

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 中性子由来のものである。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%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。

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のようになる。

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く。FRC プラズマをこのペレットに向かって 10⁶ 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 _{3He} / n _D	0.50	1.35
Average plasma temperature (keV)	85.0	83.5
Plasma radius (m) × 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

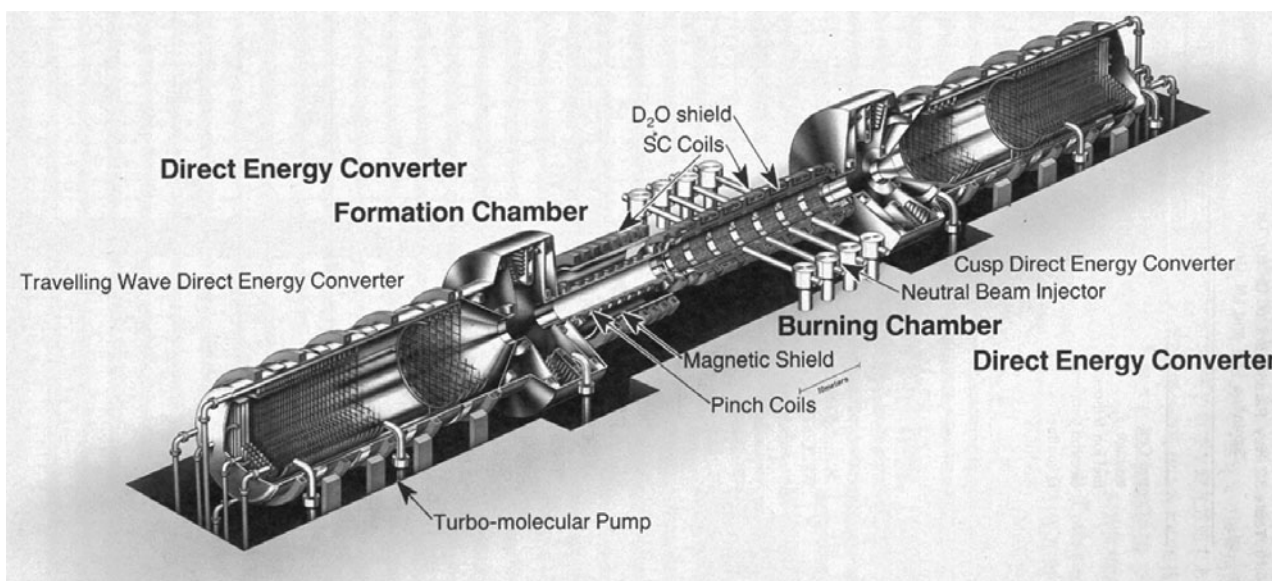


図 1 ARTEMIS の全体概念図 [1-5]。

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/m²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效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 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、建設や運転維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。

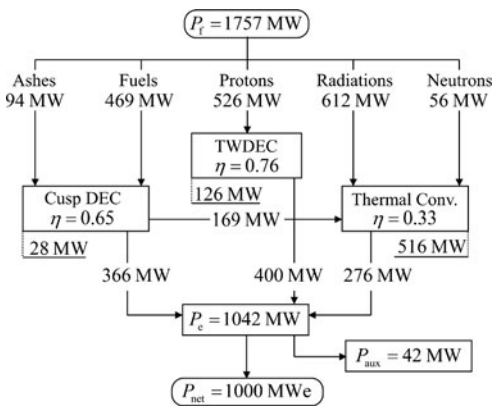


図2 ARTEMIS-Lのパワー流れ線図[2].

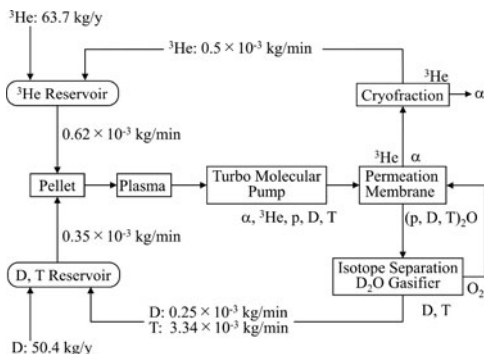


図3 ARTEMIS-Lの粒子流れ線図[2].

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D-³He/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、

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

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、D-³He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D-³He核融合発電システム

D-³He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対の円形コイルであり、コイル間中心軸上に一樣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

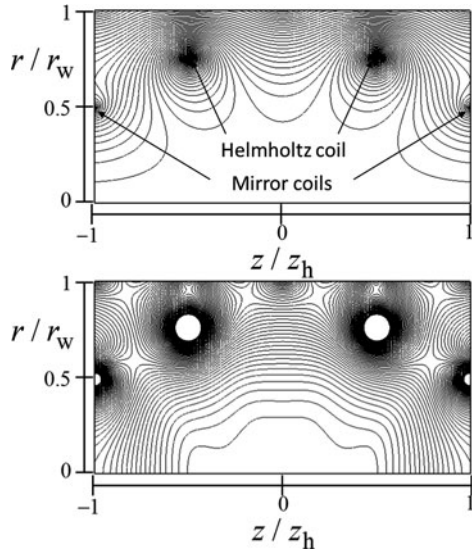


図4 非断熱トラップの磁場構造。(上)磁力線図, (下)磁場強度等値線図。ここで、 r_w は装置半径、 z_h は装置長の半分である。

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ろう。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

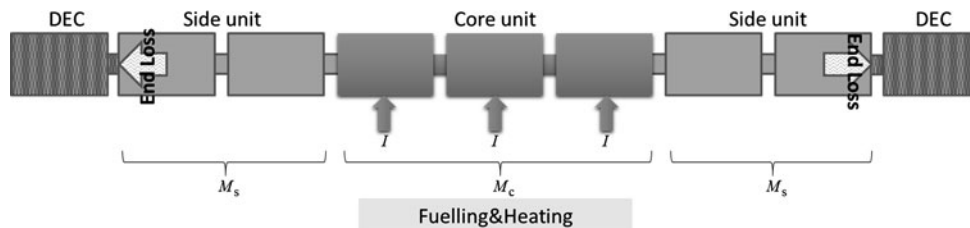


図5 連結非断熱トラップモジュール全体のイメージ図。

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うものとする。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、

$$\frac{dN_i}{dt} = \frac{1}{2\tau}(N_{i-1} + N_{i+1}) - \frac{1}{\tau}N_i = 0,$$

$$i = 1, 2, \dots, M_s, M_s + M_c + 1, \dots, 2M_s + M_c \text{ (side unit),} \tag{1}$$

$$\frac{dN_i}{dt} = I + \frac{1}{2\tau}(N_{i-1} + N_{i+1}) - \frac{1}{\tau}N_i = 0,$$

$$i = M_s + 1, M_s + 2, \dots, M_s + M_c \text{ (core unit),} \tag{2}$$

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、

$$N_i = N_{2M_s + M_c - (i-1)} = iM_c I \tau,$$

$$i = 1, 2, \dots, M_s \text{ (side unit),} \tag{3}$$

$$N_{M_s+i} = [(M_s + 1)M_c + M_c(i-1) - i(i-1)]I \tau,$$

$$i = 1, 2, \dots, M_c \text{ (core unit),} \tag{4}$$

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、

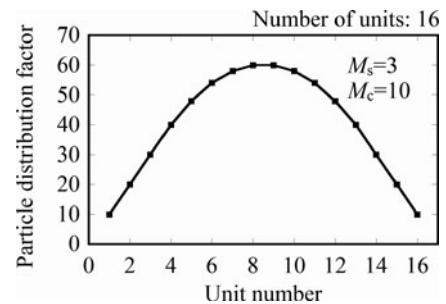


図6 各ユニットの閉じ込められる相対的な粒子数分布 ($M_s = 3$, $M_c = 10$)。

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

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

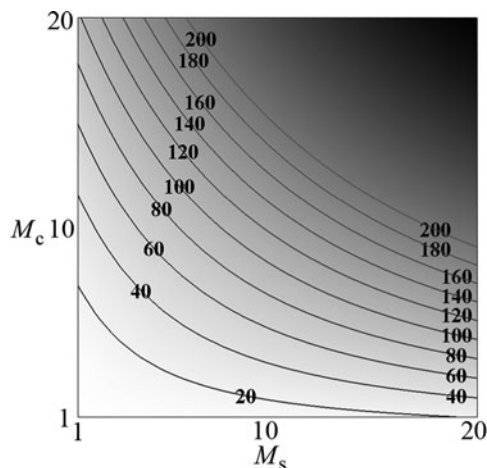


図7 Core unit 数 (M_c) と side unit 数 (M_s) に対する実効的な閉じ込め時間の増倍係数。

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ル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).