の点である。これは、

通常の DT プラズマの運転点に相当し、約 8 割の核融合出力を中性子が担うことになる。

以上、cat-D, scat-D, DD^3He , D^3He , DT プラズマの核燃焼特性について概説した。我々は、目下 $n_T/n_D = 1$ の DT プラズマを第 1 世代のプラズマとして核融合炉の研究開発を進めているが、燃料制御の方法、想定する温度範囲を数倍程、密度範囲を 1 桁程拡げて俯瞰することで、様々な特徴を有する核燃焼プラズマの様相を見出すことができる。

2.3 先進燃料核融合プラズマの特徴

DT プラズマでは、3.52 MeV のアルファ粒子が自己加熱 (核燃焼の持続) を担う。先進燃料プラズマでは、これに加えて、DD 反応で生成される 0.82 MeV の 3He , 1.01 MeV の T, 2.5 MeV の陽子、又、 D^3He プラズマで生成される 14.7 MeV 陽子、2.54 MeV アルファ粒子が自己加熱を担う。DT プラズマと大きく異なるのは、(1)核融合燃料である 3He 及び T が高エネルギーを持って生成され、これが自己加熱を担うこと、(2)14.7 MeV 陽子という相対的に大きなエネルギーを持った粒子が生成されること、である。

2.3.1 燃料イオン速度分布関数と反応率係数

図 4 に cat-D プラズマ (図 3 ①) における、 3He , T, 重陽子の速度分布関数をそれぞれの粒子の実験室系における運動エネルギーの関数として示す。cat-D プラズマでは、 3He , T は、重陽子がマックスウェル分布の場合、それぞれ 0.82, 1.01 MeV をピークとするガウス分布と見なせるエネルギー分布を持って DD 反応によって生成される。図 4 に示す 3He (or T) の速度分布関数上には、0.82 (or 1.01) MeV の生成エネルギー領域に生成ピークが観られる。重陽子速度分布関数上には、主に DD 及び D^3He 反応によって生成される高速陽子がバルク重陽子を反跳することにより、非マックスウェル成分 (ノックオンテール) が形成されている (後述)。図中の点線は、これらの粒子が関係する核融合反応 (即ち、DD, DT, D^3He 反応) 断面積を、実験室系における重陽子の運動エネルギーの関数として示している。前述の通り、反応率係数は速度分布関数を重みとして、断

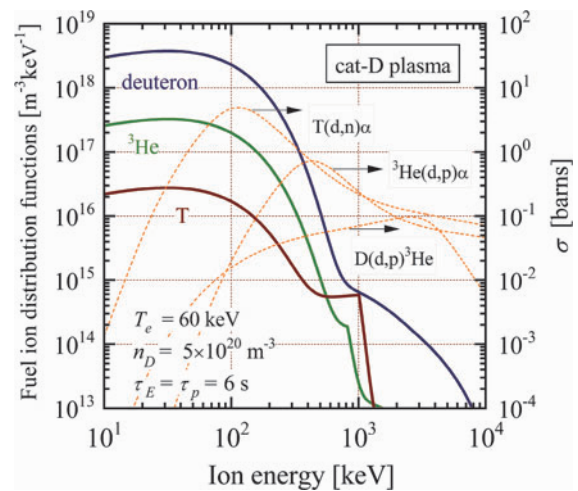


図 4 先進燃料プラズマにおける燃料イオン速度分布関数と核融合反応断面積。

面積と相対速度を平均したものであるため、断面積が大きな (or 小さな) エネルギー領域の重み (規格化速度分布関数の値) が上昇すると、平均値は増加 (or 低下) することになる [6, 12-14]. 図に示した速度分布関数を用いて反応率係数を計算すると、分布関数に 60 keV のマクスウェル分布を仮定して平均を行った場合と比較して、DD 反応は 14% 程、 D^3He 反応は 15% 程上昇する[§]. DT 反応については、1.01 MeV の T 生成エネルギー領域で、DT 反応断面積がピーク値から約 1 桁小さくなるため、平均値 (反応率係数) は低下する. 図 4 の条件では 5 % 程の低下である. 温度 80 keV の D^3He プラズマに対しては、分布関数に 80 keV のマクスウェル分布を仮定して平均を行った場合と比較して、DD 反応は、26% 程、 D^3He 反応は 13% 程上昇する. DT 反応については 12% 程の低下となる. 同条件で、陽子がイオン群に受け渡すエネルギーの割合は、次節で述べる核弾性散乱を考慮しない場合は 11%, 考慮すると 34%, 核弾性散乱の考慮により約 3 倍に増加する. これらの分布関数の変化は、外部からのビーム入射のような人為的操作によるものではなく、先進燃料プラズマの平衡状態において潜在的に存在するメカニズムである. 先進燃料プラズマの核燃焼過程を正確に取り扱うには、分布関数の歪みを考慮することが必要である. 又、燃料イオン速度分布関数に非マクスウェル成分が形成された場合は、核融合反応によって生成されるイオン、中性子の放出スペクトルがガウス分布から歪むことにも注意が必要である [15-17].

2.3.2 核弾性散乱効果**

先進燃料プラズマでは、14.7 MeV のエネルギーを持つ陽子が、内部加熱に重要な役割を果たす場合が多い. プラズマの温度が高くなると、マクスウェル成分中の高速成分の存在割合が増し、より高いエネルギー領域への反跳が起きやすくなる. 又、電子温度が高まると、高速イオンと電子群との相対速度の平均値が大きくなるが、この場合、クーロン (ラザフォード) 散乱断面積は相対速度の 4 乗に逆比例するため、高速イオンの減速が弱まり高速イオンの存在割合が相対的に大きくなる.

イオンの散乱過程にはクーロン散乱が支配的であるが、イオンのエネルギーが高まると、散乱過程に核力の影響が現れることが知られている [18]. 実際に測定される散乱断面積から純粋なクーロン散乱の寄与を除いたものは核弾性散乱 (Nuclear Elastic Scattering: NES) 断面積と定義される [18]. クーロン散乱過程では、後方散乱に比べて前方散乱の確率が圧倒的に大きく、前方 (微小角) 散乱過程と近似される場合が多いのに対し、核弾性散乱は重心系で散乱はほぼ等方的であり、大角度散乱過程であると見なせる. 高速イオンの減速過程において、大角度散乱は、一度の衝突で受け渡すエネルギーが大きく、非連続的 (discrete) なエネルギー輸送過程 (速度空間内の非連続的な粒子の移動) であるのが特徴である. 微小角クーロン散乱を仮定した場合は、フォッカー・プランク (FP) 方程式で現象を記

述することができるが、非連続的なエネルギー輸送過程を FP 衝突項単独で正確に表現するのは難しい. 大角度散乱過程を含む散乱現象は、自然界ではむしろ一般的とも言え、ボルツマン衝突項を用いて取り扱われることが多い. 著者等は、(1) 核弾性散乱断面積がクーロン散乱と分離して定義されてきたこと、(2) クーロン衝突過程を表すための FP 的手法が当該分野で確立されており汎用的に使用されていること、の理由から散乱過程をボルツマン衝突項のみではなく、FP 衝突項とボルツマン衝突項を組み合わせたボルツマン・フォッカー・プランク (BFP) モデルを開発してきた [e.g. 13, 14, 19-21]. 図 4 で示した重陽子速度分布関数上に形成されるノックオンテイルは、核弾性散乱による非連続的なエネルギー輸送 (高速陽子等によるバルク重陽子の反跳) 過程の積み重ねにより、定常的に形成されると考えられている. FP 衝突項で、平衡解としてのこの様な現象を再現するのは困難であることを付け加えておく.

核弾性散乱は、イオン間の新たなエネルギー輸送チャンネルを生み出す. 同散乱を考慮することで、高速イオンの減速が強まる (言い方を変えれば、バルクイオン加熱が促進される). 又、核弾性散乱を引き起こす高速イオンとバルクイオンの中間的なエネルギー領域に存在するイオンに注目する場合は、状況によっては、見かけ上減速が弱められる現象も観測され得る [22]. 前述の通り、 D^3He プラズマにおいて発生する平均エネルギー 14.7 MeV の陽子によるバルクイオン加熱は、核弾性散乱を考慮することで、約 3 倍に増加することが予測されている [23-27]. この影響については第 3 章で論じられるが、イオン温度/電子温度比が上昇し、炉心成立条件を緩和する可能性があることが指摘されている [22-25].

図 5 に D^3He プラズマ (温度 80 keV, $n_{3He}/n_D = 0.5$) における、陽子、重陽子の速度分布関数を示す. 点線は核弾性散乱を考慮しない場合の分布関数である. 重陽子速度分布関数上にはノックオンテイルが形成されている. 陽子は、

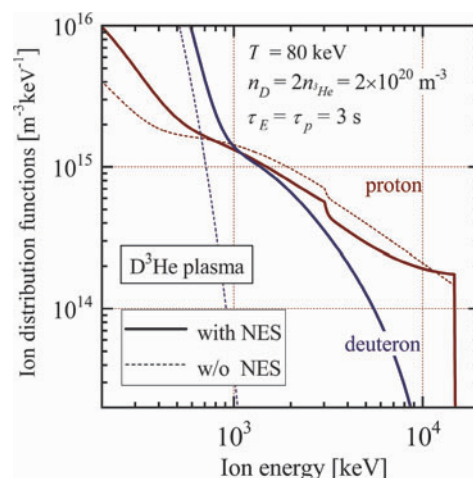


図 5 先進燃料プラズマ中の高速イオン減速分布関数. (実線: NES 考慮, 点線: NES 未考慮).

§ マクスウェル分布からの歪みに起因した反応率の変化を定量的に評価する場合、何を論じるかに応じて、基準とするマクスウェル分布プラズマの温度をどの様に定義するかが問題となる. ここでは、一例として基準温度を電子温度として評価した.

** 核弾性散乱効果の詳細については、同誌特集記事 [17] を参照されたい.

先に述べた発生率の上昇により、数密度が増加する。それにもかかわらず、陽子分布関数は核弾性散乱の考慮により高速成分の減速が促進（バルクイオンへの加熱が加速）されることで、減速領域における分布関数の絶対値が減少している。その減少量は4割程度に及び、逆にバルク成分は増加することになる[17, 28]。これらの効果やその値はプラズマ・運転条件に依存する。核弾性散乱効果の考慮による高速速度分布関数の修正により、減速途中の粒子損失や不安定性の励起が弱まる可能性も指摘されており、今後このような効果を明らかにしていく必要がある。

核弾性散乱（原子核同士の散乱）現象自体については、古くから原子核物理の分野で研究がなされている。ここでの論点は、核弾性散乱現象そのものではなく、核燃焼プラズマ中で、この散乱過程が集団的なプラズマ現象にどのような影響をもたらすかである。従来、基本的な高速イオン挙動を対象として、複数の数値解析による予測がなされてきたが、実験的な検証はほとんど行われていないのが実状である。核弾性散乱は基本的な散乱現象であり、影響の大小はあるにせよ、核融合プラズマでは常に生じ、多くのプラズマ現象に関わり得る。従来、数値解析には、磁場空間における様々なプラズマ現象との関わりを取り扱ったものは、ほとんど存在せず、未知の部分が多い。我々は、ここ数年に亘り、核融合科学研究所が保有するLHDにおける重水素プラズマ実験により、基本的な性質を中心に、その確認に取り組んでいるところである。LHD実験では、陽子ビームがそれより低い重陽子ビームの減速を妨げる（DD中性子の減衰時間を引き延ばす）現象[22]や、陽子ビーム入射によるDD反応率係数の1桁以上の増加[29]を観測している。実験では、目的とする重陽子速度分布関数の変化を観るために、敢えて陽子ビームを使用している。この理由の一つに、核弾性散乱効果を明確に観分けるに際し、180 keVのビーム入射エネルギーが十分に高くはない（重陽子速度分布関数上に形成されるノックオンテイルの大きさはビームテイルに比べて数桁小さく、その識別のために粒子種を変える必要がある）という事情がある。ノックオンテイルの大きさが、ビームテイルと同程度となるためには、ビーム入射エネルギーを高める必要がある。核弾性散乱効果は、外部からのビームによるものだけではなく、プラズマ中に潜在的に存在する核融合反応で生成される高速イオンに対して重要となることが指摘されており[13, 18-29]、その効果を見極めるためにも、今後、さらに高いビームエネルギーを想定した実験的検証が必要と考えている。

14.7 MeV陽子は、3.52 MeVアルファ粒子と比較して、約2倍のラーマー半径を持つため、閉じ込めに際しては、より高い磁場（或は体積の大きなプラズマ）が必要と考えられる。磁場強度は放射損失に直結し、プラズマ体積は壁負荷に影響する。先進燃料で要求される高密度運転では、高速イオンの減速が促進される。核弾性散乱効果により減速がさらに強まる可能性もある。減速の促進とは、裏を返せばイオン加熱が促進されることを意味し、炉心成立条件の緩和に繋がる可能性もある。これ等を相互的に勘案した上で、検討を進める必要がある。

2.4 先進燃料核融合プラズマと燃料サイクル

本章の冒頭で述べた通り、先進燃料プラズマ研究は、核融合炉の燃料サイクルの研究の側面を合わせ持つ。先進燃料プラズマにおいては、DTプラズマでは重要とはならない核反応が重要となる。特に、Tと ^3He は、稀少核融合燃料核種であり、その運用を慎重に判断しつつ核融合炉開発を進めることは重要であろう。この様な観点から、DD反応は2つのブランチそれぞれの反応でT及び ^3He を生成する極めて重要な核融合反応と言える。DD反応は、先に述べた通り、DT反応の1/100程度の反応率係数しか持たず、単独で核燃焼プラズマを維持するのは難しいと考えられるが、先進燃料プラズマの中でその発生割合を高めることで、燃料サイクルに貢献できる可能性がある。一例として、DT炉のスタートアップ運転に際してDD反応を利用することが検討されている[30]。

表1に、図2で示した n_T/n_D 比を、0.1, 0.2, 1.0に維持した場合に対する、温度20 keVのDTプラズマ運転点におけるTの消費量及び ^3He の製造量を示す。各数値は、1 GWの核融合熱出力で核融合炉を1年間運転した時の製造（或は消費）質量kgである。核融合出力のほぼ全てはDT反応が担うので、全ての n_T/n_D 燃料比に対してDT反応で消費されるTの質量はほぼ等しい。但し、DD反応で僅かにTが製造されるため、正味の消費量には n_T/n_D 燃料比に応じて若干の差が現れる（ n_T/n_D 比が小さい程、正味の消費量が僅かに低下する傾向にある）。一方、DT反応と同時に進行するDD反応によって、 ^3He が生成されるが、運転温度が低い D^3He 反応による消費はほとんどなく、例えば $n_T/n_D = 0.1$ の場合、1 GWの熱出力で1年間運転した場合、約1.7 kgの ^3He が製造されることになる。さらに、 ^3He は、DT炉システムに保有される大量のTの崩壊（半減期12年程度）によっても製造されることを強調しておきたい。



核融合炉のTインベントリについては、現時点で完全に把握・予測ができていない訳ではないが、過去の評価の中には運転開始時点だけを見ても20 kgを超える初期T保有が望ましいとの考えも存在する[31]。多数のDT炉が存在する未来の状況下では、核融合燃料サイクルの中で、必要な ^3He を自然に確保できる可能性がある。

次に、表2に D^3He プラズマに対して、 $n_{^3\text{He}}/n_D$ 比を、0.1, 0.2, 0.5に維持した場合に対する温度80 keVの D^3He プラ

表1 DTプラズマにおけるT消費量及び ^3He 製造量。

n_T/n_D ratio	DT ($T = 20 \text{ kV}$)		
	0.1	0.2	1.0
T Consumption [kg/GWyr]			
burning	-54.3	-54.7	-54.9
production	1.52	0.76	0.15
net	-52.8	-53.9	-54.8
^3He production [kg/GWyr]			
burning	0.00	0.00	0.00
production	1.67	0.84	0.17
net	1.67	0.84	0.17

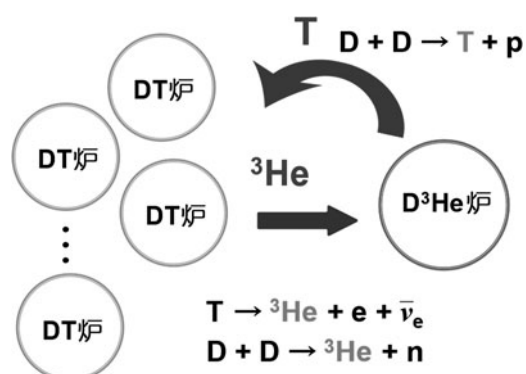
表2 D³He プラズマにおける³He 消費量及び T 製造量.

$n_{3\text{He}}/n_{\text{D}}$ ratio	D ³ He ($T=80$ keV)		
	0.1	0.2	0.5
³He consumption [kg/GW_y]			
burning	-30.7	-40.5	-47.9
production	25.8	17.0	8.0
net	-4.9	-23.5	-39.8
T production [kg/GW_y]			
burning	-13.3	-6.4	-2.1
production	21.0	13.8	6.5
net	7.7	7.4	4.5

ズマ運転点における T の消費量及び³He の製造量を示す. 今度は D³He プラズマであるため, 主に³He が消費される. 但し, DT プラズマと異なり, 出力のほぼ全てを D³He 反応 1 種類で担う訳ではないため, $n_{3\text{He}}/n_{\text{D}}$ 燃料比に応じて D³He 反応が占める割合は DT プラズマと比べてより大きく変化する. 又, 燃料比に応じて DD 反応による³He の製造量も変わるため, 正味の³He 消費量は燃料比に大きく依存する. 又, DT 燃焼の割合は小さく, T を製造できることになる.

表 1 及び 2 を見比べ, さらに DT 炉システム内に存在する T の崩壊も考慮すると, 稀少核融合燃料資源である³He と T について, 循環的な燃料サイクルが浮かび上がる. 一般的に, ³He は地上に存在せず, それが D³He プラズマの実現に対する大きな課題とされている. しかしながら, 十分な台数の DT 炉が存在する未来においては, 上述のような仕組みで, D³He 核融合を実現可能な³He が核融合システム群の中で自然に製造され得る. 例えば, 10 数台程度の熱出力 2-3 GW の DT 炉を 1 年間運転することで, 1 GW 出力の D³He 炉を 1 年間稼働するための³He を確保できる可能性がある. この場合は, 年間 7 kg 程度の T を³He 供給元の 10 数台の DT 炉に返還できることになる. 図 6 に, DT/D³He 核融合炉燃料サイクルのイメージ図を示す.

上述の概念は, 高速イオンに対して十分な閉じ込め性能を有する高ベータプラズマ閉じ込め装置が存在することが前提である. 又, 燃料サイクルにおける回収や注入に関わる効率は考慮せず, 単純な製造と核反応による消費のマスバランスからの概算である. DT, D³He プラズマ内でそれぞれ製造される T, ³He については, 燃料の一部としてプ

図 6 DT/D³He 核融合炉燃料サイクルのイメージ.

ラズマに供給しつつ燃焼を維持していることにも注意が必要である. ここでは, 先進燃料プラズマ研究の概要を示すことを目的として, 核融合燃料サイクルの観点から, その研究の一例を紹介したものであり, 今後の先進燃料プラズマ研究の進展を期待したい.

2.5 おわりに

DT プラズマ中には, D, T 以外に多種のイオンが存在し, 複数の反応が相応の反応率を有して同時に進行する. 燃料イオン密度の制御により, 複数の核融合反応が絡んだ様々な特徴を持つ核燃焼 (先進燃料) プラズマが, 温度-密度空間に描き出される. これらは, 単一の核融合装置だけの話に留まらず, 核融合燃料サイクルと言う, 複数の装置の共存環境を創出し得る. 持続可能な人類の繁栄に貢献する核融合システムの構築に挑戦するにあたり, このような視点は将来に亘るひとつの重要な研究対象となるであろう.

本章では, 先進燃料プラズマの概要を理解することを念頭に, 簡便なモデルに基づいて話を進めてきた. 先進燃料プラズマでは前述の通り, 非熱的核反応を引き起こす高速の燃料イオン存在比率が高まり, その正確な取り扱いが重要となる. 又, 高速イオンの減速挙動に対する大角度散乱の影響が重要となると予想されるが, 十分に理解が進んでいない点も多く, 今後実験と並行した現象把握へのアプローチが必要である. 特に, プラズマ挙動, 不安定性に対する影響は興味深い. 微視的な分布関数挙動に連動して敏感に変化する核融合反応率 (内部加熱率), 巨視的プラズマの振る舞い, をコンシステントに取り扱うための手法の開発・検証は重要となるであろう. DT プラズマを中心とする核融合研究開発を推し進める中で, 広い視野で将来の核融合システム像を描きつつ, 研究開発にあたることが望まれる.

謝 辞

先進燃料核融合の研究を進めるにあたり, 渡辺二太先生, 百田弘先生, 富田幸博先生, 中尾安幸先生, 御手洗修先生を始めとして多くの先生方にご指導を頂きました. 核弾性散乱効果の実験的検証においては, 長壁正樹先生, 磯部光孝先生, 小川国大先生, 西谷健夫先生, LHD 実験チームの皆様をはじめ多くの先生方に現在に至るまでご議論・ご支援を頂いております. 又, 核融合燃料サイクルに関しては, 飛田健次先生, 坂本宜照様, 日渡良爾様, 染谷洋二様, 西川正史先生, 相良明男先生, 小西哲之先生, QST 原型炉設計特別チーム, JAEA 高温ガス炉グループの皆様, T 確保の観点から有益なご議論をいただいております. 深く感謝申し上げます.

参考文献

- [1] B.H. Duane, Rep. BNWL-1685, Richland, WA (1972).
- [2] H.-S. Bosch and G.M. Hale, Nucl. Fusion **32**, 611 (1992).
- [3] R. Feldbacher and M. Heindler, Nucl. Inst. Method Phys. Res. **A271**, 55 (1988).

- [4] W. M. Nevins and R. Swain, Nucl. Fusion **40**, 865 (2000).
- [5] O. Mitarai, Fusion Technol. **19**, 234 (1991).
- [6] H. Matsuura *et al.*, Fusion Technol. **24**, 17 (1993).
- [7] 百田 弘：核融合研究 **61**, 5 (1989).
- [8] M. Heindler and W. Kernbichler, Proc. ICENES (5th International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems, Karlsruhe Germany, 1989), World Scientific Pub., ISBN 981-02-0010-2, 335 (1989).
- [9] G.A. Emmert *et al.*, Nucl. Fusion **29**, 1427 (1989).
- [10] A.A. Harms *et al.*, *Principles of Fusion Energy* (World Scientific, Singapore, 2000).
- [11] R. Fundamenski and A.A. Harms, Fusion Technol. **29**, 313 (1996).
- [12] H. Matsuura *et al.*, Fusion Technol. **22**, 329 (1992).
- [13] H. Matsuura *et al.*, Plasma Phys. Contr. Fusion **53**, 3035023 (2011).
- [14] Y. Nakao *et al.*, Fusion Technol., **27**, 555 (1995).
- [15] H. Matsuura *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 042507 (2009).
- [16] H. Matsuura and Y. Nakao, J. Plasma Fusion Res. SERIES **9**, 48 (2010).
- [17] 松浦秀明 他：プラズマ・核融合学会誌 **91**, 449 (2015).
- [18] J. J. Devaney and M. L. Stein, Nucl. Sci. Eng. **46**, 323 (1971).
- [19] 松浦秀明 他：プラズマ・核融合学会誌 **70**, 385 (1994).
- [20] H. Matsuura and Y. Nakao, Phys. Plasmas **13**, 062507 (2006).
- [21] Y. Nakao *et al.*, Nucl. Fusion **30**, 143 (1990).
- [22] H. Matsuura *et al.*, Nucl. Fusion **60**, 066007 (2020).
- [23] Y. Nakao *et al.*, Nucl. Fusion **21**, 973 (1981).
- [24] J. Galambos *et al.*, Nucl. Fusion **24**, 739 (1984).
- [25] Y. Nakao *et al.*, Nucl. Fusion **28**, 1029 (1988).
- [26] H. Matsuura *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 145 (1999).
- [27] H. Matsuura *et al.*, Proc. ICENES (12th International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems, Brussels Belgium, 2005), ISBN 90-7697-110-2, 854 (2005).
- [28] H. Matsuura *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 2403076 (2012).
- [29] H. Matsuura *et al.*, Nucl. Fusion **61**, 094001 (2021).
- [30] S. Konishi *et al.*, Fusion Eng. Des. **121**, 111 (2017).
- [31] Y. Asaoka *et al.*, Fusion Tech. **30**, 853 (1996).