

小特集

先進燃料核融合研究の現状と展開

Advanced-Fuel Fusion Research -Current Status and Development-

1. 相補的燃料サイクル実現に向けた先進燃料核融合研究のすゝめ

1. Encouragement of Advanced-Fuel Fusion Research for the Realization of Complementary-Fuel Cycles

高橋 俊樹, 浅井 朋彦¹⁾, 水口 直紀²⁾TAKAHASHI Toshiki, ASAI Tomohiko¹⁾ and MIZUGUCHI Naoki²⁾群馬大学, ¹⁾ 日本大学, ²⁾ 核融合科学研究所

(原稿受付: 2021年11月18日)

国際熱核融合実験炉 ITER の建設が進んでいる。ITER 計画は、重水素 (D) と三重水素 (T) のプラズマを閉じ込め加熱し、D-T 燃料による燃焼を実証し、これまでに開発された種々の技術要素が首尾よく機能するかを確認しつつ、予見できなかった課題を抽出する意義がある。この D-T プラズマでは、D と T が燃料として供給され、プラズマを構成する主成分となり、D-T 反応が主たる反応となる。しかし、同時に D-D 反応や T-T 反応も一定の確率で生じ、さらには、D-D 反応で生ずるヘリウム 3 (^3He) によって D- ^3He 反応も起こる (詳しくは、2 章を参照)。

核融合研究者にとっては常識的なことをあえて冒頭に書いたのには理由がある。

本小特集で取り扱う「先進燃料核融合」とは、D-D 反応や D- ^3He 反応等、D-T 核融合以外を主たる反応となるようにプラズマ温度や燃料供給を制御した核融合のことを言う。しかしながら、冒頭で述べたように、D-T 核融合炉の燃焼プラズマでは、先進燃料核融合炉と同様の反応も必ず生じ、また逆に、D-D 炉や D- ^3He 炉でも D-T 反応は起こる。T や ^3He は天然にはほとんど存在せず安定な燃料供給源が必要となるため、D-T 炉や先進燃料炉で生成されたものを効率良く循環できるとよい。核融合燃料の安定的供給のもとで人類に電力を供給し続ける未来を想定すると、第一世代である D-T 炉の研究完了をもって次世代の先進燃料炉開発を開始するというロードマップでは間に合わない。また、D-T 炉かそれとも先進燃料炉かという二者択一的エネルギー施策では堅固な燃料サイクルを構築できず、むしろ共存し補完しあう関係をめざすべきである。ただし、一部

の民間企業が実現を謳う陽子-ボロン11 ($\text{p-}^{11}\text{B}$) 反応は、D-T, D-D, D- ^3He とは全く別の燃料サイクルとなる。つまりは、中性子を全く発生しない核融合炉としての理想を追求している。

先進燃料炉と聞いて懐かしく感じる学会員諸氏もいると思うが、若手研究者にはあまりなじみのない話かも知れない。そこで、先進燃料核融合研究の歴史を振り返ってみる。

先進燃料 (Advanced fuel) による核融合の研究は、1970 年代後半に見られはじめた。1971年に高エネルギービームイオンを入射し非Maxwell速度分布を持つプラズマ閉じ込め装置 Migma[1]が提唱され、1970年代後半になると先進燃料核融合の可能性についても検討が進められた[2, 3]。Miley による燃料サイクルの研究もこの頃である[4]。しかし、先進燃料核融合の研究が、活況を帯びてきたのはそれからしばらく後の1980年代後半から1990年代である。D- ^3He 燃料を用いた概念設計としては、トカマク炉ではWisconsin大学のApollo[5-8]やCalifornia大学Los Angeles校のARIES-III[9, 10]、ミラー炉ではSantarius[11, 12]やGolovin[13, 14]の提案などがある。そして本小特集では、この時期の国内研究例として磁場反転配位 (FRC) 炉 ARTEMIS[15]を5章に示している。核融合研究の本格的開始が1955年の原子力平和利用ジュネーブ会議の時期であるとするれば、1990年代はそれから約40年を経過したことになる。40年という年月は、日本では1人の研究者の研究人生に相当する期間である。自然と、その研究者で構成される核融合研究コミュニティからは、過去の研究を振り返り課題を整理した上で次世代に引き継ぐべき計画が次々に世に

出されることになる。この時代の先進燃料核融合の論文には、当時40年間の核融合研究で残されていた課題、つまり、14 MeV 中性子に由来する技術課題、トリチウムの安全性、燃料サイクルにおけるトリチウム増殖の問題、熱機関を介する発電方式のための低経済性、などを根本から解決する代替的 (alternative) 方式であるとの主張が記された。次世代燃料という意味で advanced fuel と表現し、D-T に代わる燃料として alternative fuel とも呼ばれた。このような歴史的背景があり、D-T 炉と先進燃料炉は相容れない方式のように捉えられたかもしれない。

核融合発電によって安定して電力供給がなされる世界を思い描けば、D-T 炉と先進燃料炉の両者が補完しあう燃料サイクルを構築することが魅力的に見えてくる。全く別のサイクルとなるが $p\text{-}^{11}\text{B}$ を加えて選択肢を増やしておくことも、未来に向けて必要なことである。この観点から、先進燃料の研究は相補的燃料サイクル (complementary-fuel cycles) の研究として捉えることはできないだろうか。

現在、核融合研究を取り巻く環境は厳しい。1990年代のように核融合を指向したプラズマ実験を継続的に実施できる研究機関は少なくなっている。一方で、地球温暖化は年々進み、気象災害が激甚化することで、全世界的に脱炭素社会の構築を急ぐべしとする機運は高まっている。当然、エネルギー政策も強く関連しているが、我が国においても2021年に誕生した岸田内閣は、成長戦略の一つの柱として核融合を含むクリーンエネルギー技術の開発を掲げている。このような社会的要請にスピード感をもって対応し開発を進める民間企業が近年登場している[16]。先進燃料をターゲットとしている企業もいくつかある。

米国 TAE Technologies 社はその一つである。設立当初の社名である「Tri-Alpha Energy」は、 $p\text{-}^{11}\text{B}$ 反応により生成される3つの α 粒子に由来する。詳しくは、本誌の小特集記事[16]にあるので、興味のある方は参照されたい。現在までに、プラズマ温度3 keV を超える FRC を30 ms 程度維持することに成功している[17]。

HB11は2019年にオーストラリアに設立された比較的新しい企業である。社名が示す通り $p\text{-}^{11}\text{B}$ 燃料を使用し、 p をレーザー加速し ^{11}B のターゲットに入射する方式による核融合炉の実現をめざしている。慣性 (レーザー方式) 核融合による $p\text{-}^{11}\text{B}$ 炉の実現可能性については、本小特集第4章 (城崎) を参考にされたい。

この小特集は、2001 (平成13) 年に故・渡辺二太教授が立ち上げた核融合科学研究所の共同研究「LHD型磁場配位を用いたICRF支援プロトン・ボロン核融合炉の理論研究」に始まり、その後継の共同研究いわゆる「先進燃料核融合研究会」で得られた成果を取りまとめたものである。研究会は、自由な発想でアイデアを出し合い討議することを旨としている。当然、研究者間の意見の相違は存在するが、ここでは、執筆者の主義信条を優先させ、あえて主張の統一をはかっていないことをお伝えしておく。執筆者による主張の違いの発見も、読者諸氏の楽しみとなれば幸いである。相補的な燃料サイクルにより安定で堅固なエネルギー供給体制を構築するためには、数多くの若手研究者の

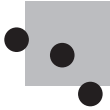
研究参加が望まれる。本小特集を契機に斬新な発想を吹き込んでもらうことが一番の狙いである。

本小特集の構成は以下の通りである。第2章は松浦が執筆し、先進燃料の基礎を説明する。この章を読めばD-T炉と先進燃料炉の相補的役割がよく理解できる。第3章と第4章でそれぞれ磁気閉じ込めと慣性閉じ込めの先進燃料核融合の可能性について検討結果を紹介する。御手洗による第3章には、松浦の先進燃料プラズマに対する運動論的研究成果を考慮することにより $\text{D-}^3\text{He}$ 球状トカマク炉の自己点火が可能になったとする経緯が記されている。御手洗自身が共著者として本誌小特集記事[18]に執筆した2004年当時の発展を読み取ることができ、新たに取りまとめる本小特集の意義を実感できる。城崎による第4章には、慣性核融合における先進燃料利用の難しさが記されているが、同時に $p\text{-}^{11}\text{B}$ の点火・燃焼という先進燃料研究の未来課題が提起される。第5章には高ベータ直線型炉心プラズマによる研究例として、百田が $\text{D-}^3\text{He}$ /FRC 概念設計炉 ARTEMIS を紹介する。また、直線開放端プラズマの弱みでもある閉じ込めを改善すべく連結非断熱トラップ方式を新たに提案する。直線型の魅力を引き出すのが ARTEMIS で採用された直接エネルギー変換器である。この実験研究を進めてきた竹野が第6章にその歴史や成果をまとめる。具体的な実験課題についてもいくつか示されているので、是非とも若手研究者にチャレンジしてもらいたい。第7章には、炉工学を専門とする後藤、柳、相良から「先進燃料核融合研究」に対する見解を述べ、本小特集を総括する。

最後に、本小特集を取りまとめるにあたり、核融合科学研究所共同研究「先進燃料核融合研究の現状と今後の検討課題」(NIFS21KKGA025) を活用した。1年に1度ではあるが、国内の研究者が研究成果を研究会方式で議論し、意見を交換することで個別研究をより深めることができた。ここに感謝申し上げる。

参考文献

- [1] B.C. Maglic *et al.*, Phys. Rev. Lett. **27**, 909 (1971).
- [2] M. Marzarakis *et al.*, Bull. Am. Phys. Soc. **21**, 73 (1976).
- [3] J.E. Golden *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **27**, 1018 (1977).
- [4] G.H. Miley, Bull. Am. Phys. Soc. **22**, 85 (1977).
- [5] G.L. Kulcinski *et al.*, Fusion Technol. **15**, 1233 (1989).
- [6] G.L. Kulcinski *et al.*, Fusion Technol. **19**, 791 (1991).
- [7] G.L. Kulcinski *et al.*, Fusion Technol. **21**, 1779 (1992).
- [8] G.L. Kulcinski *et al.*, Fusion Technol. **21**, 2292 (1992).
- [9] E.A. Mogahed *et al.*, Fusion Technol. **21**, 1739 (1992).
- [10] D-K. Sze, Fusion Technol. **26**, 1061 (1994).
- [11] J.F. Santarius, Nucl. Fusion **27**, 167 (1987).
- [12] R.F. Post and J.F. Santarius, Fusion Technol. **22**, 13 (1992).
- [13] I.N. Golovin *et al.*, Fusion Technol. **27**, 397 (1995).
- [14] I.N. Golovin *et al.*, Fusion Technol. **27**, 402 (1995).
- [15] H. Momota *et al.*, Fusion Technol. **21**, 2307 (1992).
- [16] 浅井朋彦 他：プラズマ・核融合学会誌 **93**, 18 (2017).
- [17] H. Gota *et al.*, Nucl. Fusion **61**, 106039 (2021).
- [18] 長山好夫, 富田幸博, 御手洗修：プラズマ・核融合学会誌 **80**, 962 (2004).



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)

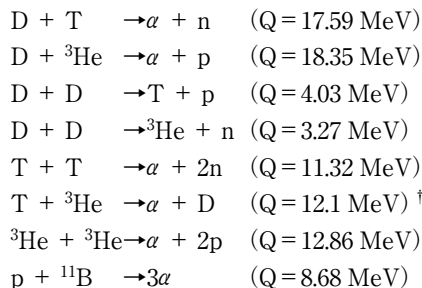
先進燃料プラズマとして従来検討が進められてきた cat-D, scat-D, DD³He, D³He プラズマ, 及び DT プラズマについて, 簡単な炉心パワーバランス解析を介した比較を通して特徴を概説する. 先進燃料プラズマ中で特に重要となる, (1)燃料イオン速度分布関数のマックスウェル分布からの歪みとその核融合反応率係数への影響, (2)高速イオン挙動やイオン加熱に対する核弾性散乱効果を例示する. 先進燃料プラズマ研究は, 核融合燃料制御・燃料サイクルの研究に直結する. 先進燃料プラズマ研究を通じた稀少核融合燃料である³He, T の消費・供給バランス研究の一面を紹介する.

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.

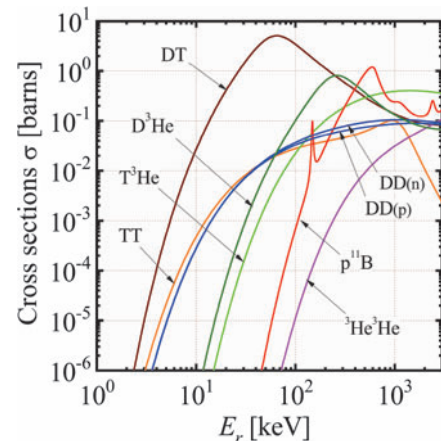


図1 核融合反応断面積(反応粒子の相対運動エネルギーの関数).

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/m³·s])は, 入射粒子のフラックス ϕ [1/m²·s](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。速度分布関数にマッ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、反応率係数にはマッ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。

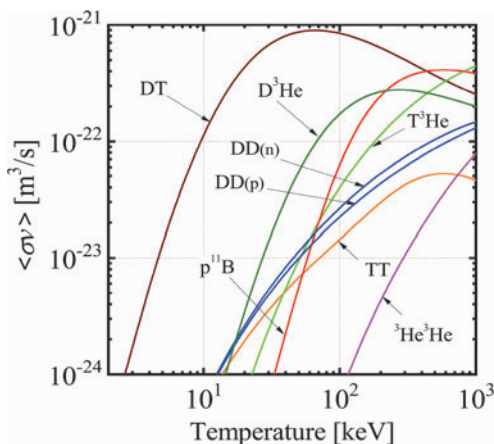


図2 核融合反応率係数(イオン分布関数にマックスウェル分布を仮定した場合)。

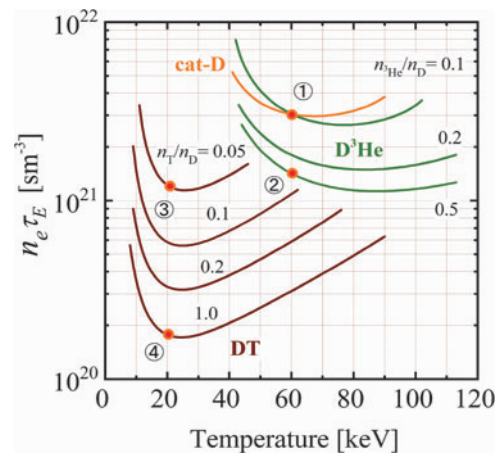


図3 cat-D, D^3He , DT プラズマに対する自己点火(炉心パワーバランス成立)条件。

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

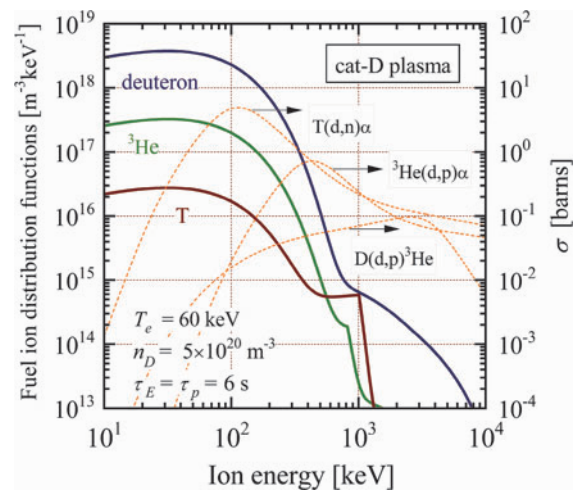


図 4 先進燃料プラズマにおける燃料イオン速度分布関数と核融合反応断面積。

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 のマッ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 のマッ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ッ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、マッ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、

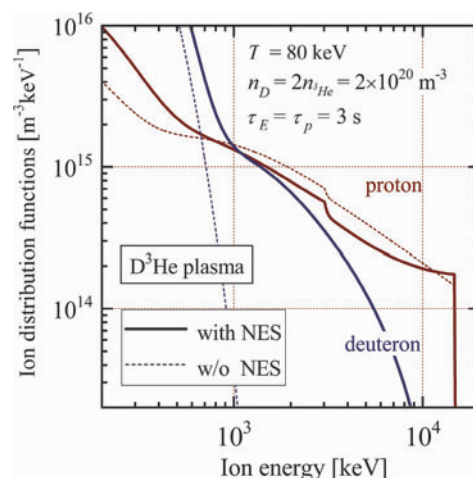


図 5 先進燃料プラズマ中の高速イオン減速分布関数. (実線: NES 考慮, 点線: NES 未考慮).

§ マッ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、基準とするマッ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。従来の数値解析には、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

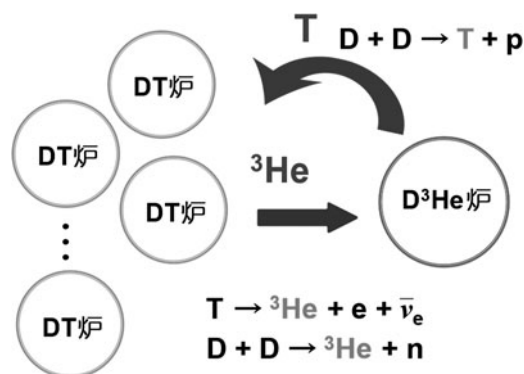
表2 D³He プラズマにおける³He 消費量及び T 製造量.

$n_{3\text{He}}/n_{\text{D}}$ 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).



小特集 先進燃料核融合研究の現状と展開

3. D-³He, D-D 先進燃料核融合炉の探究

3. Quest for D-³He, D-D Advanced-Fuel Fusion Reactors

御手洗 修^{1,2)}

MITARAI Osamu^{1,2)}

¹⁾先進核融合・物理教育研究所, ²⁾東海大学

(原稿受付日: 2021年11月9日)

より安全な D-³He, D-D 先進燃料核融合炉の実現可能性について概説する。高アスペクト比のトカマクではベータ値が低いので自己点火は困難であるが、ベータ値を高くとれる球状トカマク (Spherical tokamak, ST) では自己点火が可能であることを示す。しかしこれらの炉のプラズマ電流は100MA 程度と大きく、ディスラプションが大きな問題である。そこでディスラプションを起こさずにすみそうな逆転磁場ピンチ (reversed-field pinch, RFP) を用いて D-³He 炉ができないかも考える。さらにプロトン・ボロン (p-B) 炉についても議論し、これらの先進炉にまつわる様々な問題点、その研究の魅力についても触れる。

Keywords:

Advanced-fuel, tokamak, spherical tokamak, RFP, D-³He, D-D, p-B reactor, ignition

3.1 はじめに

より安全な D-³He, D-D, p-B 核融合炉は実現可能か、あるいはどうすれば実現可能になるか? 筆者はこの問題を長きにわたって追究してきた。それらの経過と結果について述べる。高アスペクト比のトカマク (HT) ではベータ値が低いので自己点火は困難であるが、ベータ値を高くとれる球状トカマク (ST) では自己点火が可能であることを示す。この D-³He ST 炉では核融合生成粒子が減速して生じる灰粒子の閉じ込め時間がさらに短くなると³He を D に置き換えることで D-D 自己点火も可能になる。しかしながらこれらの ST 炉のプラズマ電流は 100 MA 程度と非常に大きいので、ディスラプションが起きたらそれで終わりである。そこでディスラプションを起こさずにすみそうな RFP (reversed-field pinch) を用いて D-³He 炉ができないかも検討する。RFP 装置においては IPB98y 2 則を満たす程度の閉じ込めが達成できればオーミック自己点火で D-T 燃焼を起こし、燃料を順次切り替えて D-³He 自己点火に達することが可能になる。さらにこの ST 炉を用いて p-B 自己点火を達成するのに必要なパラメータを調べ、それが現実的な値であるかどうかでその可能性を判定し、従来の磁場閉じ込め装置での可能性について述べる。このように過去35年の長きにわたって探究してきた先進燃料核融合炉研究について述べる。

3.2 D-³He ST 炉に至る道

1985年から熊本工業大学で教鞭を取り始めた。最初の年は電卓だけが研究道具であった。卒研生にそれぞれ密度をあたえて、核融合出力や必要な外部加熱パワー、自己点火

条件を計算させた。それまではトカマク装置製作と実験を行ってきたが、ここから核融合炉の研究が始まった。当時、加熱パワーの平方根に反比例して閉じ込め時間が減少する“Goldston の L モード閉じ込め則”が実験的に得られていた。特徴的なのはこの閉じ込め則では“加熱パワー P_h と閉じ込め時間 τ_E の自乗の積” $P_h \tau_E^2$ は装置パラメータで決まることであった。それは自己点火条件の 3 次元表示 (T , $n\tau_E$, $P_h \tau_E^2$) の z 軸と同じ式であり、装置の性能が自己点火条件の図の等高線で表され、これが鞍点を超える能力がなければ自己点火領域には到達できない。“峠の条件”と名付けたこの方法と NEC のプログラム言語 N88-BASICのおかげで D-T 炉や D-³He 炉の研究を始めることができた[1-5]。

ほぼ同時期に米国で2つの有名な研究プロジェクト Apollo, ARIES-III D-³He トカマク炉の検討が行われた。前者は低ベータの第1安定化領域、後者は高ベータの第2安定化領域を仮定していた。(1) Apollo のパラメータは主半径 $R=7.9$ m, 小半径 $a=2.5$ m, 楕円度 $\kappa=2$, トロイダル磁場 $B_t=10.9$ T, プラズマ電流 $I_p=50$ MA, ベータ値 $\langle\beta\rangle=6.7\%$, プロトン(p), He 灰の粒子閉じ込め時間比 $\tau_{ash}^*/\tau_E=1$, 外部加熱パワーは 260 MW である[6]。(2) ARIES-III は $R=7.5$ m, $a=2.5$ m, $B_t=7.5$ T, $\kappa=1.8$, $I_p=30$ MA, $\langle\beta\rangle=24\%$, $\tau_{ash}^*/\tau_E=1\sim 2$, 電流駆動パワーは $P_{CD}=210$ MW であった[7]。ただし τ_{ash}^* はリサイクリングも含めた灰粒子の粒子閉じ込め時間である。

我々も独立に D-T, D-³He 自己点火条件を調べていたが、ちょうどその時に九大の和久田教授は 1.5 倍の核融合反応率を生む核スピン偏極に興味があり、その効果を計算するのにこの“峠の条件”が直ぐに役立った[8]。核スピン偏極

が自己点火条件を緩和する他に、高イオンモード（例えば $T_i/T_e \sim 1.5$ ）がシンクロトロン輻射や制動輻射の減少につながるもので、D-³He 核融合では重要なことがわかった[9]。ARIES-III の物理設計でも高イオンモードが仮定されている。しかし当時は仮定するだけでどうすれば高イオンモードを得られるかはわからなかった。九州東海大学で1994年頃から0次元方程式を用いたプラズマパラメータの時間発展を計算し始め、パワーバランス方程式をイオンと電子に分けて計算できるようになった。しかし核融合生成粒子加熱は電子加熱でありイオンを加熱することは難しいということでD-³He 核融合には暗雲が垂れ込めていた。一方、以前から核弾性散乱（NES）の研究を行っていた九大中尾研の松浦博士によって、D-³He 核融合で生成される14.7 MeV プロトンはNES効果によってイオン加熱できる、即ち核融合生成粒子の出力の40%程度がイオンに行くという明確な計算結果がもたらされ、その後の新たな展開となった[10, 11]。

そこで我々は図1に示すように、D-³He 高アスペクト比（HT）トカマクと球状トカマク（ST）炉の自己点火に必要なイオン加熱割合の真空容器第一壁のシンクロトロン輻射の反射係数（ R_{eff} ）依存性を計算した。それぞれの点列の上の領域では自己点火できるが、下の領域では自己点火できない。具体的には(1) $R=7.5$ m, $a=3.2$ m, $\kappa=2.2$, $B_{t0}=5\sim 7.0$ T, $I_p=50$ MA, 閉じ込め増倍度をIPB98y2則の $\gamma_{\text{HH}}=2$ 倍, $T_i/T_e=1.46$, $\tau_{\text{ash}}^*/\tau_E=2$, $\langle\beta\rangle=12.2\%$ のとき、第一壁の反射率 $R_{\text{eff}}=0.95$, シンクロトロン輻射を反射しないポートの全面積の第一壁表面積に対する比であるホール割合 $F_H=0.1$ のとき、自己点火に必要なイオン加熱割合は $F_{\text{ion}} \sim 0.65$ 以上となる。(2) 一方のST炉では、 $R=5.6$ m, $a=3.4$ m, $\kappa=3$, $B_t=4.4$ T, $I_p=90$ MA, 閉じ込め増倍度IPB98y2則の $\gamma_{\text{HH}}=2$ 倍, $T_i/T_e=1.22$, $\tau_{\text{ash}}^*/\tau_E=2$, $\langle\beta\rangle=40\%$ の場合、 $R_{\text{eff}}=0.90$, $F_H=0.1$ のとき、自己点火に必要なイオン加熱割合は0.35程度であり、核弾性散乱によるイオン加熱が十分に可能な範囲にある[12, 13]。

このようにST炉ではトロイダル磁場が小さいためにシンクロトロン輻射が減少し、電子温度が少しくらい高くても

も大丈夫となり必要なイオン加熱割合が小さくてすむ。現在考えられる限りでは高アスペクト比トカマクでのD-³He 核融合はイオン加熱割合が足りないので困難であると言える。しかしさらなる高ベータ化と α チャネリングのような追加のイオン加熱の方法をみ出すことができれば状況は変化する。

なお2004年のStott論文ではD-³He 炉の可能性はないと結論しているが[14]、それは $T_e = T_i$ を仮定して、高イオンモードの重要性を認識していなかったからである。松浦研では院生がこの論文でD-³He 核融合研究への熱意を失ったそうであるが、先行研究の調査の大切さを教えてくれる。

上述したD-³He ST炉では中心ソレノイド（CS）を用いていない。CSなしでの運転は現在研究中ではあるが意外と難しいので、ここでは小さなCSや鉄心を用いて初期プラズマ電流を立ち上げ、垂直磁場を用いて100 MA程度までランプアップする。その結果、主半径を $R=6.7$ mに増大し、 $a=4.2$ m, $\kappa=2.8$, $B_t=4.0$ T, $R_{\text{eff}}=0.8$, $F_H=0.1$, $\gamma_{\text{HH}}=2.4\sim 1.8$ (IPB98y2), $\tau_{\text{ash}}^*/\tau_E=2$ とすると、核融合出力 $P_F=3$ GW, 電子密度 $n(0)=1.97\times 10^{20}$ m³, イオン温度 $T_i=120$ keV, 電子温度 $T_e=97$ keV, ベータ値 $\langle\beta\rangle\sim 33\%$ を得る。真空容器外部は断熱されているので、その内側のブランケットの温度は第一壁からの熱流束により温度が上昇していく。ここでは1 MW/m²程度の輻射パワーによる熱流束を熱に換えて発電する[15]。さらに松浦研の大森敬之君がこのD-³He ST炉の課題である14.7 MeV プロトンの粒子損失割合をOrbitコードを用いて計算した。この炉では外側トロイダルコイル外半径を $R_{\text{out}}=16$ mに設定していたのでトロイダルリップルが $\sim 0.2\%$ で、エネルギー損失割合は2.1%であった。そこでは自己点火領域に達した後にボロンBの不純物入射によって低温・高密度プラズマとし14.7 MeV プロトンの減速時間を短くすることでエネルギー損失割合を0.76%まで減らすことができた[16]。D-³He 炉においても、ヘリカル炉における高密度運転のように[17]、高密度によって高エネルギー粒子の閉じ込めが改善されることがわかった。

しかし不純物入射をすることなく安定点で運転し、かつ14.7 MeV プロトンの損失割合を減らすために図2に示すように外側トロイダルコイル外半径を $R_{\text{out}}=17.5$ mとし、リップルを0.16%に減らした。その最終形は $R=7.6$ m, 小半径 $a=4.1$ m, $\kappa=2.8$, $B_t=4$ Tの炉となる。この炉では半径0.75 mのCSを設置できるようにしている。密度と温度の分布係数 $\alpha_n=0.5$, $\alpha_T=1$ の場合で、 $\gamma_{\text{HH}}=2.4\sim 1.8$, D-³He = 0.45 : 0.55, $\tau_{\text{ash}}^*/\tau_E=2$, $\tau_D/\tau_E=2$, $R_{\text{eff}}=0.8$, $F_H=0.1$, $P_F=3$ GW とするとき、図3に示すように外部加熱パワー300 MWで $I_p=86.7$ MAまでプラズマ電流がランプアップされ、安定点での自己点火パラメータは $n(0)=2.04\times 10^{20}$ m³ (Greenwald 密度限界 $n_{\text{GW}}(0)=2.09\times 10^{20}$ m³), $T_i=105$ keV, $T_e=88$ keV, $\tau_E=22$ s, $\langle\beta\rangle\sim 31\%$ が得られ、制動輻射損失パワー $P_B=1.42$ GW, シンクロトロン輻射損失パワー $P_S=0.44$ GW, 中性子パワー $P_N=83$ MWとなる。対応するPOPCON (Plasma operating contour map) と運転点に至るまでの経路を図4に示す。

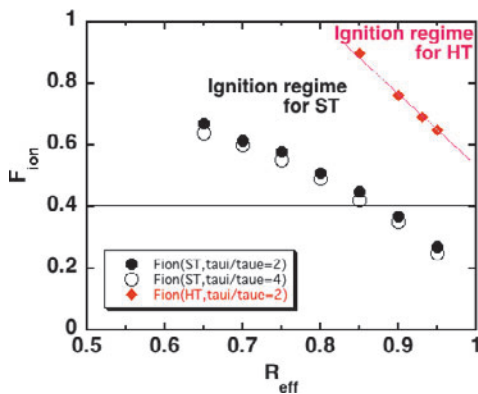


図1 D-³He 高アスペクト比トカマク（HT）とSTにおける自己点火を達成するのに必要な核融合生成粒子のイオン加熱割合 F_{ion} と第一壁の反射係数 R_{eff} の関係（参考文献[12], Fig.3から引用）。

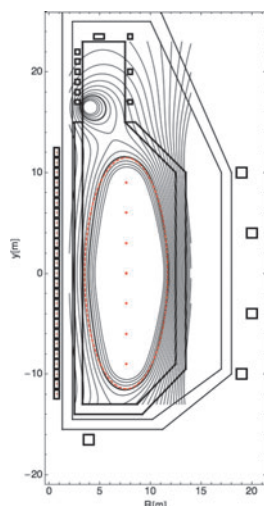


図2 リップル低減 D-³He ST 炉のプラズマ断面略図。上部の空間は燃料供給用のスペース。

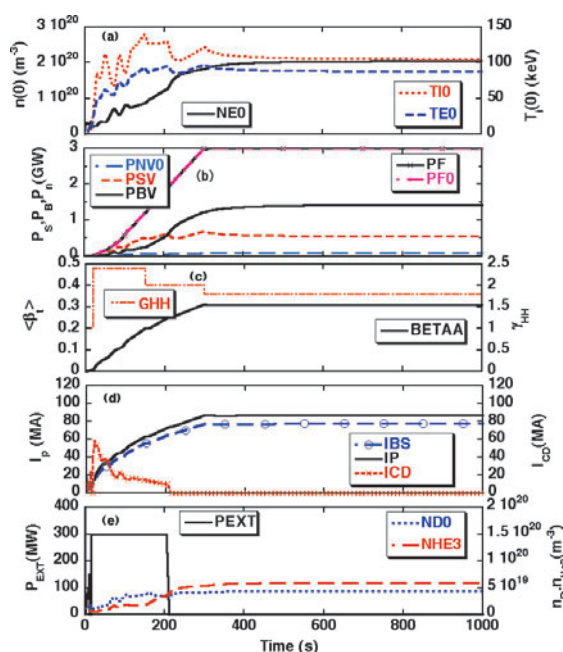


図3 自己点火領域接近時のプラズマパラメータの時間発展。(a) 中心イオン温度 T_i , 電子温度 T_e , 密度 n , (b) 全核融合出力 P_F , 全制動輻射損失パワー P_B , 全シンクロトロン輻射パワー P_S , 全中性パワー P_N , (c) 閉じ込め増倍度 γ_{HH} , ベータ値 $\langle\beta\rangle$, (d) プラズマ電流 I_p , ブートストラップ電流 I_{BS} , (e) 外部加熱パワー P_{EXT} と各イオン密度 n_D , n_{3He} 。

しかしながら、D-³He 核融合で問題なのが p や ⁴He の燃えかす粒子の排気である。今ここで述べた D-³He 炉では $\tau_{ash}^*/\tau_E = 1 \sim 2$ であるが、現在のトカマクでは $\tau_{ash}^*/\tau_E = 5 \sim 10$ 程度であり、ST での実験結果はまだない。最近 DIII-D の逆 D 配位の実験においてはエネルギー閉じ込め時間が H モード程度で、ベダスタルがない L モード的な粒子閉じ込めの放電が得られている。特に不純物の粒子閉じ込め時間比 τ_{imp}^*/τ_E が 1 オーダー程度の良い結果が得られているので [18], スペインで計画されているような ST 装置において逆 D 配位実験が行われ、同様に良好な結果が得られれば有望となる [19]。

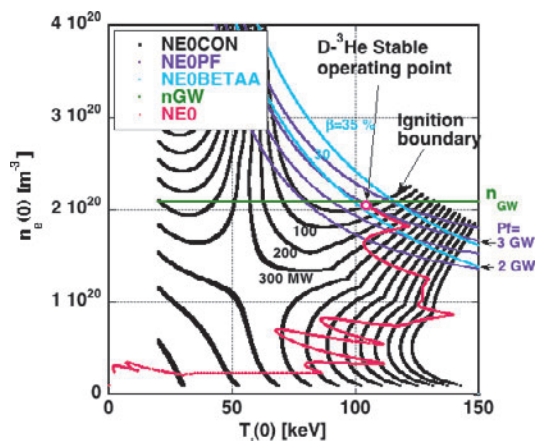


図4 図3に対応する POPCON 図。

また、もう一つの困難さは燃料供給である。³He は固体にならないので小さなプラスチックカプセルに入れて入射する方法も考えられるが、D-³He 核融合は不純物の許容量が小さく、かつプラズマ温度が高いことも相まってこのようなペレット入射は困難であろう。(一方、高アスペクト比の D-T 炉の逆 D 配位ではインボード側の空間が大きくなるためにペレット内側入射がより行いやすくなり、現在の D 配位のトカマクよりは燃料供給の問題は少なくなるであろう [20])。しかしながら CT 入射 (Compact toroid injection) の可能性はあるので現在詳細に検討している。今までの CT 入射の理論的実験的研究は不十分で、さらなる研究が必要である。なお図 2 の ST 炉の上部の空間は現在研究中の燃料供給のためのもので、マーキング燃料供給 [21], CHI 燃料供給, CT 入射等が考えられる。

すでに述べたように菊池氏提案の逆 D 配位 D-T 炉 [22] においては粒子の排気, 燃料供給の問題が解決される可能性があり将来が期待できる。しかし D-³He 逆 D 配位 ST 炉が成立するとしても、プラズマ電流が 100 MA と巨大であることは大きな問題である。もしディスラプションが 1 度でも起きるとその装置は終わりだからである。ディスラプションを完全に取り除く技術を開発しない限りトカマク炉の実現は不可能に近く、巨大な電力を発生する炉としては使用できない。これはトカマクが直面する課題である。現在のトカマク研究者はこれに対する危機意識があまりにも少ない。影響を小さくするような小手先の技術ではなく、何か全く新しい除去方法を産み出すべき時にきている。したがって D-³He 核融合を実現したいという立場からはトカマクを諦め、後で述べるようにディスラプションのない RFP 炉に夢を託さざるを得ない。

3.3 D-D ST 炉

一般的に D-D 核融合は反応断面積が D-³He よりも小さいので自己点火はより困難である。したがって D 燃料のみのプラズマに外部加熱パワーを与えても直接自己点火領域に到達することは難しい。この ST 炉の場合、垂直磁場コイルの電磁誘導によってプラズマ電流を駆動するので、プラズマエネルギーを最初から大きく増加させることのできない

D-D 運転ではプラズマ電流を駆動できず、自己点火に到達することはできない。しかし D-³He 燃料で自己点火に到達した後に燃料を³He から D に変えることで D-D 自己点火領域に到達できるようになる。

主半径 $R=6.7$ m, 小半径 $a=4.2$ m, 楕円度 $\kappa=2.8$, トロイダル磁場 $B_t=4.0$ T, 第一壁の反射率 $R_{\text{eff}}=0.9$, ホール割合 $F_H=0.1$, $\tau_{\text{HH}}=2.5 \sim 2.2$ (IPB98y2) の ST において, $\tau_D^*/\tau_E=5$ (注: D-D 反応では p と ⁴He 以外は燃料となるので灰ではない), $\tau_{\text{ash}}^*/\tau_E=1.1$, $\alpha_n=1$, $\alpha_T=1$ とおくと, 図 5 に示すように最初 D-³He 燃料で運転して 150 keV 程度のイオン温度に上げると 200 s で D-³He 自己点火領域に入る。その後図 5 (c) の様に 300 s で³He 燃料入射をやめて D 燃料を多量に入れると, 温度が下がり密度は上昇し D-D 自己点火領域に入る。400 s でプラズマ電流は $I_p=101$ MA まで上昇し, 自己点火パラメータは $n(0)=2.52 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $n(0)/n_{\text{GW}}(0)=0.92$, $T_i=91$ keV, $T_e=78$ keV, $P_F=3$ GW, $P_B=1.0$ GW, $P_S=0.17$ GW, $P_N=1.2$ MW, $\tau_E \sim 39$ s, $Z_{\text{eff}}=1.24$, $\langle \beta \rangle \sim 32.8\%$, 第一壁熱流束 $\Gamma_h=0.51$ MW/m², 中性子束 $\Gamma_n=0.5$ MW/m² となる。図 5 (e) に示すように D-D 反応で³He が生成されるので, プラズマ中の³He イオン密度はあまり変わらない。これから³He や T を回収することができる。

なお, 図 6 の POPCON に示すように自己点火領域はあまり広くはない。

このときの条件設定で重要なのが灰の排気である。D-³He 核融合では $\tau_{\text{ash}}^*/\tau_E=2$ とおいたが, D-D 核融合ではさらに短く $\tau_{\text{ash}}^*/\tau_E=1.1$ とおいた。また, 核融合生成粒子のイオン加熱割合を D-³He 核融合と同じ 40% と仮定したが, 高エネルギープロトンの割合が少ないので核弾性散乱による

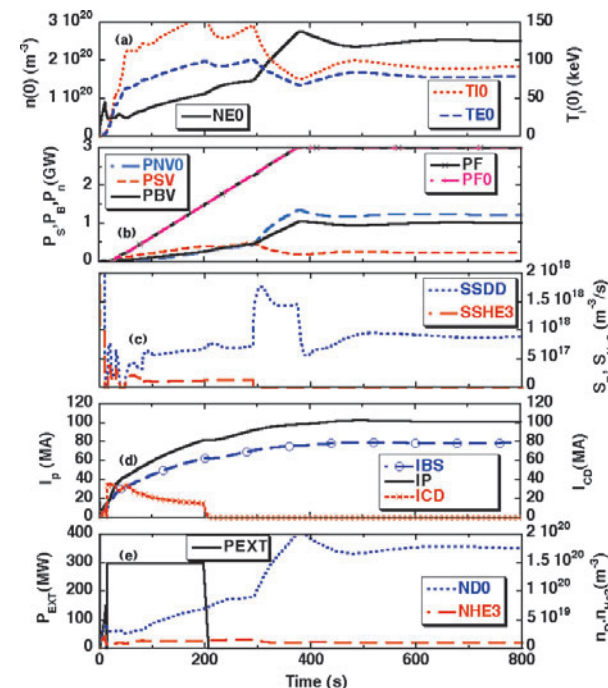


図 5 イグニッション接近時のプラズマパラメータの時間発展。(c) D と³He 燃料の供給率, (c) 以外の (a) から (e) までは図 3 と同じ (参考文献[16]の Fig.8 を引用)。

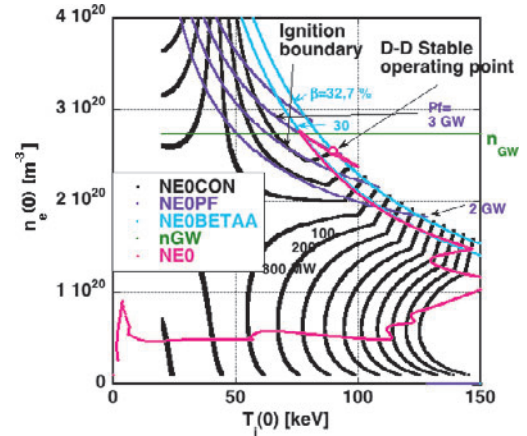


図 6 図 5 に対応する D-D 自己点火の POPCON 図 (参考文献[16]の Fig.9 を引用)。

イオン加熱割合はさらに低いことが考えられる。したがって実際には D-³He 核融合よりはるかに実現は厳しいのではないかと考える。

3.4 D-³He RFP 炉[23]

D-³He 核融合ができればそのようなディスラプションのない環状閉じ込め装置が他にないかと考えると, 最近進歩の著しい RFP 炉に可能性が見える。その理由は(1)イタリアの RFP 装置 RFX-mod では図 7 に示すように 2 MA のプラズマ電流が得られているが, アクティブコイルによって放電が完全に制御されている[24]。元々安全係数が 1 以下で運転されいろいろなモードが存在しているのでトカマクのように安全係数が 1 以下になってもキंक不安定性が起きない。トカマクは主半径が 10 m 以上になると安全係数の観点からプラズマ電流を大きくできないので炉としては成立しなくなるが, RFP ではそれが可能である。

また(2)米国のウイソコンシン大学の MST 装置では, 図 8 に示すようにトカマクの IPB98y2 則の閉じ込め増倍度の L モードに近い値 ($\gamma_{\text{HH}} \sim 0.5$) が得られていて[25], 閉じ込めもだいぶ改善されてきている。

さらに 2017 年に京都で開かれた ISFNT-13 においてパドバグループの RFP におけるプラズマ電流のオーミック加熱と AC (Alternating current) 運転を用いた炉の提案[26]に触発されたからでもある。オーミック加熱による自己点火の研究をすでに行っていており[27], またカナダの

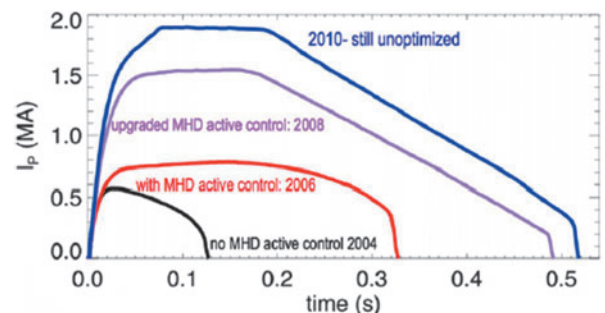


図 7 RFX-mod におけるプラズマ電流波形 (参考文献[24]の Fig.1 から引用)。

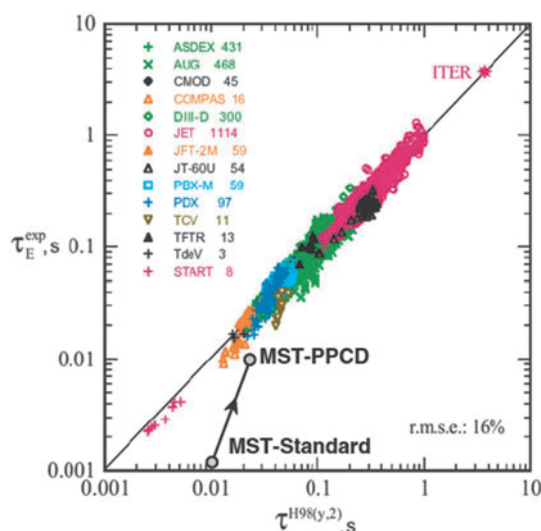


図8 MST-RFP のトカマクと比較した閉じ込め時間（参考文献[25]の Fig.4 から引用）。

STOR-1M トカマクにおいて世界最初の AC プラズマ電流実験を行った経験から[28], RFP 炉に興味を抱きはじめた。

3.4.1 D-T RFP 炉

上の(1)(2)の結果に着目し RFP 炉で D-T 自己点火ができるかどうかをまず調べた。RFP 炉はトロイダル磁場が小さくプラズマ電流が大きいので、オーミック加熱だけで自己点火領域に到達することができる。なおここでは F- θ ポンピングによる定常化は仮定せず、誘導運転だけを考える。RFP ではプラズマ内での電流パスがヘリカル形状となり 4 倍（スクリュウアップファクター）ほど長くなるので、その分トカマクよりもループ電圧が大きくオーミック加熱パワーが大きくなるが、プラズマインダクタンスが円環プラズマの半分程度になるので[29], CS 磁束を大きくとれば長時間放電ができる。計算には、京都工芸繊維大学の政宗貞男先生に指南を受けて MPFM（Modified polynomial function model）モデルを用いた[30]。ここでは図9に示すような主半径を $R=18\text{ m}$ と大きくし、CS 磁束を大きく $\Phi_{\text{OH}}=11,621.4\text{ Vs}$ とし、小半径を $a=1.8\text{ m}$ とした。ダイバータは示していないが逆 D タイプの外側上下に設置することが考えられる。RFP の閉じ込め則はまだ確立されていないので、上述したようにトカマクの IPB98y2 閉じ込め則を用いて増倍度は $\gamma_{\text{HH}}=0.5$ （L モード）とした。図10に示すように 10 s 程度の短時間にプラズマ電流を $I_p=25\text{ MA}$ に急速に立ち上げ、 $\sim 55\text{ MW}$ のオーミック加熱パワーによって自己点火領域に達したら、22 MA ($q(0)\sim 0.07$) に下げて一定にする。オーミック自己点火時には図11の POPCON に示すように低密度からアクセスする。密度分布が $\alpha_n=0.15$, 温度分布が $\alpha_T=1$, $R_{\text{eff}}=0.9$, $F_H=0.1$ の場合、自己点火領域では核融合出力 $P_f=2\text{ GW}$ の場合 $n(0)=1.27\times 10^{20}\text{ m}^{-3}$, $n(0)/n_{\text{GW}}(0)=0.9$, $T(0)=29.8\text{ keV}$, $\langle\beta\rangle=15\%$, $\tau_E=2.55\text{ s}$, 中性子束 $\Gamma_n=1.18\text{ MW/m}^2$ が得られる。この場合中心磁場は $B_t=3\text{ T}$ となる。ここでは数時間程度の放電が得られるので、プラズマ電流の AC 運転と熱貯蔵装置を採用した準

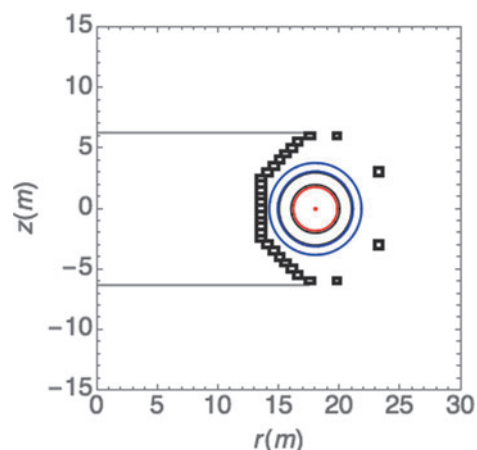


図9 D-T RFP 炉の断面図（ダイバータは省略している）。

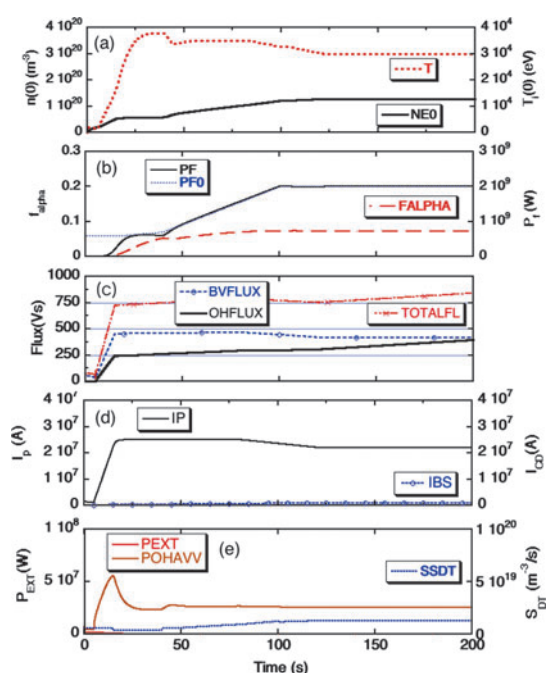


図10 D-T RFP 炉におけるオーミック自己点火時のプラズマパラメータの時間発展。(a)中心温度 $T_i = T_e$, 密度 n , (b)全核融合出力 P_f , He 灰密度比, (c)CS 磁束 $OHFLUX$, 垂直磁場による磁束 $BVFLUX$, (d)プラズマ電流 I_p , ブートストラップ電流 I_{BS} , (e)オーミック加熱パワー P_{OH} , 燃料供給率 $SSDT$ 。

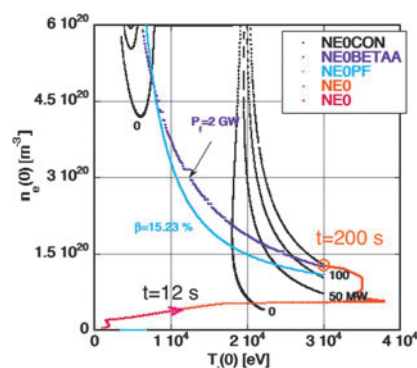


図11 図10に対応する POPCON 図 (at $t=12\text{ s}$)。

定常発電が考えられる [31]．もちろんFθポンピングによる定常電流化ができればさらに主半径を小さくできる．

3.4.2 D-³He RFP 炉

D-³He 核融合のためにさらに大きい炉を考え、まず D-T 自己点火によって 100 keV 程度まで温度を上げ、そこで徐々に燃料を T から ³He に変えて D-³He 自己点火領域に移行できないかを調べた． $R=24$ m, $a=4.0$ m, 密度分布が $\alpha_n=0.5$, 温度分布が $\alpha_T=1$ として、現状で得られている L モード閉じ込めの 2 倍 (IPB98y2 の $\gamma_{HH}=1.0$) を仮定し $\tau_{ash}^*/\tau_E=1.8$, $R_{eff}=0.95$, $F_H=0.02$ とおくと、図12に示すようにプラズマ電流を短時間に $I_p=60$ MA に立ち上げ 30 MW でオーミック自己点火した後で、200 s から T 燃料を減少させ代わりに ³He 燃料を注入し、500 s で D-³He = 0.6:0.4 に燃料比を変換してしまえば、600 s で $n(0)=1.70 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $n(0)/n_{GW}(0)=1.1$, $T_i(0)=99.45$ keV, $T_e(0)=80.38$ keV の D-³He 自己点火の定常パラメータが得られる．その途中 300 s で $P_F=3$ GW となる．プラズマ中心では $B_t \sim 5.3$ T と大きくなるのでシンクロトロン輻射が増大し $P_S=708$ MW となる．また $\langle \beta \rangle = 14.0\%$, $\tau_E=15.8$ s, $P_N=143$ MW, $P_B=617$ MW となる．前と同様に第一壁への熱負荷 ($\Gamma_h=0.42$ MW/m²) を電気に変換する．CS 磁束は $\Phi_{OH}=18$, 158 Vs なので放電時間がさらに長くなる．これは D-T 炉よりも温度が高いのでプラズマ抵抗が下がるからである．AC 運転も可能であり Fθ ポンピングを仮定する必要はないと考えられる．図13にはその POPCON 図を示す．

RFP はヘリカル形状のプラズマ電流によってトロイダル磁場が増大する常磁性の性質を持つので、運転パラメータの選択によっては中心でのトロイダル磁場が大きくなりやすい．したがって反磁性の D-³He ST と異なり高ベータの

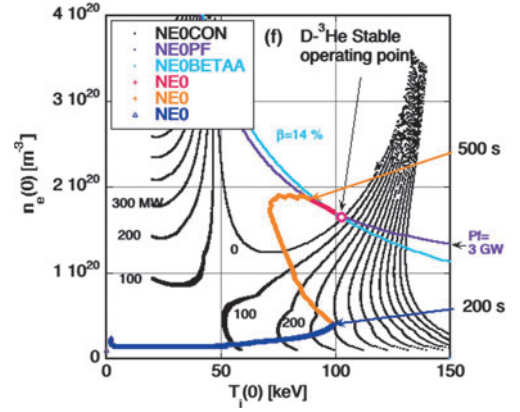


図13 図12に対応する POPCON 図．

恩恵がなく、シンクロトロン輻射が増大するので第一壁の反射率も大きくなければならず ($R_{eff}=0.95$)、そのために自己点火到達が困難になりうる．そのためにポートのホール割合も $F_H=0.02$ と小さくしている、また、D-³He ST と同様に p, ⁴He 灰の閉じ込め時間比が $\tau_{ash}^*/\tau_E=1.8$ と短くなければいけない．燃料供給や排気の問題は窓のアクセスが小さいので困難な可能性があるが、もし RFP でディスラプションが本質的に回避できれば炉としての可能性を追究することは価値がある．しかし閉じ込め増倍度が現状の 2 倍程度必要なことより、プラズマ輸送の実験的研究が今後重要になることがわかる．D-³He 炉の可能性を示したこの研究はさらなる RFP の実験研究の重要性を示している．

なお MHD モードを制御するためのアクティブコイルは D-³He 炉の場合、中性子束が小さいので、銅コイルが使えるかもしれないが、液体金属を利用したコイルも考える必要がある．

3.5 p-B 炉は可能か? [32]

p-B 核融合は燃料も地上にあり、生成物も ⁴He のみで中性子発生がなく真の意味で先進燃料核融合であり、実現できれば理想的である．ここでは D-³He ST 炉 ($R=6.7$ m, $a=4.2$ m, $B=4$ T) において p-B 自己点火領域に到達するのに必要なパラメータを仮定し、それらが実現可能な範囲にあるかどうかで判定する．

図14に示すように、まず D-³He 核融合を用いて 500 s かけて 300 keV 以上の高温とし、さらに 500 s かけて燃料を徐々に p-B に置き換えて自己点火領域に到達させる．そのための主な仮定は次の通りである．(1) シンクロトロン輻射を抑えるために第一壁の反射係数は $R_{eff}=1$ 、計測用ポートなし $F_H=0$ と仮定、(2) $\langle \sigma V \rangle_{PB}$ を核スピン偏極で 1.6 倍まで増大させる、(3) 500 s 以後はイオン加熱割合を 0.4 から段階的に 0.8 まで増大、(4) 外部加熱パワーを 800 MW 印加、(5) IPB98y2 則の閉じ込め増倍度を 2.5 からさらに 4 に増大、(6) D-³He から p-B の遷移領域では D-³He 燃料を速く減らすために燃料粒子の閉じ込め時間を段階的に $\tau_D^*/\tau_E = \tau_{He3}^*/\tau_E = 4 \rightarrow 2 \rightarrow 0.1$ と減少させるが、p-B 燃料粒子に対しては $\tau_p^*/\tau_E = \tau_B^*/\tau_E = 2$ とし、(7) B の電荷数が 5 と大きく燃料希釈が大きいので、He 灰粒子閉じ込め時間比を

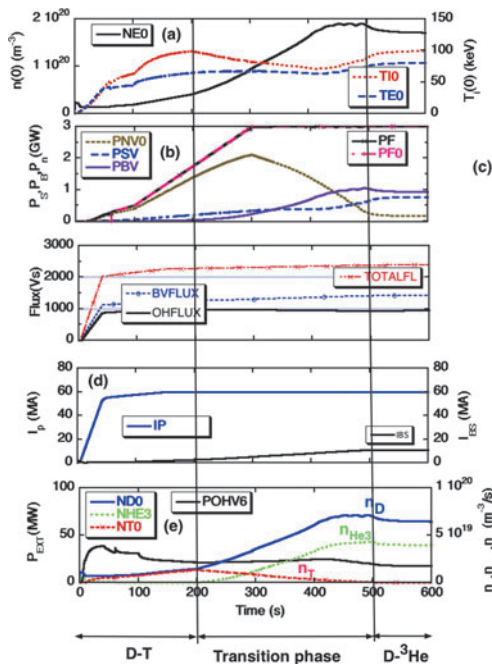


図12 D-T から D-³He 核融合への遷移時のプラズマパラメータの時間発展．(c) CS 磁束 OHFLUX と垂直磁場による磁束 BVFLUX, (e) オーミック加熱パワー、各イオン密度 n_T , n_D , n_{He3} ．(c) (e) 以外は図 3 と同じ．

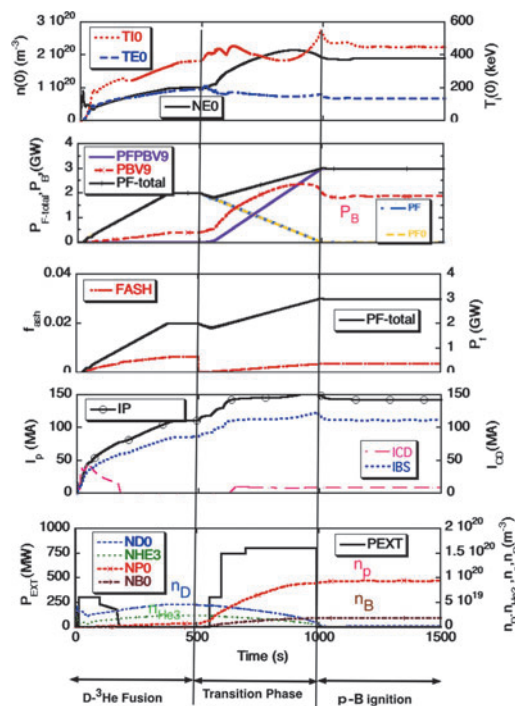


図14 p-B ST 炉のプラズマパラメータの時間発展。(c)全核融合出力 P_F と He 灰の密度に対する割合 f_{ash} , (c) 以外の (a) から (e) までは図 3 と同じ。

$\tau_{ash}^*/\tau_E = 0.2 \rightarrow 0.1 \rightarrow 0.01$ と段階的に減少させる。

このように大胆なパラメータ設定で得られた p-B 自己点火フェーズでは、 $I_p = 142$ MA, $n(0) = 1.9 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $T_i = 450$ keV, $T_e = 135$ keV, $\langle \beta \rangle \sim 65\%$, 全核融合出力 $P_F = 3$ GW, そのうち制動輻射損失は $P_B = 1.9$ GW ($Z_{eff} \sim 3$) である。またエネルギー閉じ込め時間は $\tau_E = 36$ s となるので $\tau_{ash}^*/\tau_E = 0.01$ より He 粒子の排気には要する時間は $\tau_{ash}^* \sim 0.36$ s である。ただしこの 0 次元解析では高エネルギー α 粒子の減速時間は 0 と仮定しているので、自己点火が達成されている。

今までの D-T, D- ^3He , D-D 核融合炉の研究結果をまとめると図15のようになる。D- ^3He , D-D 炉となるにつれて要求される τ_{ash}^*/τ_E 比は 2, 1.5 と小さくなければ自己点火を維持することはできない。これは先進燃料になるほど燃料粒子や反応生成粒子の電荷数が増加し燃料希釈が起りやすくなるからである。 $\tau_{ash}^*/\tau_E > 1$ で成立するのは D-D 炉までであり、p-B 核融合はさらに短く $\tau_{ash}^*/\tau_E \sim 0.01$ が必要となる。

この $\tau_{ash}^*/\tau_E < 1$ のような条件がありえるかどうかは議論の対象でもあるが、詳細に検討してみるとその意味が理解できるようになる。即ち、p-B 核融合で発生した高エネルギー α 粒子がプラズマにエネルギーを与える時間（減速時間）は $T_e = 135$ keV の場合 $\tau_{slow} \sim 1.5$ s 程度であるが、He (α 粒子) の排気時間は上述したように $\tau_{He}^* \sim 0.36$ s と短くしなければいけない。つまり α 粒子がエネルギーをプラズマに与える前に灰となる He 粒子を取り除かなければならない。これでは自己加熱ができないことになる。

このように p-B 自己点火に到達するための条件を Maxwell 分布を仮定して調べると、環状磁場閉じ込め装置

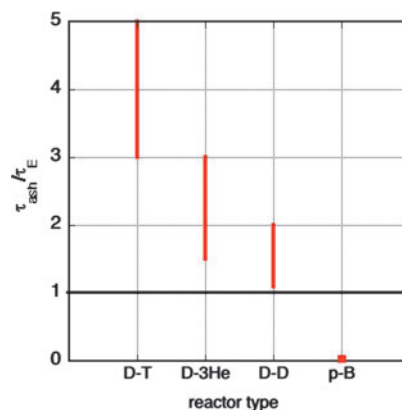


図15 D-T, D- ^3He , D-D, p-B 核融合の自己点火に必要な核融合生成粒子の閉じ込め時間比。

の熱平衡プラズマにおいては、高エネルギー粒子の長い減速時間と、電荷中性条件から要求される He 灰の短い排気時間という矛盾により自己点火を実現するのは不可能という結論となる。ちなみに図 3 の D- ^3He ST 炉においては 14.7 MeV プロトンの減速時間は $\tau_{slow} \sim 0.5$ s であり、 $\tau_{ash}^*/\tau_E = 2$ と $\tau_E = 22$ s より求まる灰の排気時間 $\tau_{ash}^* = 44$ s よりも遙かに短いので問題はない。

一方、FRC (Field-reversed configuration) で p-B 核融合ができると主張する研究は非 Maxwell 分布で電荷中性条件を満たさず、発生した高エネルギー α 粒子の直接損失をエネルギー変換するものである。自己点火ではなく NBI ビーム駆動による有限 Q 値をめざした考え方である [33]。これは従来の考え方とは異なり非熱平衡プラズマによる核融合であり、炉の観点からさらなる検討が必要であろう。また本小特集にあるような直接エネルギー変換との連携した研究が必要になるだろう。

3.6 まとめと課題

より安全な核融合炉をめざした D- ^3He , D-D 磁気閉じ込め核融合炉の自己点火に関する研究結果をまとめると、通常の高アスペクト比のトカマクでは D- ^3He , D-D 核融合炉は難しいが、低アスペクト比の ST を用いれば D- ^3He , D-D 核融合炉までは可能性がある。しかしディスラプションが最大の問題である。ディスラプションの問題がなさそうな RFP 炉においては、閉じ込めが現状の 2 倍程度に改善できれば D-T 燃料で自己点火に達してから D- ^3He 燃料に切り替えることで D- ^3He 炉は可能になりうる。p-B 炉に関しては、ST 核融合炉で考えると反応生成粒子は直ぐに排気しなければいけないので自己加熱する時間がなく自己点火ができない。このように熱平衡プラズマでは電荷中性条件のために p-B 炉は従来の磁気閉じ込め核融合炉では不可能となる。

以上の研究結果から浮かび上がる定常をめざした環状磁気閉じ込め核融合炉の 3 つの大きな課題は

- (1) ディスラプション
- (2) 灰粒子排気
- (3) 燃料供給,

であろう。一見可能に思える核融合炉でもよく考えてみると灰粒子排気や燃料供給がうまく行えるかどうかはわからない。そこで現在考えられる研究の方向性として次のようなことが考えられる。

(1)に関しては、トカマクからディスラプションは取り除けないと予想するので、トカマク以外のRFPやディスラプションのないヘリカル炉の研究がますます重要になってくる。ヘリカル炉はトカマクにかなわないと主張するのは先見性のなさを示している。なお先進燃料を用いるヘリカル炉については閉じ込め増倍度が現状の2.4倍程度必要なことから以前に断念したが[34]、最近LHDにおいてはLID (Local island divertor) コイルによる閉じ込め改善が報告されているので[35]、今一度見直してみる必要がある。

(2)の灰粒子排気に関しては、プラズマの表面近くに磁気島を生成し、拡散してきた灰粒子を外に速く損失させてしまうことが考えられる。LHDでのLIDコイルによるHe排気を促進する磁気島実験結果も存在するので[36]、そのような目的のための様々な磁気島の探索が必要である。

(3)に関して現在取り組んでいる解決策の一つはCT入射である。今まで多くの研究があるがまだ実験的にも理論的にも不完全であり、これを新たな観点から考え直し、基礎的研究を進める必要がある。

筆者は正しく理解できていないのかもしれないが、上の3つの大きな問題がなさそうなのが、レーザー核融合やその他の短パルス的な運転を行う核融合炉である。燃料はそのたびに注入して、核融合でエネルギーを出して、そのたびにごとに燃焼灰の排気を行う、という観点からは問題はあまりないのかもしれない。

3.7 最後に

このようにD-³He, D-D, p-B先進燃料核融合研究を行っていくと、燃えかす粒子の閉じ込め時間を短くすることの重要性が理解できるようになる。これは自己点火を維持するために重要で、いわゆるSDGs (Sustainable Development Goals: 持続可能な開発目標) 的考え方に通じている。また、この考えは目の前に起きている世の中の問題の解決にも役立つ。即ち、社会における感染者の滞在時間(閉じ込め時間)を短くすれば、感染時間を短くすることで感染確率を減らすことができるというコロナ対策である。検査によって感染性を確認して直ぐに保護隔離すれば感染者数を速く減らすことができる[37]。この発想は核融合研究を世のために役立てたいと長年思い続けてきたことから来たものである。核融合研究は世の役に立つ。それはどちらも多体問題だからであろう。

D-T核融合のみを研究するのはもったいないと思う。何故なら、同時にD-³He核融合ではどうなるだろうかという好奇心を持てば、さらに視野が広がるからである。D-³He核融合を研究するとD-T核融合ではあまり重要な問題ではないと思えることが非常に大きな問題として浮かび上がってくる。大きな壁が目の前に立ちだかるので、それにめげてしまうかもしれないが、それを乗り越える楽しみも与

えてくれる。乗り越えるべきか？迂回すべきか？全く新たな方法はないか？これらを考えることは楽しいことである。また、D-T核融合では何とか役にたった概念がD-³He核融合では全く役に立たなくなってくる。ここでは考え方、物の見方をアップグレードする必要がある。また、基礎から考え直す必要が生じるし、ほとんどの研究者がまだ考えてもいないようなことを考える必要がある。

それらの例として、ST炉は大きなプラズマ電流を流せるが、CSコイルの磁束を大きくとれないので電流を駆動するのは容易ではない。それを克服するためにテータピンチの発想から外側のPFコイルの作る垂直磁場を利用して立ち上げを行う方法を開発することができた[38]。また、D-³He炉は高温になるので電流駆動は全く役に立たない。プラズマの温度が高すぎて外部から電流駆動をかけると逆電流が流れいつまで経っても減衰しないので、全体としてプラズマ電流は全く変化しない[16]。オーバーストランプ電流立ち上げなども使えない概念である等、今までの常識を超えた幅広い視野が得られる。電流駆動は低温度、低密度の場合のみに有効であることを認識しておくことは今後の研究テーマを考える際にも重要である。

「核融合は砂上の楼閣である」という意識を私は今も持ち合わせている。このように意識すると研究がスリル満点になる。どっちに転ぶかわからないからである。しかし、砂上の楼閣でないようにするにはどうすれば良いかをずっと真剣に考えている。核融合研究ではひとつの問題を解決したらまた次に問題が出てくる。まるでタマネギのように、これは"Fusion Onion"とも言える。しかし必ず“実”はあると信じている。現在の世界の研究を眺めているといつまで経っても結論を出さずに研究を続けているような風潮が感じられる。だめならだめと早く結論を出すことも重要と思う。何故なら次に何をすれば良いかを考えるからである。核融合研究には解決すべき課題が多い。だからこそ早く取り組んで早く結論を出す。早く失敗することも重要である。いつまで経っても実現しそうにないから研究への参入はやめようとする若者もいるかもしれない。しかしながら、「問題が多いほど活躍のチャンスがある」ととらえると将来が楽しみになってくる。先進燃料核融合炉の研究は“問題を発見する多くの機会を与えてくれる。また、その問題をどのようにして解決するかそのチャンスも与えてくれる”。明確な目標を持つ核融合研究であるからこそ我々に多くのことを教えてくれる。また我々は学術研究のために研究しているのではない。目の前の大きな問題を解決するために基礎から学術的に研究している。解決は簡単ではないが人類が生き延びるためでもある。

なお江崎玲於奈先生が筑波大学で開かれたプラズマ核融合学会で行った講演での言葉は印象的であった。

"Visit the future earlier than anybody else"

参考文献

- [1] 御手洗 修: “核融合の必要条件とその温度、密度分布及び極核融合依存生” アイオニクス: イオンの科学と技術 (1987年8月号) 13, 17 (1987).

- [2] 御手洗 修：“D-³He トカマク核融合炉における“峠の条件”とその偏極核融合依存性” アイオニクス：イオンの科学と技術（1988年10月号） **14**, 15 (1988).
- [3] O. Mitarai *et al.*, Fusion Technol. **16**, 197 (1989).
- [4] O. Mitarai *et al.*, Fusion Technol. **20**, 208 (1991).
- [5] O. Mitarai *et al.*, Fusion Technol. **22**, 227(1992).
- [6] G.L. Kulcinski *et al.*, Fusion Technol. **15**, 1233 (1989).
- [7] T.K. Mau *et al.*, IEEE 14th Symposium, 145 (1992).
- [8] O. Mitarai *et al.*, Fusion Technol. **21**, 2265 (1992).
- [9] O. Mitarai *et al.*, Fusion Technol. **19**, 234 (1991).
- [10] H. Matsuura *et al.*, "Effect of Nuclear Elastic Scattering on Plasma Confinement Condition in D-³He Tokamak Fusion Energy Systems" 12th International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems (Brussels, Belgium, Aug. 21-26, 2005).
- [11] 松浦秀明 他：プラズマ・核融合学会誌 **91**, 449 (2015).
- [12] O. Mitarai *et al.*, Fusion Eng. Des. **81**, 2719 (2006).
- [13] 御手洗 修：プラズマ・核融合学会誌 **91**, 463 (2015).
- [14] P.E. Stott, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 1305 (2005).
- [15] O. Mitarai, "A D-³He spherical tokamak reactor with the plasma current ramp-up by vertical field" in "Nuclear Reactors, Nuclear Fusion and Fusion Engineering," Nova Science Publishers, Inc. (2009) 405, Edited by A. Aasen and P. Olsson.
- [16] O. Mitarai *et al.*, Fusion Eng. Des. **136**, 82 (2018).
- [17] H. Matsuura *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 2405086 (2011).
- [18] A. Marinoni *et al.*, "DIVERTED NEGATIVE TRIANGULARITY PLASMAS ON DIII-D: THE BENEFIT OF HIGH CONFINEMENT WITHOUT THE LIABILITY OF AN EDGE PEDESTAL", 28th IAEA-FEC, EX/6-6 Ra, 2021.
- [19] S.J. Doyle *et al.*, "Magnetic Equilibrium Design for the SMART Tokamak" Fusion Eng. Des., on line 14 June, 112706 (2021).
- [20] 御手洗 修 他：“QUEST におけるプラズマ垂直位置制御” QUEST 研究会 2019.10.3-4.
- [21] S. Koike *et al.*, Fusion Eng. Des. **36**, 111(2018).
- [22] M. Kikuchi *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 056017 (2019).
- [23] O. Mitarai and S. Masamune, "Ignition studies on D-T and D-³He RFP reactors", US-Japan Workshop on CT at NIFS 2019 Oct.31-Nov.2.
- [24] P. Martin *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 094023 (2011).
- [25] J.S. Surf *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1684 (2003).
- [26] R. Piovan *et al.*, Fusion Eng. Des. **136**, 1489 (2018).
- [27] O. Mitarai *et al.*, Fusion Technol. **23**, 79 (1993).
- [28] O. Mitarai *et al.*, Nucl. Fusion **27**, 604 (1987).
- [29] J.C. Sprott, Phys. Plasmas **31**, 2266 (1988).
- [30] W. Sheng and J.C. Sprott, Phys. Plasmas **B3**, 1255 (1991).
- [31] O. Mitarai *et al.*, Fusion Technol. **20**, 285 (1991).
- [32] 御手洗 修：“p-B 核融合炉の可能性？” 先進燃料核融合発電システムの総合的研究（NIFS, Zoom 会議），2021.2.3.
- [33] N. Rostoker *et al.*, J. Fusion Energy **22**, 83 (2003).
- [34] O. Mitarai *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **6**, 303 (2004).
- [35] 小林政弘：“周辺プラズマの熱輸送制御の進展” 令和 2 年度核融合科学研究所研究プロジェクト成果報告会 2021年 6 月 1-3 日.
- [36] O. Schmitz *et al.*, Nucl. Fusion **56**, 106011(2016).
- [37] 御手洗 修, 柳 長門：プラズマ核融合学会誌 **97**, 539 (2021).
- [38] O. Mitarai, Plasma Phys. Control. Fusion **41**, 1469 (1999).



小特集 先進燃料核融合研究の現状と展開

4. 慣性核融合における先進燃料研究

4. Advanced-Fuel Fusion Researches in Inertial Fusion

城崎 知至

JOHZAKI Tomoyuki

広島大学 大学院先進理工系科学研究科

(原稿受付: 2021年9月26日)

慣性核融合における点火条件・燃焼率の簡易モデルによる評価に基づいて、DT 燃料と先進燃料 (DD, D^3He , $p^{11}B$) の比較を行い、先進燃料の特徴を概説する。また、近年、特に注目を集めている $p^{11}B$ 燃料については、従来の熱核融合反応だけでなく、非熱的核融合反応に着目したレーザー加速粒子を用いたレーザー実験や、この反応を積極的に用いる点火方式などを紹介する。

Keywords:

advanced-fuel fusion, inertial fusion, ignition condition, burn-up fraction, DT ignitor, non-thermal fusion

4.1 はじめに

この原稿を執筆している最中に、米国国立点火施設 (NIF) で核融合出力 1.3 MJ 達成のニュースが入ってきた [1]。爆縮に用いるレーザーエネルギー (1.9 MJ) に匹敵する核融合出力である。2021年6月に行われた IAEA の核融合エネルギー会議での報告値 (170 kJ) から約一桁の増加で、核融合点火に向け、飛躍の進展をもたらす結果である。

慣性核融合では、直径数 mm の核融合燃料球にレーザーやイオンビーム等のドライバーエネルギーを照射して固体密度の数千倍にまで圧縮 (爆縮)、その圧縮燃料の一部もしくは全体を核融合点火温度まで加熱することで、爆発的核燃焼を起こす。発電炉では、この小爆発を数〜数十 Hz で繰り返すことで定常的にエネルギーを取り出す。

慣性核融合の点火方式としては、従来からある中心点火方式に加え、相対論高強度レーザーを用いた高速点火方式 [2] や、衝撃波駆動による衝撃波点火方式 [3] などの新点火方式が提唱され、多彩な方式で核融合点火に向けた研究が進められている。これに伴い、DD, D^3He , $p^{11}B$ 等の先進燃料を用いた慣性核融合研究にも広がりが生じている。特に $p^{11}B$ 燃料は、中性子生成量が非常に少ないクリーンな燃料として、種々の点火方式の提案やレーザー加速実験が行われ、また民間企業 [4, 5] も参入し、研究が進められている。

しかし、先進燃料は、DT 燃料に比べて点火条件が厳しく、十分な核融合出力を得るためには燃料サイズが大きくなる。また、副反応や二次反応により一定量の中性子が生成されることから、DT 燃料に比べて炉としての優位性については懐疑的な点もうかがわれる。これらの観点から、本章では、慣性核融合における先進燃料の点火・燃焼特性や近年の先進燃料研究について紹介する。

4.2 慣性核融合燃料の点火条件

慣性核融合燃料の点火条件は、爆縮もしくは外部からの加熱源により、圧縮燃料の一部もしくは全体を加熱することで形成する高温の点火部におけるパワーバランスで評価される [6]。核反応生成荷電粒子による点火部へのエネルギー付与率 (自己加熱率) が点火部からのエネルギー損失率 (輻射損失率 + 熱伝導損失率 + 膨張仕事率) を上回れば、その後、自己加熱により温度が上昇し、衝撃波を伴う爆発的燃焼へと発展する。各種燃料に対して求めた点火条件を点火部のイオン温度 $T_{i,h}$ - 面密度 ρR_h (点火部密度の径方向積分値) 面上に示す (図 1)。点火部の閉じ込め時間を $\tau = R_h / (4C_s)$ (R_h は点火部半径, C_s は音速) とし、質量密度 ρ を電子数密度 n_e に置き換えることで第 2 章の磁場閉じ込め方式の点火条件 (文献 [7] の図 3) と比較できる。

DT 燃料に比べ先進燃料は反応断面積が小さく、そのピークがより高温にある (文献 [7] の図 1) ことや DD 以外は平均電荷が大きく輻射損失が大きくなることから点火条件は厳しくなる。特に平均原子番号の大きな $p^{11}B$ では、輻射に対して光学的に十分厚い領域での点火となり非常に大きな面密度が必要となる。

いずれも電子温度 $T_{e,h}$ とイオン温度 $T_{i,h}$ は等しいとして評価したが、仮に $p^{11}B$ 燃料において電子温度をイオン温度より低く抑えることができれば、輻射損失を大幅に低減でき、DD 燃料と同程度の点火条件にまで緩和することは可能である。しかし、いずれにせよ、DT 燃料に比べると、先進燃料の点火条件は厳しく、その状態を達成するために要するドライバーエネルギーは大きくなり、点火の実現や効率の面で劣る。

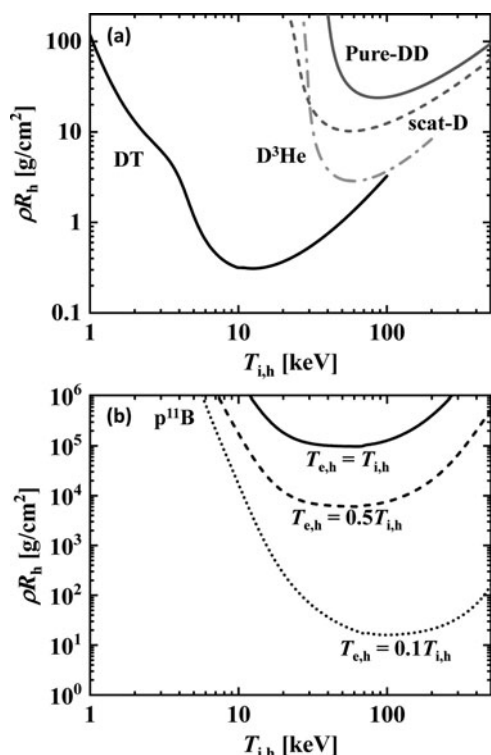


図1 慣性核融合における(a)DT, D³He, pure-DD, scat-D 燃料, (b)p¹¹B 燃料の点火条件. P¹¹B 燃料に対しては, 電子温度 T_{eh} とイオン温度 T_{ih} が異なる条件についても示す.

4.3 燃焼率

前節では, 点火部に対するパワーバランスから点火条件を示した. ただし, 実際に爆発的燃焼に達するには, 核燃焼が爆発的燃焼に達するのに要する時間が, 高密度燃料維持時間より短いことも必要である. このため, 前節で示した条件は, 点火部に対する必要条件であり, 核燃焼実現のための十分条件ではない.

慣性核融合では, 点火部で開始された核反応で生成される荷電粒子や中性子による自己加熱が点火部の温度上昇を引き起こし, さらに周囲の低温高密度主燃料部へと核燃焼波を駆動し, 衝撃波を伴う爆発的な核燃焼が実現される. 衝撃波を伴う燃焼過程としては化学反応で生じるデトネーション波 (爆轟波) に似ている. 化学燃焼のデトネーションでは衝撃波による加熱により, 衝撃波後方に化学反応が誘起され, その反応熱により衝撃波が駆動され, 衝撃波と燃焼波が一体となって伝播する. 慣性核融合の燃焼も同様の燃焼形態であるが, 輻射や核反応生成粒子, 電子熱伝導により衝撃波前方が先行加熱される点や燃焼率の低さ (高々30%程度である) が異なる. 慣性核融合では, 爆縮燃料のサイズが小さく, 100%燃焼する前に, 衝撃波が燃料端に到達し, その後, 希薄波により燃料密度が低下していくため, 100%の燃焼率を得るのは困難である. 同じ核燃焼形式でもスケールの大きな超新星爆発のように燃焼波の厚みが星 = 燃料のスケールに比べて極めて小さいような系では100%燃焼が可能であるが, そのような大サイズの爆縮燃料では, 出力が大きくなりすぎて, 炉として成立しない.

慣性核融合では, 燃料の燃焼率 ϕ は燃料全体の面密度

ρR により

$$\phi = \frac{\rho R}{\rho R + B} \quad (1)$$

で見積もられる [8]. ここで B は燃焼パラメータと呼ばれる量で,

$$B = \frac{8\sqrt{2k_B T_i m_i}}{\langle \sigma v \rangle} \quad (2)$$

である. ここで T_i は燃焼時の平均イオン温度, m_i は燃料中のイオン1個当たりの平均質量, $\langle \sigma v \rangle$ は核融合反応率係数である. 図2にDT, DD, scat-D, D³He, p¹¹B 燃料に対する B を T_i に対して示す. 燃焼パラメータ B は T_i の関数であり, 燃焼率 ϕ も T_i に依存する. 燃焼パラメータ B は燃焼率 ϕ の分母にあることから, その値が小さいほど, 面密度 ρR の燃料の燃焼率は高くなる.

各燃料の B の最小値により燃焼率を評価した結果を図3に示す. 核融合炉として成立するためには, 投入したドライバーエネルギーの100倍程度の核融合出力が要求される. このためには燃焼率として0.3程度が必要である. このような燃焼率を得るために必要な面密度は, DT 燃料が $\rho R = 3 \text{ g/cm}^2$ であるのに対し, D³He や scat-D では $\rho R = 20 \text{ g/cm}^2$, p¹¹B では $\rho R = 50 \text{ g/cm}^2$ となり, DT に比べると先進燃料で十分な燃焼率を得るためには1桁大きな面密度が必要となる.

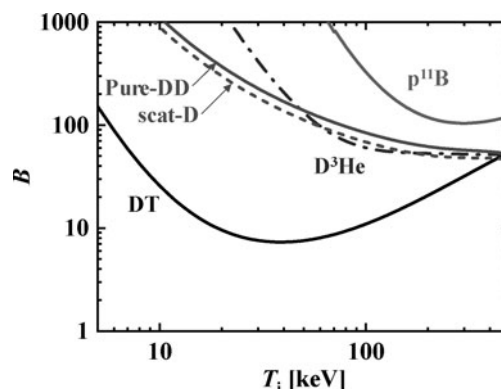


図2 燃焼パラメータ B の燃焼温度 T_i 依存性.

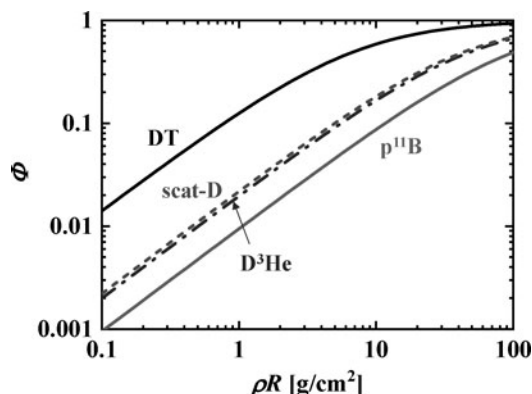


図3 燃焼率 ϕ の燃料面密度 ρR 依存性.

先進燃料で高燃焼率達成に必要なこのような大きな面密度の爆縮状態を実現するためには、DT 燃料と同程度の圧縮密度の場合、半径が約10倍、質量（ $\propto$ 体積）が約1000倍の燃料が必要となる。これは爆縮に要するドライバーエネルギー・核融合出力ともに約1000倍大きくなることを意味する。DT 燃料での出力が百MJクラスであることを考えると、先進燃料では百GJクラスとなり、このような大きな出力に耐える炉を建設することは現実的でない。炉として成り立つためには核融合出力を数GJ程度に抑える必要がある。このため、先進燃料ではより高密度圧縮を行う必要がある。これにより、燃料質量の増加、つまりは核融合出力の増加を抑え、高面密度・高燃焼率を実現する。

4.4 DT 点火剤付き先進燃料

4.2節で示したように、先進燃料の点火条件は、DT 燃料に比べて格段に厳しい。この先進燃料の点火条件緩和のために、核燃焼の点火にはDT 燃料を用い、その周囲に主燃料として先進燃料を配置する、DT 点火剤付き先進燃料が提案されている（図4）。この場合、DT 燃料で核融合燃焼の点火を行い、そこからの燃焼波によって、周囲の先進燃料からなる主燃料部の燃焼を実現する。これにより、点火条件はDT 燃料と同程度に緩和できる。

中心点火方式を対象に、最大圧縮状態を計算の初期状態に仮定した数値シミュレーションによる解析が多く行われ、その有効性が示されていた（例えば、[9-15]）。これに対し中島ら[16]は1次元爆縮シミュレーションにより、中心点火方式では、爆縮途中に点火部のDT 燃料が燃え始め（先行点火）、主燃料部の十分な密度・面密度への圧縮が行えないことを示した。

一方、近年提案された高速点火方式[2]では、爆縮により燃料の高密度圧縮を先に行い、最大圧縮時に燃料に相対論的強度の短パルスレーザーを照射することで、燃料端の一部を点火温度まで加熱して点火部を形成する。この方式では、十分断熱的に圧縮を行えば、DT 点火剤の先行点火を回避することが可能である。計算の初期状態として最大圧縮状態を仮定し、主燃料である先進燃料の端部にDT 点火剤を置いた点火・燃焼計算が行われている（例えば、[17-21]）。

DT 点火剤付きDD 燃料において、主燃料のDD 燃料部に

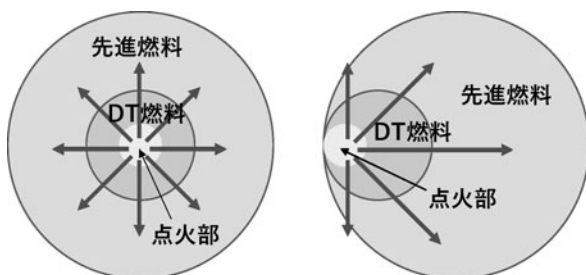


図4 DT 点火剤付き先進燃料の点火時の状態の模式図。左が中心点火方式で、右が高速点火方式。DT 燃料の周りに先進燃料を配置し、DT 燃料内に点火部を形成して核融合点火・燃焼を起こし、そこから伝播する核燃焼波で主燃料である先進燃料部を燃やす。

少量のTを添加した“T-poor”燃料に対する解析も行われている[17]。この結果、DD 燃料部に0.5～1%添加したTが燃焼を促進することで、炉として十分な出力が得られるとともに、燃焼で消費される量を上回るTをDD反応で生成できることが示されている。この場合、燃焼後のプラズマからTを回収することで、ブランケットでのT増殖なしに燃料サイクルを回すことが可能となる。

中尾らによるDT 点火剤/D³He 燃料に対する解析[20]では、DT 反応生成中性子による加熱や、D³He 反応生成プロトンによる核弾性散乱の影響が評価され、これらによるD³He 燃料の加熱が、D³He 燃料の燃焼を大きく促進することが示された。この解析では、核融合炉として要求される核融合利得（核融合出力/ドライバーエネルギー） ≥ 100 を満たす条件が、ドライバーエネルギー10MJで実現可能なことも示されている。ただし、中性子出力は意外に大きく全核融合出力の10～20%であった。

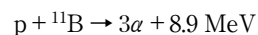
高速点火方式を対象とした解析は、現在のところ爆縮過程を無視し、計算の初期状態として最大圧縮状態を仮定したものしか行われていない。今後は、爆縮過程も考慮した統合シミュレーションによる、ターゲット並びに爆縮加熱ドライバーデザインが必要である。この統合シミュレーションでは、核反応生成荷電粒子による核弾性散乱や中性子による弾性散乱、その反跳によって生じる高エネルギー燃料粒子の輸送過程を減速途中の非熱的核融合反応も含めて計算する必要がある。

4.5 p¹¹B は究極の燃料か？

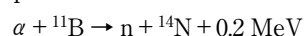
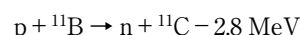
DT 燃料はその点火のしやすさから、第一世代の核融合燃料として、核融合点火に向けた研究において使用されている。しかし、反応で生成される中性子が核融合出力の8割を担うため、炉材の放射化は避けられない。また、燃料のTは放射性物質でありその増殖が不可欠である。

慣性核融合で先進燃料を用いる場合は、点火条件緩和のために、点火剤としてDT 燃料を使用する必要があり、一定量のT生成は必要となる。また、DDやD³He燃料では主反応や副反応、二次反応により中性子が生成されるため、核融合出力における中性子割合の大幅な低減は期待できない。では、p¹¹B燃料の場合はどうであろうか？

燃料材が天然に存在し、主反応



からは中性子が生成しない点で、p¹¹Bは究極の核融合燃料として期待される。ただし、断面積は主反応に比べて小さいものの、副反応や二次反応



により一定量の中性子は生成されるが、DT 燃料に比べると中性子出力割合は格段に小さい。このため、p¹¹Bは究極の燃料として、慣性核融合を含め、レーザー核融合方式においても長年議論されている（例えば、[22-32]）。しかし、その断面積の小ささと、制動放射の大きさからその実

現は困難である。最近、雪崩的反応により、点火・燃焼の実現の可能性を示す解析結果[26, 27]が出ている。しかし、これに対しては評価モデルが不適切であるとの反論[28]もある。

慣性核融合で燃焼を実現するためには、(1)反応率係数が十分大きくなるような数百 keV の高温で、かつ(2)制動放射が燃料内で再吸収できるような光学的に十分厚いプラズマ状態を実現する必要がある。また、炉として成立するためには、核融合出力を数 GJ 程度に抑える必要がある。これらの条件を実現するには、燃料密度 $10^4 \sim 10^5 \text{ g/cm}^3$ の超高圧縮で、イオン温度数百 keV、面密度 $\rho R \sim 50 \text{ g/cm}^2$ のプラズマを形成する必要がある。

輻射損失を抑えるためには、2 節で示したように、電子温度をイオン温度より十分低い状態に保つことや、燃料中の ^{11}B の割合を減らして電子数密度を低くするなどの方法が考えられる。例えば Sano 等[33]が提唱している数 $10 \sim$ 数百 kT の磁場下での相対論強度のレーザープラズマ相互作用における、ホイッスラー波による高密度プラズマ中でのイオン直接加熱により、イオンを選択的に加熱する手法の利用などが考えられる。また、燃料粒子数比 (n_p/n_{11B}) についても、核反応率と輻射放射率のバランスにより最適値が存在する。

熱核融合反応でなく、レーザー加速で 1 MeV クラスの p ビームを作り、 $p^{11}\text{B}$ ターゲットに照射し、断面積の大きなところで非熱的ビームプラズマ核融合を起こす手法も提案されている。Hay 等[29]は空間 0 次元のビーム成分とバルクプラズマのパワーバランスから燃料全体で点火する体積点火方式 (volume ignition scheme) での点火条件や燃焼率を評価し、炉として成立する条件が存在していることを示している。また、Gus'kov 等[30]は中空の球殻燃料の内面に相対論的高強度短パルスレーザーを照射して強磁場を形成し、その磁気リコネクションにより燃料イオンを加速するとともに、燃料外面にナノ秒のハイパワーレーザーを照射して爆縮することで、燃料中心部に非熱的高エネルギーイオンを閉じこめ、 $p^{11}\text{B}$ 反応を点火させる方法を提案している。また、簡易モデルにより評価したレーザー強度やエネルギーの見積もりでは、数 MJ のレーザーでの点火の可能性を示している。ただし、その後の爆発的な燃焼が起こるかどうかの評価は行われていない。

一方、近年、PW クラスの超高強度レーザーを用いた実験も行われている (例えば[31], [32])。チェコの PALS レーザー (600 J) を用いた実験[32]では、レーザー加速 p ビームを B ターゲットに照射し、 $p^{11}\text{B}$ 反応で生成された 10^{11} 個の α 粒子が観測されている。さらには $p^{11}\text{B}$ 燃料によるレーザー核融合での発電をめざす民間企業も出てきている。

田島氏が小特集[34]で述べているように、慣性核融合でも $p^{11}\text{B}$ の点火・燃焼は DT 燃料に比べ非常に厳しい条件となり、その実現は困難である (物理的困難)。一方で、将来の核融合炉を見据えると、 $p^{11}\text{B}$ での点火・燃焼が実現できれば、燃料供給の点や、中性子発生数の少なさから炉としての技術的困難が著しく軽減する点で、非常に魅力的な究

極の燃料といえよう。熱核融合反応だけではなく、進展目覚ましい超高強度レーザーを用いたレーザー加速イオンビームや反跳イオンによる非熱的核反応も考慮し、また、強磁場印加など様々な工夫により点火・燃焼を実現できるシナリオをぜひとも描きたいものである。

4.6 結言

最後に、田島氏の記事[34]からの引用であるが、エネルギーリソースとしての核融合研究は、“end in mind (「出口から遡れ」)”，まず出口を見極めそのゴールに到達する戦略を考えるというアプローチをとるべきである。米国 NIF で DT 燃料を用いた核融合点火まであと一步のところまで来ている。その後追いで、DT 燃料での点火・燃焼の実現を経て先進燃料の可能性を探る…という段階を経て進めるのではなく、 $p^{11}\text{B}$ で点火燃焼を実現するには、今、どのような研究が必要なのか？そういう視点に立って研究戦略を立てていく必要があるのかもしれない。

参考文献

- [1] NIF 1.3 MJ 出力達成のニュース: <https://www.science.org/content/article/explosive-new-result-laser-powered-fusion-effort-nears-ignition>
- [2] M. Tabak *et al.*, Phys. Plasmas 1, 1626 (1994).
- [3] R. Betti *et al.*, Phys. Rev. Lett. 98, 155001 (2007).
- [4] Mervel Fusion: <https://marvellfusion.com/>
- [5] HB11: <https://hb11.energy/>
- [6] S. Atzeni and J. Meyer-Ter-Vehn, "The Physics of Inertial Fusion, Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter", Int. Ser. Monographs on Phys. 125, (Clarendon Press, Oxford, 2004).
- [7] 松浦秀明: プラズマ・核融合学会誌 98, 65 (2022).
- [8] G. S. Fraley *et al.*, Phys. Fluids 17, 474 (1974).
- [9] G.H. Miley *et al.*, Proc. 6th Int. Conf. on High Power Particle beams (Beams '86, Kobe, Japan), 309 (1986); Fusion Technol. 19, 43 (1991).
- [10] S. Kawata *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 51, 3018 (1982).
- [11] S. Takase *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 52, 3400 (1983).
- [12] S. Skupsky, Nucl. Fusion 18, 843 (1978).
- [13] T. Shiba *et al.*, Nucl. Fusion 27, 589 (1987); 28, 699 (1988).
- [14] T. Honda *et al.*, Nucl. Fusion 31, 851 (1991).
- [15] Y. Nakao *et al.*, Fusion Technol. 22, 66 (1992).
- [16] H. Nakashima *et al.*, Laser Part. Beams 11, 137 (1993).
- [17] S. Atzeni and M.L. Ciampi, Nucl. Fusion 37, 1665 (1997); Fusin Eng. Des. 44, 225 (1999).
- [18] B.G. Logan *et al.*, LBNL-57122, Lawrence Berkeley National Lab., Berkeley, CA, USA, 2004.
- [19] T. Ohmura *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. 112, 022068 (2008).
- [20] Y. Nakao *et al.*, Fusion Sci. Technol. 56, 401 (2009).
- [21] S. Khoshbinfar *et al.*, High Energy Density Phys. 30, 1 (2019).
- [22] J.J. Duderstadt, G.A. Moses, Inertial Confinement Fusion (N.Y., Wiley and Sons, Inc., 1982).
- [23] L.P. Feoktistov, Phys.-Uspekhi 41, 1139 (1998).
- [24] V.S. Belyaev *et al.*, Laser Phys. Lett. 12, 096001 (2015).
- [25] V.S. Belyaev *et al.*, Yad. Fiz. 78, 580 (2015) [Phys. At. Nucl. 78, 537 (2015)].

- [26] H. Hora *et al.*, Laser Part. Beams **33**, 607 (2015).
- [27] S. Eliezer *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 050704 (2016).
- [28] M.L. Shmatov, Phys. -Uspekhi **62**, 70 (2019).
- [29] M.J. Hay and N.J. Fisch, Phys. Plasmas **22**, 112116 (2015).
- [30] S. Yu. Gus'kov and F. A. Korneev, JETP Letters **104**, 1 (2016).
- [31] F. Consoli *et al.*, Frontiers Phys. **8**, 561492 (2020).
- [32] L. Giuffrida *et al.*, Phys. Rev. E **101**, 013204 (2020).
- [33] T. Sano *et al.*, Phys. Rev. E **100**, 053205 (2019).
- [34] 田島俊樹：プラズマ・核融合学会誌 **93**, 21 (2017).



小特集 先進燃料核融合研究の現状と展開

5. 直線開放端磁場プラズマによる先進燃料核融合炉の研究例 ～ARTEMIS を振り返って～

5. Research Example of Advanced-Fuel Fusion Reactor using Linear Open-End Magnetic Field Plasma -Looking Back on ARTEMIS-

百田 弘¹⁾, 高橋 俊樹²⁾

MOMOTA Hiromu¹⁾ and TAKAHASHI Toshiki²⁾

¹⁾核融合科学研究所, ²⁾群馬大学

(原稿受付日: 2021年11月11日)

高ベータ FRC を炉心プラズマに採用した D-³He 概念設計炉 ARTEMIS について概説する。D-³He 炉は D-T 炉に本質的に備わる中性子の問題を根本から回避できる。その反面、プラズマ温度やプラズマ閉じ込めに課される厳しい条件を乗り越える必要があり、高ベータプラズマ閉じ込めが現実的な解となる。荷電粒子の高エネルギーを直接電気エネルギーへ変換する技術も高経済性を獲得するには必須であり、直接エネルギー変換器の導入には直線型で開放端磁場構造を有する閉じ込め概念が適している。FRC や非断熱トラップがこれに該当する。ARTEMIS とともに、現在検討を進めている連結非断熱トラップによる D-³He 核融合発電システムについても述べる。

Keywords:

D-³He, field-reversed configuration, ARTEMIS, direct energy conversion, connected non-adiabatic traps

5.1 D-³He 核融合の魅力を引き出した ARTEMIS 開発

磁場反転配位 (FRC) 方式に基づく D-³He 概念設計炉 ARTEMIS の開発には、1992年からの2年間にわたる本学会「D-³He 核融合」研究専門委員会での討議内容が大きく寄与している。その当時の状況として、加速器物理や原子核物理の研究者たちの関心も薄れ、ビッグサイエンスとしての核融合開発計画に批判的な風潮が見られるようになっていた。1955年の原子力平和利用ジュネーブ会議で世界的に研究開始されて当時で40年になっていたが、実現に向けてはなお課題が山積していた。

これらの課題はD-T炉を想定した核融合開発において本質的に避けられないものである。その一つとして、トリチウムの増殖と放射線安全性確保が挙げられる。さらに深刻な問題は、14 MeV 中性子に由来するものである。D-T 炉の発電システムとしては、中性子の運動エネルギーを熱エネルギーに変換したうえで電力を取り出すので、プラントの効率は高々30数%にとどまる。また中性子は構造材料を誘導放射化するので炉の保守や解体修理で生じた廃棄についての計画や低放射化材料の開発が求められる。中性子の重照射による容器壁の脆化への対策も必要である。1995年当時のデータでは、316ステンレス鋼は3 MW・year/m²、フェライト鋼HT-9で10 MW・year/m²で物性値が大きく変化する。このため、発電炉での寿命は3年程度と見積もられる。したがって、中性子の問題を解決する反応に目を向ける

のは自然の流れである。まず考えられるのは自然界に存在する重水素のみを燃料とする D-D 核融合や cat D-D 核融合である。しかし、中性子の発生を格段に抑えるものではない。³He-³He や p-¹¹B は、副反応がなく中性子を全く生じないという大きな利点があるが、輻射によるエネルギー損失が大きく、パワーバランスを考慮すると電気エネルギーを取り出せるほどの余裕はない。

一方でD-³He 核融合は、D-D 中性子やD-T 中性子が発生するものの、その中性子出力は核融合出力のわずかに数%程度で、炉の寿命を通じて炉材料の損傷や放射化は問題にならない。したがって、D-³He 核融合は中性子の問題を本質的に解決できる魅力を有している。D-³He 反応で生成するエネルギーはD-T 反応と同程度である。しかし、ヘリウムは2価でトリチウムの2倍の電荷をもつためクーロン障壁が大きく、80 keV 程度のより高い点火温度が要請される。プラズマ温度が高くなると、輻射によるエネルギー損失が大きくなり、D-T 核融合に比べて5倍ほど大きな閉じ込めパラメータ ($n_e \tau_E \geq 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ sec}$) が要請される。

燃焼温度が高くなると閉じ込め磁場によるシンクロトロン輻射が大きくなるので、一定のプラズマ圧のもと閉じ込め磁気圧の低い閉じ込め方式が求められる。つまり、プラズマ圧/外部磁気圧で定義されるベータ値 (最大で100%) が高いほうがよい。再吸収の観点からも高ベータが好ましい。同時に反射率の高い第一壁でエネルギー損失を抑えることも要望される。

Graduate School of Science and Technology, Gunma University, GUNMA 376-8515, Japan

corresponding author's e-mail: t-tak@gunma-u.ac.jp

D-³He 核融合は、中性子の発生が抑えられるかわりに荷電粒子がその運動エネルギーを担う。荷電粒子-電気エネルギー変換は、熱機関のようにエントロピーの大幅な増大を伴うことなく直接電気エネルギーに変換されるので、65~75%の高効率変換も可能と考えられる。荷電粒子を効率良く直接エネルギー変換器に導くためには、プラズマ周辺とエネルギー変換器を磁力線で連結するのが都合よく、直線型で開放端の閉じ込め方式が適切である。

このように魅力のある D-³He 核融合発電システムを実現するための要請条件をまとめると以下ようになる。

1. 燃料のプラズマ温度 80 keV において点火条件を満たす程度のエネルギー閉じ込めパラメータ $n_e \tau_E \geq 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ sec}$,
2. 輻射損失をできるだけ抑制し燃焼を可能にするために、できれば100パーセントに近いプラズマベータ値,
3. 14.7 MeV 陽子のエネルギーを高効率で電力に変換できる直接エネルギー変換器の実現と、それを設置可能とするためにプラズマ周辺の磁力線が開いた直線型のプラズマ閉じ込め方式。

D-³He 核融合発電システムは環境保全性・安全性や経済性の観点から卓越しており、同時に検討課題を明確化した。これらの検討成果を具体化したのが、電気出力 1 GWe の D-³He 燃料 FRC 核融合概念設計炉 ARTEMIS[1-5]である。

5.2 ARTEMIS の概要

ARTEMIS の全体概念図を図 1 に示す。

初期 FRC プラズマは、セラミック放電管(長さ 15 m, 半径 1.8 m)を有する生成部において逆磁場テータピンチ法によって形成される。生成された FRC プラズマは、直ちに隣接した燃焼部(長さ 25 m, 半径 2 m)へ磁気圧差により移送される。ここで、燃料注入と NBI 加熱が施されて、約 50 秒間で定常燃焼に至る。NBI は重水素ビームであり、約 40 MW が必要である[6]。定常燃焼時の燃料供給は、重水

素の球形氷殻に液体³He を充填した微小ペレットを落下させて行う。FRC プラズマをこのペレットに向かって 10^6 m/s で移送させてプラズマ中心部へ供給する(Pac-Man 方式)。また、14.7 MeV 陽子は生成時の正準角運動量によって捕捉・損失の条件が定まる。この捕捉陽子によりプラズマ中に環状陽子ビームが形成され、プラズマ電流の駆動に必要な種電流を提供する[7]。さらに、定常維持に必要なプラズマ加熱も 14.7 MeV 陽子と α 粒子によって自動的に行われる。定常燃焼状態における主要な炉パラメータを表 1 に示す。ARTEMIS-H はプラント効率を最大にした設計であり、プラント効率は 61% に達している。一方で、

表 1 D-³He/FRC 炉 ARTEMIS の主要パラメータ[1-5]。

	ARTEMIS-H	ARTEMIS-L
Electron density (10^{20} m^{-3})	6.82	5.09
$n_{\text{He}} / n_{\text{D}}$	0.50	1.35
Average plasma temperature (keV)	85.0	83.5
Plasma radius (m) $\times$ length (m)	1.15×16.4	1.68×22.2
Plasma current (MA)	168	189
External magnetic field (T)	6.44	5.36
Averaged β	0.98	0.98
s value	1.07	1.46
Energy confinement time (sec)	2.76	6.90
Fusion power (MW)	1,653	1,757
Output electric power (MWe)	1,000	1,000
Power to heat converters (MW)	435	668
Power to TWDECs (MW)	514	526
Power to Cusp DECs (MW)	704	563
Plant efficiency	0.61	0.57
Neutron power fraction	0.046	0.032
Total weight (tons)	4,900	4,900
Radius of first wall (m)	1.75	2.29
Heat load on first wall (MW/m^2)	2.0	2.0
Neutron load on first wall (MW/m^2)	0.42	0.18

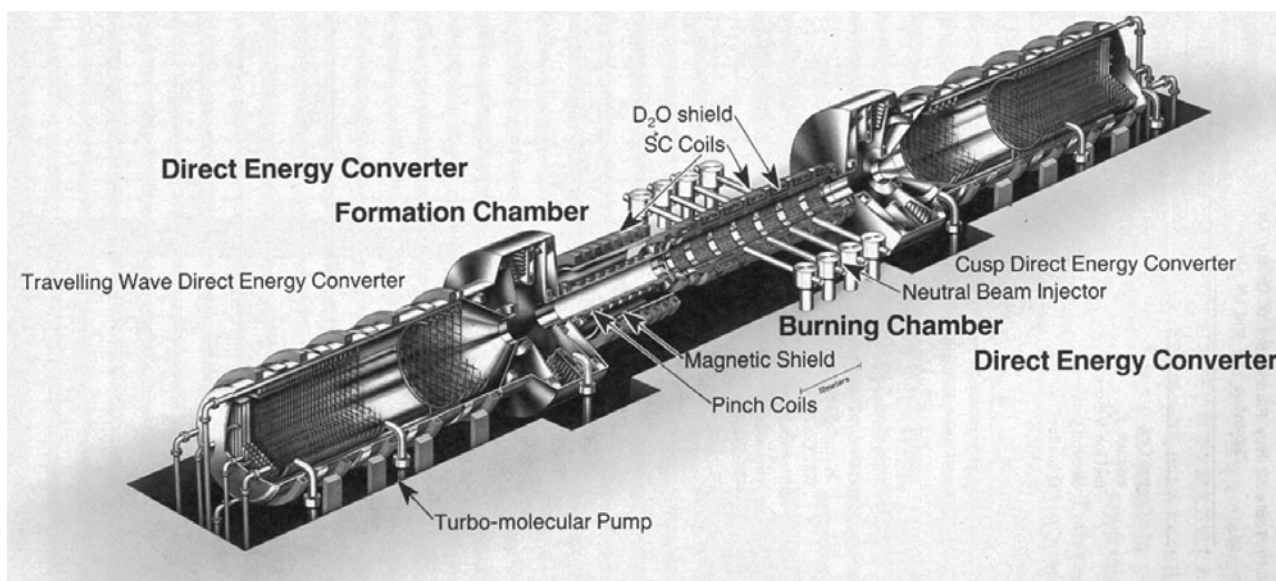


図 1 ARTEMIS の全体概念図[1-5]。

ARTEMIS-Lでは中性子出力を最小化しており、第一壁への中性子負荷は 0.18 MW/m^2 まで抑えられる。これは、D に対する ^3He の燃料比率を高めることで可能になり、ARTEMIS-Lではその比が1.35となる。表1で、 s 値は $\int_R^r r dr / (r_s \rho_i)$ で定義され、イオン旋回半径 ρ_i に対するプラズマ小半径の比に対応するパラメータである。ここで、 r_s はセパトリクス半径、 R は磁気中性円 (field-null circle) の半径である。 s 値が小さいほどイオンの運動論的効果が強くなり傾斜モード不安定性や回転不安定性が安定化される[8, 9]。

ARTEMIS-Lのパワー流れ線図と粒子流れ線図を図2と図3に示す。

中性子出力は最小化されて 56 MW となり、核融合出力のわずか 3.2% である。閉じ込め領域から漏洩したイオンのうち、熱プラズマはカusp型直接エネルギー変換器 Cusp DEC で、 14.7 MeV 陽子は進行波型直接エネルギー変換器 TWDEC で、それぞれ直接電気エネルギーに変換されるため、結果的にプラント効率は 57% と高い値が見込まれる。年間の稼働率を 75% と仮定すると、 ^3He 燃料の消費量は年間 64 kg となる。

ARTEMISの全長は 160 m と長い、全重量は $4,900 \text{ ton}$ であり大きくない。しかも直線型の装置ゆえに保守・解体修理が簡単で、建設や運転保持のコストも少なく、非常に経済性に優れたものである。中性子による各種材料の残留放射能が少なく、燃料増殖ブランケットがないので炉壁や構造材料の温度上昇・溶融がなく、炉は本質的に安全である。

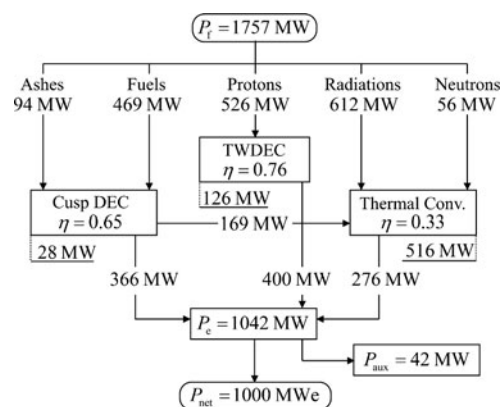


図2 ARTEMIS-Lのパワー流れ線図[2]。

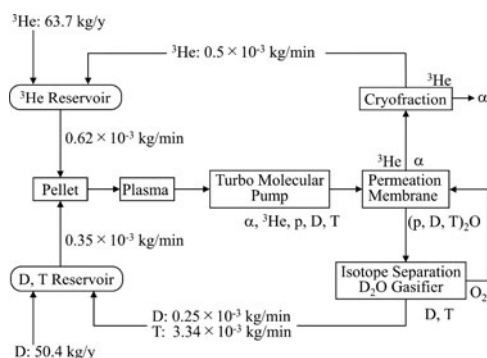


図3 ARTEMIS-Lの粒子流れ線図[2]。

5.3 ARTEMISを振り返って

ARTEMISは環境保全性や安全性および経済性の観点から社会的受容性の高い発電システムとして認知された。2021年9月現在において、引用・文献データベース Web of Science で "field-reversed configuration" と検索すると ARTEMIS の論文[1]が被引用回数のトップになっており、このことから ARTEMIS は25年以上にわたって FRC 研究を推進する動機付けになっていることがわかる。

ARTEMIS は世界的に一定の評価を得たものの、この25年で $\text{D-}^3\text{He}$ /FRC 発電システムが核融合研究の中心的なコンセプトにまで成長できたであろうか。現状そうではない。その一因は FRC の閉じ込め性能にある。

ARTEMIS における設計において、FRC プラズマのエネ ルギー閉じ込め時間 τ_E (sec) は、

$$\tau_E = 3.0 \times 10^{-5} \left[r_s / \sqrt{\rho_{i0}} \right]^{2.7} T$$

で表される経験則[10]を用いている。粒子閉じ込め時間は この2倍である。ここで、 ρ_{i0} (m) は外部磁場でのイオン・ ラーモア半径、 T (keV) はプラズマ温度である。ここで $\rho_{i0} \propto \sqrt{T}$ で評価すれば、 $\tau_E \propto T^{0.325}$ と温度依存性が正の指数となる。温度の上昇に伴う閉じ込め時間の伸長は核融合 プラズマの定常維持には非常に好都合である。残念ながら 経験則が提示されて以降25年間の実験において、閉じ込め 時間のイオン温度依存性が正の指数を持つという明確な実 験データは出されていない。

現在、FRC 実験は大きく進展している。FRC の配位維持 時間は2桁ほど伸長し、現在では 30 msec に達している [11]。しかしながら、 $\text{D-}^3\text{He}$ 核融合の定常燃焼に要請され る閉じ込めパラメータの実現には、依然として高い壁が存在 している。将来のFRC実験で輸送特性の大幅な改善がみ られることを期待したい。

5.4 連結非断熱トラップによる $\text{D-}^3\text{He}$ 核融合発 電システム

$\text{D-}^3\text{He}$ 核融合の卓越性を引き出すため ARTEMIS で採用 された高 β な直線型・開放端プラズマ閉じ込め方式を維持 しつつ、FRC 実験の課題である閉じ込めの問題を補うコン セプトが提案された[12]。ここで簡単に紹介したい。

ソレノイドで生成する装置軸上の磁場をキャンセルする ようにヘルムホルツコイルを配置したときの磁場構造を 図4に示す。ソレノイドは図の領域外に存在しており、こ こでは描かれていないことに注意されたい。ヘルムホルツ コイルは、コイル直径とコイル間隔を等しくした一对の円 形コイルであり、コイル間中心軸上に一様な磁場を形成す ることができる。磁場強度の等値線図からもわかるよう に、ソレノイドとヘルムホルツコイルを組み合わせること で装置中央付近に広く弱磁場領域を形成できる。また、弱 磁場領域を取り囲むようにできる磁力線構造は良い曲率に なっており、安定なプラズマ閉じ込めを実現できるのも特 徴である。

この閉じ込め方式が非断熱トラップと呼ばれるのは、弱 磁場領域中のイオン運動に由来する。弱磁場領域を通過す

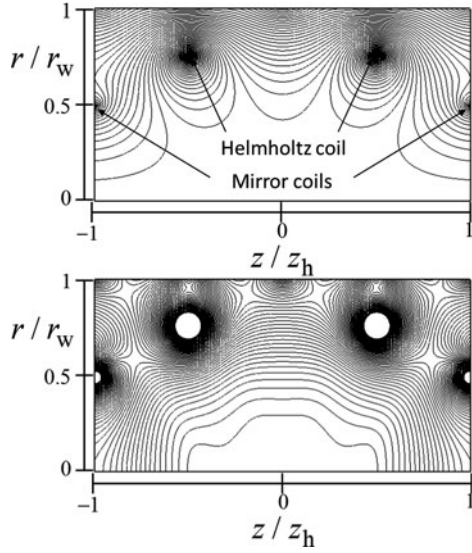


図4 非断熱トラップの磁場構造。(上)磁力線図, (下)磁場強度等値線図。ここで, r_w は装置半径, z_h は装置長の半分である。

るイオンは、磁場の不均一性の影響で無衝突のピッチ角散乱を受ける。同時に断熱不変量である磁気モーメントは変化し、イオン運動は非断熱性を帯びることになる[13, 14]。

図4に示す磁場構造を有する閉じ込め部を一つのユニットとし、これを一對のミラーコイルを介して連結して非断熱トラップモジュールを構成する。これによって実効的な閉じ込め時間を増倍できるというのが重要なポイントである。

隣接するユニットへ移動するイオンについて考えてみよう。このイオンは速度空間でロスコーンに入っており、ミラー磁場領域を通過している。もしイオン運動が断熱的であれば移動した先のユニットにおいても捕捉されずロスコーンに入り続けたままであり、最終的には連結したモジュールの端部から損失することになる。しかしながら実際にはイオン運動は弱磁場領域で無衝突ピッチ角散乱を受け非断熱的であるため、1) 移動先のトラップに捕捉される、2) 折り返して元のユニットに戻る、3) そのまま進行してさらに隣のユニットへ移動する、の3つの事象が確率的に選択される。ただし、1)～3)の事象は等確率ではないことに注意されたい。この確率論的現象によって、イオンの速度分布においてロスコーン内が欠落する非等方性とそれに伴う速度空間不安定性の抑制が期待される。同時に、ユニット間のイオン流入出が酔歩運動のようになされ、連結された複数のユニットから損失されづらくなる。

この実効的な閉じ込め時間の増倍を簡単なモデルで説明

する。図5は、連結モジュールの概念図である。Core unitでは燃料の供給が行われる。Side unitはイオン閉じ込め時間を伸長するために設置されており燃料の供給は行われないものとする。ここでcore unit数を M_c 、side unit数を片側 M_s とするモジュールについて考えよう。モジュールにおける総ユニット数は $M_c + 2M_s$ である。第 i 番目のユニットにおける燃料イオンの体積平均密度または粒子数 N_i をとるとき、定常状態での粒子バランスは、

$$\frac{dN_i}{dt} = \frac{1}{2\tau}(N_{i-1} + N_{i+1}) - \frac{1}{\tau}N_i = 0, \\ i = 1, 2, \dots, M_s, M_s + M_c + 1, \dots, 2M_s + M_c \text{ (side unit),} \quad (1)$$

$$\frac{dN_i}{dt} = I + \frac{1}{2\tau}(N_{i-1} + N_{i+1}) - \frac{1}{\tau}N_i = 0, \\ i = M_s + 1, M_s + 2, \dots, M_s + M_c \text{ (core unit),} \quad (2)$$

となる。ここで、 I は燃料注入率であり、 τ は各ユニットにおける粒子閉じ込め時間である。ただし、各ユニットの閉じ込め時間は全て等しいと仮定する。上式を解くと、

$$N_i = N_{2M_s + M_c - (i-1)} = iM_c I \tau, \\ i = 1, 2, \dots, M_s \text{ (side unit),} \quad (3)$$

$$N_{M_s+i} = [(M_s + 1)M_c + M_c(i-1) - i(i-1)]I\tau, \\ i = 1, 2, \dots, M_c \text{ (core unit),} \quad (4)$$

を得る。図6にcore unit数を10、side unit数を3としたときの、ユニットごとの密度分布を示す。モジュール中央の密度は、最端部と比べて6倍程度になる。実効的な閉じ込め時間 τ_{eff} を使ってモジュール全体の粒子バランスを記述する。モジュールへの粒子供給率は $M_c I$ で、全体の粒子数は $\sum_{i=1}^{2M_s + M_c} N_i$ で与えられるので、

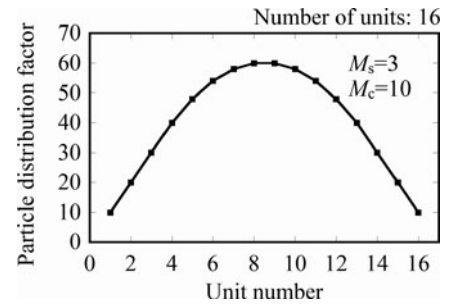


図6 各ユニットの閉じ込められる相対的な粒子数分布 ($M_s = 3$, $M_c = 10$)。

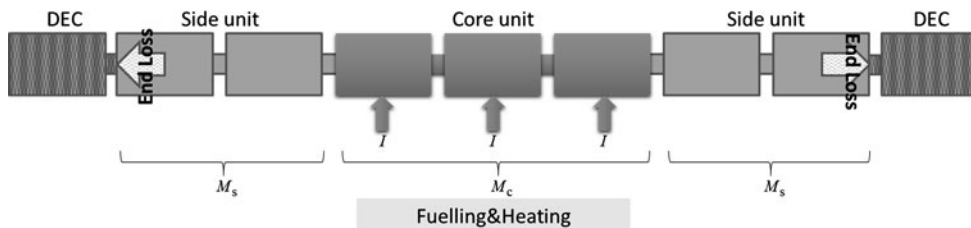


図5 連結非断熱トラップモジュール全体のイメージ図。

$$M_c I = \frac{1}{\tau_{\text{eff}}} \sum_{i=1}^{2M_s+M_c} N_i \quad (5)$$

となる。(3)(4)を(5)に代入すると

$$\tau_{\text{eff}} = \left[(M_s + 1)M_c + \frac{1}{6}(M_c - 1)(M_c - 2) \right] \tau \quad (6)$$

が得られる。非断熱トラップを連結することで、 $(M_s + 1)M_c + (M_c - 1)(M_c - 2)/6$ 倍の閉じ込め時間となる。連結による実効的閉じ込め時間の増倍を図7に示す。例えば、 $M_c = 10$, $M_s = 10$, 総ユニット数30の時には、閉じ込め時間は単一ユニットに比べて122倍になる。つまりこの場合、先進燃料炉で要求される厳しい閉じ込め条件、例えば粒子閉じ込め時間10秒を目標とすれば、単一ユニットの粒子閉じ込め時間 80 msec の実現をターゲットとすればよい。

上述のように、粒子運動の非断熱性と装置の軸方向連結によって実効的な閉じ込め時間を伸長し課題克服できる可能性が示された。ただし、検討すべき課題もあり、一例を以下に示す。

(1) ヘルムホルツコイルやその支持構造物はプラズマに極めて近接している。プラズマと構造物の相互作用（特に14.7 MeV陽子の衝撃による材料への影響）は軌道解析等で明らかにされるべきである。ヘルムホルツコイル間には強い電磁力がはたらいっており、支持構造物の耐力はミーゼス応力の最大値より大きくなるよう設計されなければならない。

(2) 非断熱トラップに閉じ込められたプラズマの平衡、安定性、および輸送などの基本的なプラズマ特性が明らかになっていない。シミュレーションで非断熱トラップを再現する場合は、イオンの運動論的な性質を捉えうるPICシミュレーションなどのモデルが採用されるべきである。

5.5 おわりに

高 β プラズマは放射損失を抑制でき、また開放端直線型は直接エネルギー変換と親和性が高い。よって、この両方

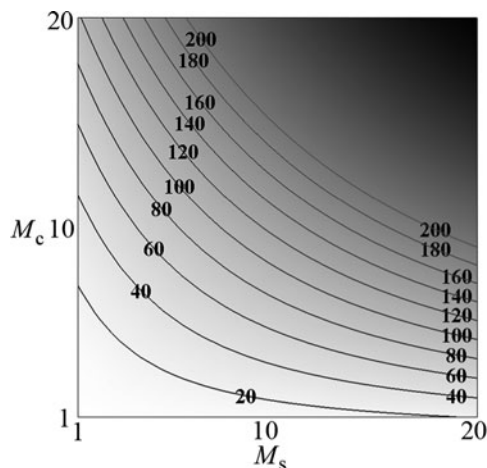


図7 Core unit 数 (M_c) と side unit 数 (M_s) に対する実効的な閉じ込め時間の増倍係数。

を併せ持つ開放端高ベータプラズマのFRCは、D-³He核融合炉の炉心プラズマとして魅力的な候補となりうる。しかしARTEMISから20年以上経過した現在も、格段の閉じ込め改善は実験的に実現できておらず、したがって厳しい要請をも乗り越えられるスケーリング則は得られていない。閉じ込め磁場がプラズマ自身の電流で生成される高 β プラズマの本質的な特徴に由来する磁場揺動とそれに伴う異常輸送、セパトリクス外部の周辺プラズマに対してであるとはいえ避けがたい端損失、等はFRCの本質的な特徴かも知れず夢を抱きすぎたかも知れない。そこで閉じ込め時間の問題を解決すべく、複数の非断熱トラップを連結した発電システムを提案した。まずは、日本国内で非断熱トラップの実験がスタートすることを願う。

ところで、2014年にLockheed Martin社が小型核融合炉を5年で開発するという報道があった。現在ではCompact Fusion Reactor: CFRと呼ばれている[15]。そこで提案された装置のコイル配置は、本章で説明した非断熱トラップとほぼ同じであり、ソレノイドと逆方向に電流を流す中央一対のコイルがヘルムホルツコイルになっているのが、CFRとの違いである。ちなみに、百田が本提案を最初に行ったのは2008年の論文[12]であり、球状慣性静電閉じ込め(SIEC)にヘルムホルツコイルを使用した非断熱トラップの概念を最初に提唱したのは2000年である[16]。

参考文献

- [1] H. Momota *et al.*, *Fusion Technol.* **21**, 2307 (1992).
- [2] H. Momota *et al.*, *Proc. 14th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research*, Würzburg, Germany, September 1992, Vol. 3, p. 319, IAEA (1993).
- [3] H. Momota *et al.*, *Proc. 7th Int. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems*, Makuhari, Japan, September 1993, p. 16, (1994).
- [4] 百田 弘：日本エネルギー学会誌 **72**, 91 (1993).
- [5] 百田 弘：日本原子力学会誌 **35**, 13 (1993).
- [6] H. Matuura *et al.*, *Proc. 6th Int. Toki Conf. on Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion*, Toki, Japan (1994).
- [7] H.L. Berk, H. Momota and T. Tajima, *Phys. Fluids* **30**, 3548 (1987).
- [8] Y. Nomura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, 1369 (1985).
- [9] D.C. Barnes and R.D. Milroy, *Phys. Fluids* **B3**, 2609 (1991).
- [10] B.B. Bogdanov *et al.*, *Proc. 13th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research*, Washington, DC, October 1990, Vol. 2, p. 739, IAEA (1991).
- [11] H. Gota *et al.*, *Nucl. Fusion* **61**, 106039 (2021).
- [12] H. Momota, G.H. Miley and O. Motojima, *J. Fusion Energy* **27**, 77 (2008).
- [13] D. Adachi *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **13**, 3401069 (2018).
- [14] R. Matsumoto *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **14**, 2401035 (2018).
- [15] T.J. McGuire, Encapsulating Magnetic Fields for Plasma Confinement. U. S. Patent US20180047462A1 (2018).
- [16] H. Momota, G.H. Miley, J. Nadler, AIAA paper no. 2000-3609, 36th JPC, (2000).

小特集 先進燃料核融合研究の現状と展開

6. 直接エネルギー変換の模擬実験研究の現状と展望

6. Current Status and Prospects of Simulation Experiment of Direct Energy Conversion

竹野 裕正

TAKENO Hiromasa

神戸大学大学院工学研究科

(原稿受付：2021年9月14日)

ARTEMIS の提案後に進められてきた直接エネルギー変換についての模擬実験研究の現状と展望を解説する。小規模装置で実施する模擬実験では扱える課題に限られており、現状では変換原理の検証が中心となる。粒子分離が主課題であるカusp型変換器では、傾斜カuspの採用で優れた電荷分離を達成しているが、高密度粒子束での効率低下やイオン種分離に課題が残る。高速陽子の回収器である進行波型変換器では、50%越えの変換効率を達成しているが、負荷への電力供給や自励発振などの課題が残る。

Keywords:

direct energy conversion, simulation experiment, ARTEMIS, cusp-type direct energy converter, traveling wave direct energy converter

6.1 はじめに 一小模擬実験の扱う課題一

直接エネルギー変換の模擬実験については80年代の報告があるが[1]、現在行われているのは5章で説明されている ARTEMIS に即したものである。すなわち、重水素-ヘリウム3燃料の炉から流出する14.7 MeVの陽子とその他のイオンおよび電子から熱サイクルを経ずにエネルギーを回収する。主たる課題は、高速陽子からのエネルギー回収と他の粒子の分離である。前者では、陽子のエネルギーが莫大であるため従来の単純な静電減速法では工学的に構成が難しく、新しく提案された進行波型直接エネルギー変換器 (Traveling Wave Direct Energy Converter, TWDEC) [2]の実現をめざす。そして、このTWDECを効率良く動作させるためには、炉から流出する他の粒子の混入を抑制する必要がある、粒子の分離という後者の課題となる。粒子分離には従来はバイアスグリッドが利用されてきたが、高速陽子の衝突を避けるためにグリッドを用いない手法が望ましい。これに応じてカusp型直接エネルギー変換器 (Cusp-type Direct Energy Converter, CuspDEC) [3]が提案された。これの実現が具体的な課題である。

現在までの模擬実験では、これらの原理の確立をめざした研究が進められてきた。そのほとんどは、大学の一研究室の実験室で生成する低温プラズマを利用する小規模な実験で、高速陽子もそのプラズマ中のイオンを keV オーダーに加速したものである。実験装置の電力の制約や機材の耐熱の問題から、単一ないし繰り返しパルスで行われる。研究分野は炉工学ながら、材料の熱的問題などは未だ扱われていない。

また、あくまでも発電は模擬で扱われる。以下に典型的な構成で説明する。図1(a)の様に、イオンが捕集電極(コレクタ)に向かって走行すると誘導電流が流れ、電極に接続されている負荷に電流が流れる(厳密には正電荷に引かれて電子が逆向きに流れる)。電流が流れている負荷には電圧降下が発生して、捕集電極は正の電位をもつ。イオンは正電位の電極がもたらす逆電界に抗して走行することで自身の運動エネルギーを失う一方、回路の負荷では電気エネルギーが消費されており、これがエネルギー変換に対応する。電極電圧を eV 単位のイオンの運動エネルギーに等しく維持できれば最大の効率となる(回路としての整合条件に対応)。これを模擬実験条件として考えると、 μA オーダーの電流で keV オーダーの電圧降下を得るには $\text{G}\Omega$ オーダーの負荷が必要で、現実的でない。また、電極電圧は実験条件として制御できることが望ましいので、実験では図1(b)の様に構成し、電圧源の起電力で負荷の電圧降下を模擬する。この場合電圧源には自身の本来の供給方向と逆向きの電流が流れ、供給ではなく電力を受領するので、イオン側が発電したと考えることができる。模擬実験ではこの様に発電を模擬している。

6.2 カusp型直接エネルギー変換器

先述の通り、荷電粒子の選別でグリッドを排除する手法として CuspDEC は提案された。基本的には、粒子の進行経路にカusp磁場を設ければ、電子は磁力線に沿ってラインカuspへと偏向されるが、イオンは弱磁場領域では磁力線に拘束されずに直進する。より具体的に、図2(a)に示す

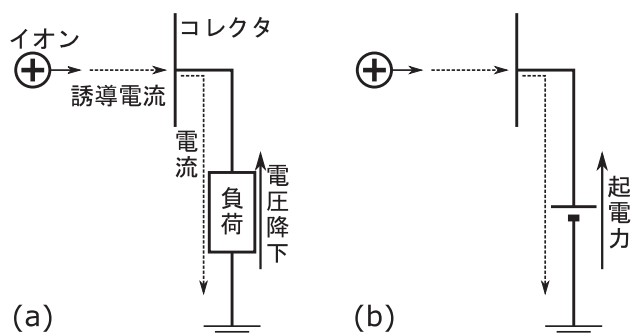


図1 模擬実験における直接エネルギー変換の構成。

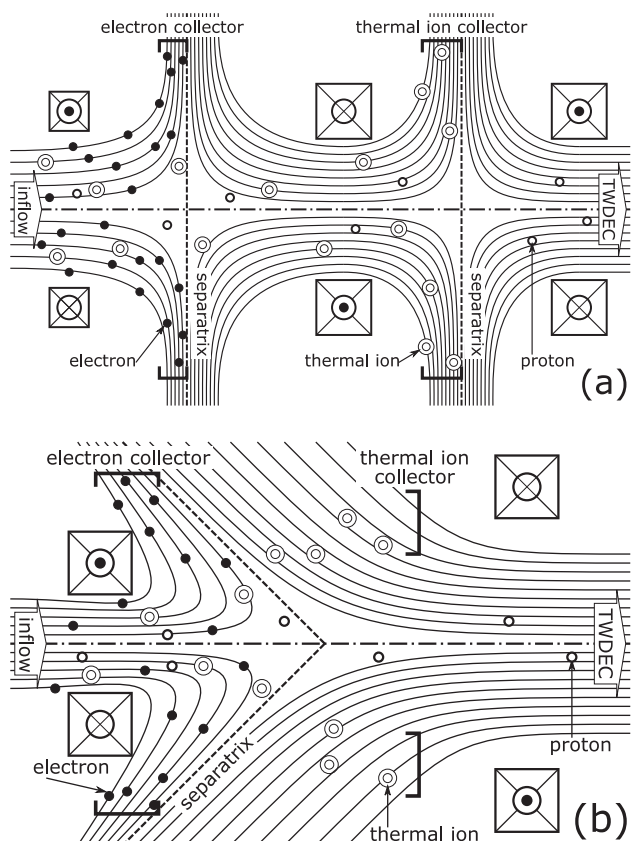


図2 CuspDECの構成 ((a)ARTEMIS, (b)傾斜磁場)。

ARTEMISのCuspDECの構成でその動作を説明する。

ARTEMISでは、磁場強度の異なる2段のカスプ磁場が縦続接続され、前段で電子が、後段で熱化イオンがそれぞれ偏向され、高速陽子はいずれも通過する。それぞれのラインカスプ上に静電減速器を配置してエネルギーを回収する。その意味で、CuspDECの機能は粒子分離のみならず、電子と熱化イオンからのエネルギー回収も含むと考えてよい。以下、エネルギー回収と粒子分離を、それぞれの機能に分けて説明する。

6.2.1 電子および熱化イオンからのエネルギー回収

電子や熱化イオンからのエネルギー回収については、従来から提案されている静電減速型の変換器（ベネチアン・ブラインド型変換器（Venetian Blind DEC, VBDEC）[4]など）をCuspDECに組み込むことが当初は考えられた。このため、研究課題としてエネルギー回収に注目した報告は多くないが、VBDECのエネルギー選別の考えをカスプ磁

場空間内で応用した2段減速の報告がある[5]。VBDECの考え方にある様に、熱化粒子はエネルギー帯域が広く、効率向上には狭帯域毎の捕集電極が必要となる。一つの捕集電極では、その電位より低いエネルギーのイオンが反射される。この反射イオンを対象としたより低い電位の補助捕集電極を追加して、二つの電極で構成するのが2段減速法である。イオンはカスプ磁場領域を運動するので、その軌道はほぼ電界で決まる。[5]の報告では、測定されたイオンのエネルギー分布を元に、最適な電極位置と電位を調べている。

他に、CuspDECでのエネルギー回収に関わる報告として、GAMMA 10の端損失プラズマを対象とした発電の実演がある[6]。GAMMA 10端部にCuspDEC模擬実験装置を配置し、端損失プラズマを電荷分離して電灯を点灯させる。端損失プラズマは2–300 eV程度のエネルギーで、低密度のため小電流である。この条件に対する整合性の高い負荷としてネオンランプが使用され、明瞭な発光を観測している。

6.2.2 荷電粒子の分離選別

粒子分離に関しては、磁場構成の改良がある。ARTEMISでは図2(a)に示す様に、電子および熱化イオンそれぞれの分離を担う2段のカスプ磁場を用いる。これに対して、分離の原理がステルマーのポテンシャル（Störmer Potential[7]）で理解されることに基づき、セパトロックスを傾斜させた一つの傾斜カスプ磁場で選別を実現・高効率化することが構想された[8]。

この構成は図2(b)に示す通りで、電子は磁力線に沿うために、90°以上の偏向を受ける。熱化イオンは強い磁場でいく分偏向され、高速陽子は直進するので、2段カスプ磁場と同等の効果が期待できる。実際の模擬実験装置の構築では、径の異なる磁場コイルを対向させることで傾斜カスプ磁場を実現でき、両コイルの電流比を変えることで傾斜を変化できる。模擬実験では、マイクロ波生成プラズマを対象として電子とイオンの分離が調べられた。カスプ磁場の傾斜を変化させる実験がステルマーのポテンシャルの計算と照合され、分離の原理が実証された[6]。

電子–イオンの分離では、分離されたイオンがポイントカスプ捕集電極前に滞留することで正の空間電位を形成し、分離が悪化する可能性がある。これは密度の上昇に伴って顕著となるので、実機で想定される密度領域での分離機能の有効性に関わる。図3は、カスプ磁場コイルの電流比 I_B/I_{AC} (I_{AC} , I_B は、それぞれ上流、下流側コイルの電流) に対する、電子のカスプ磁場領域の透過率の測定結果である[9]。電子は径方向に軌道を曲げられて分離されるため、透過率が小さいほど分離性能が高いことを意味する。図によると、横軸のコイル電流比、つまり下流側コイルの電流が大きく、カスプ磁場の傾斜が大きいくほど、高い分離性能が得られている。一方、密度の上昇に対しては分離性能が悪化することがわかる。

CuspDECでは、熱化イオンも高速陽子から分離する必要がある。傾斜カスプ磁場方式では、低速の熱化イオンが小さいながらも偏向されることを利用した分離が想定され

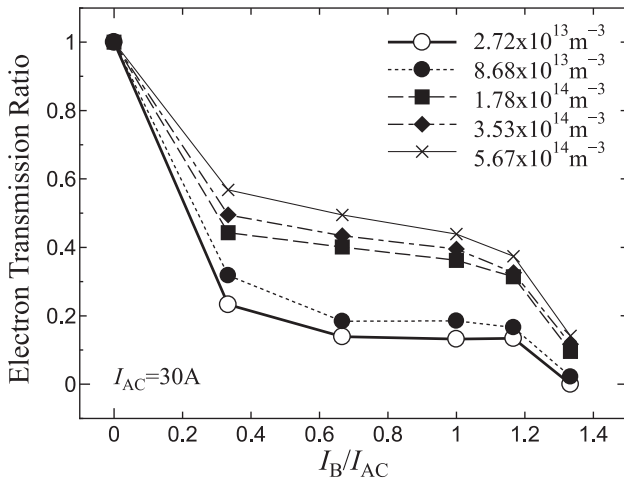


図3 電子透過率の磁場傾斜および電子密度依存性（参考文献[9]のFig. 2を編集）。

ていた。その後、先述の2段減速の手法を基に、磁場でなく電場を利用するイオン-イオン分離手法が提案された[10]。図4はCuspDEC内の r - z 断面内にイオンの軌道計算結果を示している。粒子は左から入射し、図の右外にはTWDECが配置される。電子は傾斜カusp磁場で図の上方方向に偏向・回収される。イオンは磁場の影響をほとんど受けず、右のポイントカuspに向かうが、そこには中心に穴を持つ2枚の平行平板電極がある。上流電極Gは接地され、下流電極Pには高速イオンのエネルギーよりも低く、熱化イオンのエネルギーよりも高い電圧が印加されている。この構造では、Pによる空間電位が、Gの穴から上流側にしみ出す。高速イオンは両電極の穴を通過・直進してTWDECへ向かうが、熱化イオンはしみ出した空間電位で偏向され、イオン-イオン分離が達成される。

このイオン-イオン分離の模擬実験は現在進行中である。直接的に分離を示すには、エネルギーの異なるイオン束が必要で、複合プラズマ源が構築されている[10]。

6.3 進行波型直接エネルギー変換器

TWDECの動作は電子管のクライストロンに似ている。同一エネルギーを持つ荷電粒子束を速度変調すると、下流で空間的に集群する。これが電極対を通過する際に誘導電流が流れる。集群粒子は変調周波数で繰り返し訪れるので、変調周波数の誘導電流が流れる。誘導電流に応じた電圧降下などで元の粒子に逆電界を作用させれば粒子が減速され、粒子の運動エネルギーが電極を含む回路内の電気エネルギーに変換されたことになる。

元の荷電粒子束として、ヘリウム3燃料核融合で発生する高速陽子束を対象としたものがTWDECである。図5に示す様に、変調器(modulator)と減速器(decelerator)から成り、これらは多数のグリッド電極で構成されるが、CuspDEC開発経緯の説明通り、できれば避けるべきである(数値計算によるグリッド形状の工夫の研究がある[11])。上流のCuspDECで分離された高速陽子が図の左から流入する。流入時はほぼ同一の速度を持つが、変調器のRF電界で速度変調を受ける。するとRF周波数一周期分

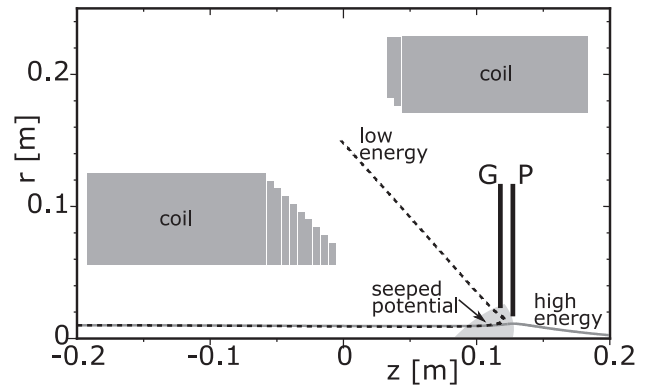


図4 電界によるイオン-イオン分離。

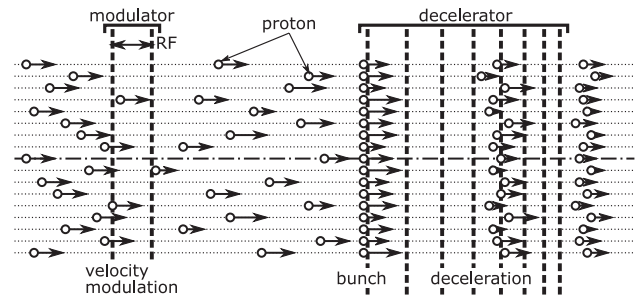


図5 TWDECの構成。

の陽子が、下流の同一場所に同一時刻に集まり(集群)、これがRFの周期で繰り返される。この集群位置に減速器を配置する。減速器では、多数並んだ電極が外部回路に接続されており、電極間を走行する陽子が誘導電流を流す。陽子の流入はRFの周期で繰り返されるので、適当な電圧降下を生ずる素子で外部回路を構成すれば、RF周波数の誘導電流による電圧降下で陽子が減速する電界を電極間に形成できる。このような電界中を陽子が走行することにより陽子は減速し、そのエネルギーが外部回路に組み込まれた負荷の電気エネルギーとして消費される。

TWDECは元々、14.7 MeVのエネルギーに対応した単純な直流の静電減速電極の構成が困難であることから着想されたもので、電極電圧は実現可能な範囲内におさめる必要がある。それには、一つあたりの電極の電圧を抑え、陽子の進行方向に並べた多数の電極の電圧の積算に必要な電圧を得る様にする。陽子は集群しているので、減速の電界は陽子が通過するときの電極間のみで必要となる。そこで粒子の進行に応じて減速電界も波の様に進行させる。進行波ではあるが電磁波ではなく、電極間電圧で形成する静電界を用いる。

実機では対象粒子は14.7 MeVの陽子であり、現実的な構成では変調周波数はMHzオーダーとなる。大学の小規模実験では粒子エネルギーは数千分の一の数keV、電極電圧数百Vで、ビーム電流は μA のオーダーとなる。大きな課題はビームの変調と減速であるが、6.1で説明した様に、高エネルギー・小電流のビームに対して受動回路素子で逆電界を形成することは困難である。そのため減速過程の課題は、外部電源を用いて調べる粒子減速と、走行する荷電粒子による電圧誘起の二つに分けられる。

6.3.1 変調器

変調のめざすところは、減速にとってより良い集団を形成することである。良い集団とは、位置空間および速度空間（またはエネルギー空間）における広がりを抑えることであるが、装置寸法を抑えたとの観点から、より短い距離での集団も重要である。これらのうち、速度空間での広がりと集団距離とはトレードオフの関係にある。例えば、最も簡単な変調法として、2枚のグリッド電極で変調周波数の電界を印加するものがある。この場合の制御条件は電極電圧振幅のみで、小振幅ではエネルギー広がりを抑制できるが、集団距離が長くなる。速度空間での広がり問題は、後に述べる定減速度法によってある程度対応できるので、短い集団距離に着目した報告がある[12]。

一方、位置空間の広がり抑制を扱った模擬実験の報告として、2周波変調方式がある[13]。理論計算によれば、1箇所での変調電界で全ての粒子を1点に集団させるには、正弦波でないある理想的な波形が必要である。しかし、MHz領域での理想波形の実現は困難である。そこで理想波形をフーリエ分解した基本波と第2高調波のみで近似波形を構成する。電圧印加電極を2枚用意し、フーリエ成分に応じた振幅と粒子の走行による位相差を加味した2周波の電圧をそれぞれ印加する。報告では、変調されたビームの電流が粒子軌道計算と照合され、期待した変調が確認された。この変調手法は以降の減速実験で利用され、その有用性が確認された。

変調過程について、模擬実験で不可解な現象が報告されている。変調電界印加によるビームの過渡変化時間は、変調器と測定器との間の粒子の走行時間程度と考えられ、報告の実験条件では μs のオーダーとなる。ところが、十分な変調効果を得るまでに数百 μs 程度の時間が観測されている[10]。この現象は未解明であり、模擬実験ではパルス幅を拡張して十分な変調効果を確保する形で対処療法的に対応している。

6.3.2 減速器

減速器の構造の良否については、模擬実験では粒子の減速を調べることになり、減速器電極の電圧を外部より印加する手段を用いる。一方、集団粒子の誘導電流による電圧誘起の過程では、電極電圧は観測対象となる。前者の構成は能動型減速器、後者は受動型減速器と呼ばれ、それぞれ独立に実験が行われている。

能動型減速器ではより良い減速器構造を調べる。これまで調べられてきた減速器の構成法としては、最適減速法と定減速度法とがある。

最適減速法では、ビームの中心エネルギーの粒子を対象として、その速度に合わせた位相速度をもつ進行波を考え、粒子はその波の最大減速電界で常に減速されるとする。電圧振幅が一定なら最大減速電界は波の波数に比例、すなわち位相速度に反比例する。粒子の運動方程式から、最終減速点（速度が0となる位置）までの距離に対して速度は3乗で変化する[11, 14]。この方法では、粒子と波の関係を最適に保っているが、粒子が中心エネルギーからずれると最適減速の関係が崩れ、特にエネルギー広がりの大き

なビームでは、高い減速効率が得られない。

定減速度法では、一定の減速度を指定して設計する[15]。進行波内の電界は、位置に対して近似的な正弦波状に変化している。指定した減速度で進む進行波の座標系で見ると、粒子は自身の慣性力と減速電界の力とが釣り合う点（静止点）に位置する。進行波との速度のずれが生じると、静止点を中心として往復運動しながら、進行波と共に減速する。この場合、ビームにエネルギー広がりがあっても、往復運動が可能な範囲内の速度であれば電位の谷に捕捉され、波とともに減速する。変調器でエネルギー広がりを大きくすると、電位の山を越えて捕捉されない高エネルギーの粒子が現れる。これに対しては、山の高さは減速器に印加する電圧によるので、全粒子を覆うように設計すればよい。

減速器の性能はビームの平均エネルギーの変化で評価する。元のエネルギーに対するTWDECの動作による減少分の割合を変換効率とする。図6は模擬実験における最大変換効率の変遷を示している。2010年頃までは最適減速法が用いられ、変換効率は最高20%台であった。その後、定減速度法が採用されて変換効率が著しく上昇し[16]、2周波変調方式の併用により、最高50%台を記録するに至っている[17]。

一方、受動型減速器については、電極に誘起される電圧の大きさや波形が評価対象である。模擬実験のビーム電流では誘起電圧での粒子の減速は期待できないので、等間隔の電極配置のもとで、誘起電圧を向上させる電極間の接続回路が主たる課題となる。ループ型回路の採用で電圧向上が達成されているが[18]、 μA オーダーのビーム電流ではmVオーダーの電圧に留まっている。

6.4 まとめ 一課題と展望一

ARTEMISの提案に沿って、CuspDECおよびTWDEC個々について模擬実験が進められてきた。個々の変換器についての重要な課題も残されているが、小規模模擬実験装

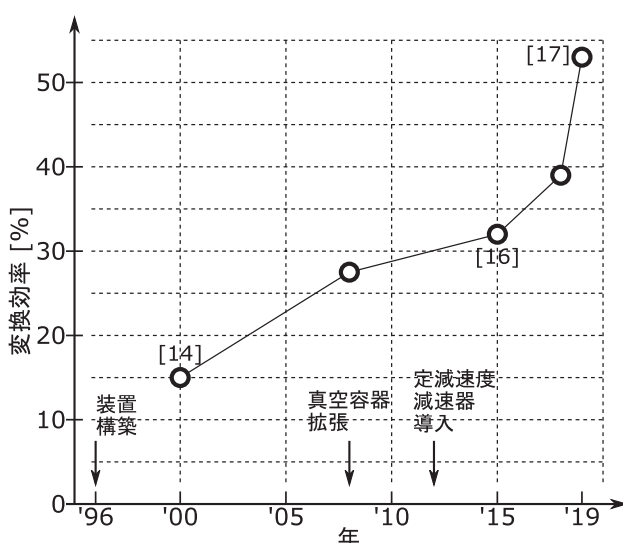


図6 能動型減速器の変換効率の変遷（[]は参考文献）。

置による厳しい制約も認められている。

CuspDEC では高密度粒子束に対する電荷分離効率の改善が必要であるが、小規模装置で高密度粒子束を得るには供給ガス量の増大が必要である。この際、生成プラズマの電離度が低いと、多量の中性ガスが装置内に流入する。CuspDEC の粒子分離の原理は無衝突の仮定に基づいており、小容量装置での多量の中性ガスは、この条件の成立を厳しくする。

TWDEC の変換効率の向上には減速器長の増大が必要である。しかし、延長分の電極間隔は数 mm より狭く、耐電圧等の観点で構成は難しい。TWDEC での手つかずの課題である自励発振については、受動型減速器での励起電圧の向上が必須である。これにはアンペアオーダーのビーム電流が必要で、ビーム電力として kW $\sim$ 10 kW が要求され、これも小規模装置では厳しい条件である。自励発振動作自体に的を絞って、増幅した減速器の誘起電圧を変調器に帰還させて疑似動作を狙う試みも行われているが、まだ十分な結果は報告されていない。

さらに、以上の様な個々の変換器の課題に加えて、両者を統合した模擬実験も検討されねばならない。CuspDEC でのイオン-イオン分離に関係して、熱化イオンのエネルギー分布によっては異種イオンの TWDEC への流入も懸念される。また、分離過程での高速イオンの散乱が TWDEC 動作に及ぼす影響も想定しうる。統合型装置構築の報告はあるが[19]、実際の統合動作の実験はまだ行われていない。

一方で、ARTEMIS の構想範囲を超えた取り組みの報告もある。TWDEC では、集団が十分でないと進行波に対して加速位相となる陽子が存在し、元より高いエネルギーの陽子が排出される。この様な高エネルギー陽子からのエネルギー回収策として、二次電子放出型変換器の模擬実験が行われている[20]。これは、高エネルギー陽子を金属箔に入射させて二次電子を発生、すなわち二次電子のエネルギーへと変換し、これら二次電子のエネルギーを回収するものである。また、直接エネルギー変換はプラズマからエ

ネルギーを奪う手段との観点から、核融合炉実現での喫緊の課題であるダイバート熱負荷の低減へ CuspDEC の応用をめざした報告もある[21]。

直接エネルギー変換は、通常、荷電粒子の捕集が目標となるので、現在主流のトーラス型とは相性が良くない。専ら先進燃料炉への適用で考えられ、新概念の分野で扱われがちで実験研究は広がらない。現状では、実験環境の制約などからほとんどは変換原理が研究対象であり、材料の熱的問題などは全く手つかずである。変換原理での未解決の課題と合わせて、装置規模を拡大した模擬実験研究の進展が望まれる。

参考文献

- [1] W.L. Barr and R.W. Moir, Nucl. Technol./Fusion 3, 98 (1983).
- [2] H. Momota, LA-11808-C, Los Alamos Natl. Lab., 8 (1990).
- [3] H. Momota *et al.*, Proc. 7th Int. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems, 16 (1993).
- [4] R.W. Moir and W.L. Barr, Nucl. Fusion 13, 35 (1973).
- [5] Y. Yasaka *et al.*, Trans. Fusion Sci. Technol. 55, 1 (2009).
- [6] Y. Yasaka *et al.*, Nucl. Fusion 48, 035015 (2008).
- [7] W. Schuurman and H. de Kluiver, Plasma Phys. 7, 245 (1965).
- [8] Y. Tomita *et al.*, Trans. Fusion Sci. Technol. 47, 43 (2005).
- [9] Y. Munakata *et al.*, Plasma Fusion Res. 7, 2405071 (2012).
- [10] H. Takeno *et al.*, Plasma Fusion Res. 14, 2405013 (2019).
- [11] M. Ishikawa *et al.*, Fusion Eng. Des. 41, 541 (1998).
- [12] H. Takeno *et al.*, Trans. Fusion Sci. Technol. 61, 129 (2012).
- [13] H. Takeno *et al.*, Plasma Fusion Res. 14, 2405014 (2019).
- [14] H. Takeno *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 39, 5287 (2000).
- [15] 片山英昭, 佐藤邦弘: プラズマ・核融合学会誌 77, 698 (2001).
- [16] Y. Togo *et al.*, Plasma Fusion Res. 10, 3405013 (2015).
- [17] K. Shibata *et al.*, Plasma Fusion Res. 14, 3405078 (2019).
- [18] H. Takeno *et al.*, Fusion Sci. Technol. 47, 450 (2005).
- [19] H. Takeno *et al.*, 30th ITC, 19Ca-1 (2021).
- [20] A. Kurisuno *et al.*, Plasma Fusion Res. 15, 2405046 (2020).
- [21] Y. Nonda *et al.*, Plasma Fusion Res. 13, 3405050 (2018).



小特集 先進燃料核融合研究の現状と展開

7. おわりに

7. Summary

後藤拓也, 柳 長門, 相良明男

GOTO Takuya, YANAGI Nagato and SAGARA Akio

核融合科学研究所

(原稿受付: 2021年10月23日)

本小特集では、「先進燃料核融合」というキーワードのもと、様々な観点からの国内外の最新の研究動向を紹介した。ここではまとめとして、本小特集全体を通して見えてきた先進燃料核融合の特徴と、その研究の意義についてまとめた。

先進燃料を用いた核融合炉の特徴として一般にイメージされているのは、以下の4項目ではないかと思われる。

- 1) トリチウムを主燃料として用いないため、初期装荷トリチウムの確保、トリチウム増殖が不要であり、トリチウム増殖のための ${}^6\text{Li}$ 同位体濃縮、Be などの中性子増倍材の取り扱いも不要
- 2) 中性子発生量が桁違いに小さく、炉内機器の照射損傷や放射化の影響も小さい
- 3) 反応断面積が小さく、核融合燃焼条件の実現のためには物理・工学設計条件の大幅な改善が必要
- 4) 発生した核融合エネルギーの担い手が荷電粒子中心となるため、現状のDT 燃料核融合炉とは違ったエネルギー取り出し手法の開発が必要

これらはもちろん間違っておらず、本小特集の各章でもこれらの特徴に関する言及がある。一方で、トリチウム割合を増大させることによる自己点火条件の緩和や希少燃料であるトリチウムと ${}^3\text{He}$ の循環燃料サイクルの構想(2章)、RFP 炉におけるDT 燃焼からの移行による D^3He 自己点火条件の達成(3章)、高速点火レーザー炉におけるDT 点火剤による点火条件の緩和(4章)など、先進燃料とDT 燃料の組み合わせがもたらす効果は大きく、現実的な炉設計を行うにあたっては、先進燃料核融合であっても1), 2) で示したトリチウムおよび中性子に係る諸課題への取り組みはなお重要であることがわかる。また3) についても核弾性散乱効果によるバルクイオン加熱の大きさの違い(2章, 3章)や輻射損失の違い(3章, 4章)、磁場閉じ込め装置での燃料希釈の影響の違い(3章)などから、DD, D^3He , p^{11}B 各反応を用いた炉心プラズマ設計が単純に反応断面積の差だけでは決まらないことが指摘されているほか、磁場閉じ込め方式ではシンクロトロン輻射増大の影響で高磁場では必要なイオン加熱割合が

増大すること(3章)や、レーザー方式では適正核融合出力の維持の観点でレーザーエネルギーの増大よりも燃料爆縮のさらなる高密度化が求められること(4章)などから、単に磁場強度やレーザー強度の増大といった工学設計パラメータの向上だけでは必ずしも先進燃料核融合炉実現の解とはならない事実も指摘されている。一方、特に反応断面積が小さく物理的困難が大きい p^{11}B 反応については、レーザー方式を中心に非熱的核融合反応を用いた点火・燃焼実現の可能性を模索する研究も行われており、レーザー加速イオンビーム等の理論・実験研究の進展にも寄与していることに言及しておきたい。4) については、DT 燃料核融合炉と違い中性子によるブランケットの体積発熱を利用した熱の取り出しができないことに加え、同程度の核融合出力の場合、DT 燃料核融合炉と比較してプラズマ対向機器(第一壁とトーラス型磁場閉じ込めの方式のダイバータ)の表面熱負荷が大きくなる。前者の熱取り出しについては、過去にARIES-III の炉設計において制動輻射を利用した放射ボイラー方式の遮蔽体の設計成立性が示されているが[1]、最新の知見を生かした設計の最適化が望まれる。また、先進燃料核融合の特徴を生かし、そもそも熱を経由しない直接エネルギー変換による高効率発電の実現が大きく期待される。その点において、国内において直接エネルギー変換を前提とした具体的な装置設計(5章)とそれに対応する直接エネルギー変換の実験研究(6章)が30年近く前から行われていることは非常に大きな意味を持っている。後者の表面熱負荷の増大については、液体金属も含めた材料選択や冷却手法の最適化による対処が必要と考えられ、こちらも最新の知見を生かした解析の進展が望まれる。

ここまで、本小特集で紹介された内容を一般的な先進燃料核融合のイメージとの対比も含めて概観してきたが、ここからはDT 燃料核融合も含めた研究としての位置付けについて述べたい。3章, 4章でも触れられている通り、先進燃料核融合炉の設計においては、DT 燃料核融合炉設計において既存装置の実験結果などから半ば「常識」のように設定しているパラメータ制約を外さなければ炉心プラズ

マとして成立する解が見えてこない。逆に言えば、先進燃料核融合炉の検討は、これらの「常識」を打ち破る機会を与えてくれるものと言うことができる。常識を打ち破った先にどのような世界が見えて、またどのような課題が浮かび上がってくるのかを知ることは、DT 燃料核融合炉の設計を考える上でも重要と言える。また、先進燃料核融合炉において炉心プラズマや周辺工学機器に求められる条件（磁場方式でのディスラプション、燃料供給、不純物排気、コイル保護、および、レーザー方式での高密度爆縮）を見ると、より難しいパラメータが求められるという面はあるものの、課題そのものにはDT 燃料核融合炉と本質的な差はないことがわかる。先進燃料核融合の研究は核融合炉としての本質的な課題を直視している側面が大きく、それがDT 燃料核融合炉とのパラメータの違いにより際立っているとも言える。このためこれらの課題をクリアするための研究はそのままDT 燃料核融合炉の魅力の向上にも直結することになり、特に商用炉以降のDT 燃料核融合炉の設計に大きく資するものと期待される。例えば、先進燃料核融合炉においては高温度のイオンの閉じ込めが必要であるが、DT 燃料核融合炉においてもトリチウムの高エネルギー成分を生成することができれば、核融合反応率を向上させることによりDT 燃料に占めるトリチウムの割合を減らすことができる可能性が指摘されている。これは核融合炉システム全体でのトリチウム保持量の低減につながり、

それだけでも大きなメリットが期待できる[2]。

なお、本小特集を通じてもうひとつ明らかになったのは基礎的なものも含む実験研究の重要性である。現状先進燃料核融合炉の設計はシミュレーションに負うところが大きい。しかし各章においても指摘されている通り、設計の確実性の向上のためには、その背景にある物理の実験的検証が不可欠である。ここまで述べた通り、先進燃料核融合炉に必要な研究はDT 燃料核融合炉にも資するものであり、既存の実験装置の活用も期待される。この小特集をひとつの入り口として、先進燃料核融合研究に取り組む研究者、特に若手研究者の数が少しでも増えれば幸いである。

1 章でも紹介された通り、本小特集は核融合科学研究所の一般共同研究として20年近く継続されてきた先進燃料核融合に関する研究会（令和3年度は「先進燃料核融合研究の現状と今後の検討課題」として実施）における議論の一部をまとめたものである。これまでの共同研究および本小特集の執筆に関わってくださった関係各位への深い感謝を持って結びとしたい。

参考文献

- [1] I.N. Sviatoslavsky *et al.*, *Proc. The 14th IEEE/NPSS Symposium Fusion Engineering*, 455 (1992).
- [2] N. Yanagi *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **6**, 2405046 (2011).

小特集執筆者紹介



たか はし とし き
高橋 俊樹

群馬大学大学院理工学府電子・機械類電子情報通信プログラム准教授。高ベータプラズマのシミュレーション。51歳，外部資金・大型予算獲得を目的化している大学の現状が素晴らしいすぎて，終活中。



あさ い とも ひこ
浅井 朋彦

日本大学理工学部 物理学科・教授。2002年大阪大学大学院工学研究科・博士（工学）。体積平均ベータ ~ 1 で，磁気面がないのにプラズマが閉じ込められ，磁気ヘリシティがゼロなのにぶつけても捻っても元に戻る，奇妙なプラズマに魅入られてしまいました。リタイアするまでには正体を突き止めたんです。

みず ぐち なお き
水口 直紀



まつ うら ひで あき
松浦 秀明

九州大学大学院・工学研究院・エネルギー量子工学部門・准教授。炉心プラズマ等々の核反応体系における集団・連鎖的な核燃焼に関心を持っています。オンライン・終日モニター凝視で目疲れし補助食品と視力トレーニングにはまっています。深夜におよぶ議論もすっかり途絶え帰宅が早くなりました。



み た らい おさむ
御手洗 修

先進核融合・物理教育研究所代表，東海大学名誉教授。トカマクの設計，製作，実験が元々の生業であるが，小さな装置に飽き足らず核融合炉設計に取り組む。2016年3月に定年退職，直ぐに熊本地震に遭い，大きな被害は免れたが地震の研究に没頭。その後核融合研究に戻り，定年後楽しみにしていた旅行がいつ再開できるかを知るために数理感染学を始めた。核融合研究のスピノフとして種々の条件のもとに方程式を解いている。核融合研究は世の役に立つし，先進核融合のような前人未踏の領域は散歩するだけで楽しくなる。



じょう ぎき とも ゆき
城崎 知至

広島大学 大学院先進理工系研究科 機械工学プログラム・教授。博士（工学）。核融合点火をめざして，数値シミュレーションにより高速点火レーザー核融合の加熱・核燃焼解析を行っている。最近，キロテスラ級強磁場下でのレーザープラズマ相互作用や核燃焼過程に注力。また，遊んでくれなくなった娘の胃袋を離さないよう，週末やイベント時の夕食づくりにも注力している。

もも た ひろむ
百田 弘



たけ の ひろ まさ
竹野 裕正

神戸大学大学院工学研究科 教授。博士（工学）。30年以上在籍している神戸大学で，プラズマ・核融合分野の他，電力工学分野，高周波・マイクロ波応用の研究に従事。いまだ携帯電話の所持経験がないことに象徴される偏屈な性格を元に，他に誰も行っていない核融合発電での直接エネルギー変換の実験研究に20年以上従事。



ご とう たく や
後藤 拓也

自然科学研究機構 核融合科学研究所 ヘリカル研究部 核融合システム研究系 助教。東京大学大学院新領域創成科学研究科 博士（科学）。核融合炉のシステムコードの開発・運用に加え，連続巻きヘリオトロン配位の最適化研究やベブル流を用いた先進ダイバータの実験研究にも手を出しています。週末は趣味の音楽活動に加え，東濃地区の戦国城跡巡りも始めました。



やなぎ なが と
柳 長門

自然科学研究機構 核融合科学研究所 装置工学・応用物理研究系教授。核融合工学研究プロジェクト研究統括主幹。LHD プロジェクトの開始時点より LHD 超伝導マグネットシステムの開発・建設・運転に従事。その後，東京大学 Mini-RT プロジェクトの共同研究で高温超伝導線材に出会い，以降，ヘリカル型核融合炉マグネットへの高温超伝導体の適用を推進。将来のヘリカル炉で何とか先進燃料も使えないかと密かな？検討を進める。



さが ら あき お
相良 明男

核融合研・総研大・名誉教授，東北大特任（客員），FED 名誉エディター。上田高校（真田信之居館跡）より名大原子核（工博），旧プラズマ研助手から NIFS/LHD ファーストプラズマ立ち上げ後，炉工センター長，工学総主幹で定年。専門は中性子工学と表面物理・イオンビーム解析，ブランケット工学と炉設計。最近では妻の箏三弦教室生徒兼マネージャーやりつつ，テレビ会議浸けで超多忙の日々。