逆転磁場ピンチによるプラズマ閉じ込め

(東京大学理学部) 宮 本 健 郎

逆転磁場ピンチ(RFP)の研究は核融合研究の最も早い時期から始められていたが、トカマクT3の画期的成果の発表後は基礎的な形で研究が進められてきた。しかし比較的容易に高いベータ値($\beta_p=0.1\sim 0.15$)が得られ、実験装置がコンパクトであり、電磁流体力学的安定性の研究に適したプラズマが作られるので、着実に実績が積み上げられ、次第に閉じ込め特性が改善されてきた。そして中型装置RFX(欧), ZT-H(米)に近い将来運転を開始するまでになり、国際的共同研究の必要性も重視されるようになってきた。この機会にRFP研究の現状を振り返り、その将来を展望する。

I. 序 論

逆転磁場ピンチ(RFP; Reversed Field Pinch)の研究は核融合研究の最も早い時期から始められた⁽¹⁾。トラス・プラズマ中に弱いトロイダル磁場を加え、プラズマ中に電流を立ち上げてZピンチさせる。初期における代表的装置は英国Harwell研究所におけるZETAである。ピンチ・プラズマの電磁流体力学的(MHD)不安定性の研究が行われ、放電初期に不安定であってもMHD緩和が起って安定で「静かな状態」(quiescent phase)に移行することがZETAにおいて観測され、1968年にソ連のNovosibirskで開かれた国際原子力機関(IAEA)主催の国際会議⁽²⁾で発表された。

この静かな状態における磁場配位が、いわゆる逆転磁場ピンチの配位である。トロイダル磁場 $B_t(r)$ とポロイダル磁場 $B_\theta(r)$ (プラズマ電流によって生じる θ 方向の磁場)のプラズマ小半径 r 方向の空間分布を画くと第1図のようになっている。第1図からわかるように、 $B_t(r)$ と $B_\theta(r)$ の大きさは同じ程度であり、 $B_t(r)$ は中心から外側に向かって減少し、ゼロとなり、周辺部では向きが逆転している。

RFPの磁場配位はトカマクと同様、回転対称であり、粒子の軌道損失が小さいという利点を共有しているが、 $B_t(r)$, $B_\theta(r)$ が同じ程度の大きさであること、 $B_\theta(r)$ の空間分布が外側で逆転しているという点で、トカマク配位と著しく異なっている。このことは、磁場の捩れ(シア)が大きく(第2図)、比較的高いベータ値(プラズマ圧力の磁場圧力に対する比) $\beta=10\sim 15\%$ のプラズマをMHD安定に閉じ込めることができる。ま

た安全係数 $q(r)=\frac{r}{R}\cdot\frac{B_t(r)}{B_\theta(r)}$ は1よりかなり小さい($q(0)=a/(R\theta)$, $\theta\sim 1.6$; a, R はプラズマの小半径および大半径)。したがって、クルスカル・シャフラノフ制限を超えてプラズマ電流を大きく流すことができるので(トカマクの場合は $q(a)>2\sim 3$)、もしエネルギー閉じ込め時間が良ければ、オーム加熱のみで炉心温度までプラズマを加熱できる可能性をもっている。

点線はベッセル関数モデル(BFM)で、実線は変形されたベッセル関数モデル(MBFM)。

第1図 RFPプラズマ中のトロイダル磁場 B_t とポロイダル磁場 B_θ の半径 r 方向の空間分布

しかし、ZETAの静かな状態の発見が発表された同じ会議で、トカマクT-3の画期的成果($T_e\approx 1\text{ keV}$, エネルギー閉じ込め時間 $\tau_E\sim$ 数ms)に注目が集まり、ZETAは閉鎖の運命をたどった。それはトカマクの閉

Confinement of Reversed Field Pinch Plasma:
Kenro MIYAMOTO.

(1990年 8月21日 受理)

第2図 トカマク(右図)とRFP(左図)の場合の磁気シヤの様子

じ込め特性が優れていたためである。

その後、RFPは小規模な形で研究が続けられ、ベータ値の高いプラズマが容易に作れること、装置がコンパクトで建設費が少ないこと(同じ B_θ またはプラズマ電流 I_p に対して必要なトロイダル磁場 $B_\phi(a)$ はトカマクに比べて1桁以下である)の利点を生かしながら、次第に改良が加えられ、閉じ込め特性およびプラズマ・パラメータも向上してきた⁽³⁾。

そしてEC(欧)ではRFX(パドバ)、米国ではZT-H(ロスアラモス)と、より大型の装置(トカマクの基準では中型)によるプロジェクト研究が進行中である。このような状況下で、このほどIEA(International Energy Agency)傘下で日米欧逆転磁場ピンチ国際協力協定が調印されたことは、これからのRFP研究の発展にとって大変意義深いことである。この機会にRFP研究の現状を振り返り、将来の展望を試みる。

I. RFP装置

RFP装置の概念図を、空心変流器の例について第3図に示す。磁場コイル系はトカマクと同様で、トロイダル磁場コイル、オーム加熱コイル、平衡用垂直磁場コイルからなる。ただし、同じ程度のプラズマ電流に対して必要なトロイダル磁場はトカマクの場合に比べて1桁以上小さい。薄肉ステンレス鋼あるいはインコネル製の真空容器の周りに、MHD安定性確保のため導体シェルがある。逆転のための可変トロイダル磁場およびオーム加熱のためのトロイダル電場がプラズマに加わるように、導体シェルにカットを備える。

第4図に示すように、放電前にトロイダル・バイアス磁場を加え、 $\sim$ ms程度の時定数でプラズマ電流を立ち上げると同時に、外部トロイダル磁場を逆転させる。 $B_z(r) \sim B_\theta(r)$ であるため、磁力線のトロイダル方向の

第3図 RFP装置の概念図(空心変流器の場合)

ピッチ長が短く、そのため装置の回転対称性の要求精度はトカマクよりきびしい。また、プラズマのMHD安定性の確保のために、プラズマに接近して導体シェルを置く必要がある(抵抗性シェルでは不十分)。

II. RFPのMHD緩和

プラズマ放電の初期状態にあまり依存しないで、MHD安定なRFP配位が現れてくるという実験事実の発見後6年目の1974年に、J.B. Taylor⁽⁴⁾がその理論的説明を行なった。ある磁気面に囲まれた領域における磁場 B と、そのベクトル・ポテンシャル A のスカラー積の積分

$$K \equiv \int A \cdot B dV$$

を導入した。これを磁気ヘリシティという。スカラー・ポテンシャルを ϕ とすると、

$$E = -\nabla\phi - \frac{\partial A}{\partial t}, \quad B = \nabla \times A$$

であり、マックスウェルの式から

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(A \cdot B) &= \frac{\partial A}{\partial t} \cdot B + A \cdot \frac{\partial B}{\partial t} \\ &= (-E - \nabla\phi) \cdot B - A \cdot (\nabla \times E) \\ &= -(E \cdot B) - \nabla \cdot (\phi B) + \nabla \cdot (A \times E) \\ &\quad - E \cdot (\nabla \times A) \\ &= -2(E \cdot B) - \nabla \cdot (\phi B + E \times A) \end{aligned}$$

となる。したがって

(a) プラズマ電流(kA), (b) $\theta \equiv B_\theta(a)/\langle B_z \rangle$
 (c) 放電管壁におけるトロイダル磁場 $B_\theta(a)$ (T)
 (d) $F \equiv B_\theta(a)/\langle B_z \rangle$, (e) トロイダル・ループ電圧 (V)
 (f) 平均トロイダル磁場 $\langle B_z \rangle$ (T)

第 4 図 ZT-40 M の長時間放電の時間的変化

$$\frac{\partial K}{\partial t} = \int_V \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) dV$$

$$= -2 \int (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) dV = -2 \int \eta (\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}) dV \quad (1)$$

となる ($\eta \mathbf{j} = \mathbf{E} + \mathbf{W} \times \mathbf{B}$)。比抵抗率 $\eta = 0$ の場合、磁気ヘリシティは保存される。もしプラズマが小さな抵抗を持つ場合には、磁力線の再結合 (reconnection) によって磁力線のトポロジーが変わり、局所的には磁気ヘリシティは変化する。しかし、Taylor は、その場合でも、プラズマの全領域の K 積分 K_T は保存されると考えた (変化するとしても磁場拡散時間程度のゆっくりした変化をする)。このような拘束条件の下で磁気エネルギーを最小にする磁場配位は、変分法より

$$\delta K_T = 2 \int_{V_T} \mathbf{B} \cdot \delta \mathbf{A} dV = 0$$

$$\frac{1}{2\mu_0} \delta \int_{V_T} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}) dV$$

$$= \frac{1}{\mu_0} \int \mathbf{B} \cdot \delta (\nabla \times \mathbf{A}) dV$$

$$= \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \cdot \delta \mathbf{A} dV = 0$$

そして

$$\nabla \times \mathbf{B} - \lambda \mathbf{B} = 0 \quad (2)$$

ただし、 λ : 定数

を満たす必要がある。この方程式の回転対称な解は

$$B_z = 0$$

$$B_\theta(r) = B_0 J_1(\lambda r)$$

$$B_z(r) = B_0 J_0(\lambda r)$$

であり、この解をベッセル関数モデル (BFM) という。これを図示したのが、第 1 図の点線である。実験で観測される結果は、プラズマ中心部ではほぼ BFM モデルの理論値に等しいが、周辺ではややずれる。(2) 式の λ は定数であるが、 λ に r 依存性を導入し、周辺でゼロとするようにして得られる (2) 式の解が変形されたベッセル関数モデル (MBFM) である。実験結果は MBFM によく一致する。ピンチ・パラメータ θ および逆転比 F を次のように定義する。

$$\theta \equiv \frac{B_\theta(a)}{\langle B_z \rangle}, \quad F \equiv \frac{B_z(a)}{\langle B_z \rangle}$$

ただし、 $\langle B_z \rangle$: トロイダル磁場のプラズマ断面
平均値

BFM の場合、 $\theta = \frac{\lambda a}{2}$, $F = \frac{\theta J_0(2\theta)}{J_1(2\theta)}$ となる。BFM の $F-\theta$ 曲線を第 5 図 (点線) に示す。また実験値を点で表わす。

IV. MHD 緩和の動的過程

プラズマの有限抵抗を考慮すると、RFP 磁場配位は古典磁場拡散時間 $\tau_{cl} = \mu_0 a^2 / \eta$ (η : 比抵抗率) の程度しか保持されないはずである。しかし ZT40M の実験⁽⁶⁾によれば、 τ_{cl} の 3 倍程度の 9 ms 以上の放電が実現しており (第 4 図参照)、その持続時間は装置電源の性能の制約によるものである。この実験結果は古典磁場拡

点線はベッセル関数モデル(BFM)の場合、
点は実験データを示す。

表5図 F- θ 曲線

散で失われるトロイダル磁束を補う再生機構があることを示す明確な証左である。Taylorの理論はMHD緩和によってたどりつく状態について説明を与えたが、その動的過程、磁束再生機構については新たな研究が必要であった。揺動がある場合、オームの法則

$$\eta \mathbf{j} = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

の各量を時間平均量 $\langle \mathbf{B} \rangle_t$ と揺動項 $\tilde{\mathbf{B}}$ 等に分け、時間平均をとると、

$$\langle \eta \mathbf{j} \rangle_t = \langle \mathbf{E} \rangle_t + \langle \mathbf{v} \rangle_t \times \langle \mathbf{B} \rangle_t + \langle \tilde{\mathbf{v}} \times \tilde{\mathbf{B}} \rangle_t \quad (3)$$

となり、揺動項 $\langle \tilde{\mathbf{v}} \times \tilde{\mathbf{B}} \rangle_t$ が新しくつけ加わる。いま準定状態を考えると、 $\langle \mathbf{v} \rangle_t = 0$ 、 $\langle \mathbf{E}_\theta \rangle_t = 0$ である $\left(\oint \langle \mathbf{E}_\theta \rangle_t d\theta = \left\langle -\frac{\partial}{\partial t} \int B_z dS \right\rangle = 0 \right)$ 。したがって、オーム法則の θ 成分をとると

$$\langle \eta j_\theta \rangle_t = \langle \tilde{v}_z \tilde{B}_r - \tilde{v}_r \tilde{B}_z \rangle_t$$

となる。すなわち、トロイダル磁束を保つための電流 j_θ を保持しているのは、揺動による実効的電場(ダイナモ効果)であることがわかる。この揺動は最も不安定になり易い $m=1$ (ポロイダルモード数)のキンク不安定性であることが、理論的にも、実験的にも確かめられている。第6図に示すように、キンク不安定性が起こるとソレノイド効果でポロイダル磁場が、プラズマ周辺で負のトロイダル磁場成分を発生させ、中心部で正のトロイダル磁場成分を発生させることがわかる。そして $m=1$ キンク不安定性によって駆動された磁力線再結合によってトロイダル磁束が再生されることが、計算機シミュレーションによって示された⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。

オーム加熱のために電圧を印加していると、電流分布が急峻化して、 $m=1$ キンク不安定性が成長し、非線

この場合ポロイダル磁場が傾いて、トロイダル磁場の負の成分がキンクしたプラズマ外側領域に現れる。

第6図 キンクしたプラズマ

形相互作用に基づくと思われる $m=0$ のMHD緩和現象が起り、電流分布が平坦化する。そしてまた同じ過程を繰り返すことが、実験的にも観測された⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。また導体シェルの代わりに抵抗性シェルをおくと、MHD揺動が大幅に増えることが示された⁽¹¹⁾。

V. RFPの閉じ込め比例則

オーム加熱時におけるエネルギー・バランスの式は

$$\frac{(3/2) \langle n_e (T_e + T_i) \rangle_r 2 \pi R \pi a^2}{\tau_E} = V_t I_p$$

ここで、 τ_E : エネルギー閉じ込め時間

V_t : ループ電圧

$\langle \rangle_r$: 体積平均

で与えられる。ポロイダルベータ値 β_θ を

$$\beta_\theta = \frac{\langle n_e \langle T_e + T_i \rangle_r \rangle_r}{(B_\theta^2(a)/2 \mu_0)} = \frac{8 \pi^2 a^2 \langle n_e (T_e + T_i) \rangle_r}{\mu_0 I_p^2}$$

を用いると、

$$\tau_E = \frac{3 \mu_0 R}{8} \beta_\theta \frac{I_p}{V_t} \quad (4)$$

に還元される。RFPプラズマにループ電圧 V_t を加えるために、その周りの導体シェルにカットを設けると、磁気ヘリシティ K_T の時間変化は(1)式の抵抗損失

項の外にシェール・カットからの入力項が加わり

$$\frac{\partial K_T}{\partial t} = -2 \int_V \eta (\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}) dV + 2 V_s \Phi_s \quad (5)$$

ただし、 Φ_s : プラズマ断面のトロイダル磁束
 $\langle B_s \rangle_r \pi a^2$

で与えられる⁽¹²⁾。準定常状態においては $\partial K_T / \partial t = 0$ であるから、

$$V_s = \frac{\int_V \eta (\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}) dV}{\Phi_s} \\ = \frac{2\pi R \langle \eta (\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}) \rangle_r}{\langle B_s \rangle_r} = \frac{2\pi R}{\pi a^2} \eta_0 \zeta I_p \quad (6)$$

となる。ただし、

$$\zeta \equiv \frac{\langle \eta (\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}) \rangle_r}{\eta_0 \langle \mathbf{j}_s \rangle_r \langle B_s \rangle_r} \sim 10$$

である。 ζ は η , $\mathbf{j}$, $\mathbf{B}$ の空間分布で決まる無次元数で、標準的な変形されたベッセル関数モデルで計算すると、 $\zeta \sim 10$ 程度の値である。また $\eta_0 \equiv \eta(0)$ である。プラズマ周辺の磁場の乱れにより、磁力線が壁を切る場合は表面からの寄与のために ζ の値は増加する。トカマクの場合は $\zeta = j_s(0) / \langle \mathbf{j}_s \rangle_r \sim 3$ 程度である。(6)式を(4)式に代入すると

$$\tau_E = \frac{3}{16} \left(\frac{\mu_0 a^2}{\eta_0} \right) \frac{\beta_\theta}{\zeta} \quad (7)$$

が得られる。プラズマ電流と電子密度 n_e との間には実験的に

$$\frac{I_p}{\pi a^2 \langle n_e \rangle_r} = (1 \sim 10) \times 10^{-14} \text{ A} \cdot \text{m} \quad (8)$$

が得られている。また $I_p / \pi a^2 = (1 \sim 8) \text{ MA} \cdot \text{m}^{-2}$ である。 $I_p < 0.5 \text{ MA}$ のこれまでの実験結果では、 $\beta_\theta \sim 0.1$ の値が得られており、 I_p の増加とともにやや減少傾向も見えるが、その依存性は小さい。RFX(第7図)、ZT-H(第8図)によって $I_p \sim 2 \text{ MA}$ の範囲の実験データが得られるであろう。RFPのエネルギー損失機構については種々調べられているが^{(13)~(15)}、トカマク以上に不確定なのが現状である。第1表に主なRFP装置のパラメータを示す。ウィスコンシン大学のMST(Madison Symmetric Torus)が実験データを出し始めた。近い将来運転を始めるRFX, ZT-Hのパラメータは実験的比例則から予測した値である。

VI. RFPにおけるイオンの異常加熱

RFPのイオン温度 T_i を測定すると、いくつかの装置(例えば ZT-40 M, HBTX-1 B, REPUTE-1, TPE-IRM 15, ETA-BETA 等)で、実験条件によっては電子温度 T_e と同程度か、それよりかなり高いことが観測され

第7図 RFX装置の断面図

第 8 図 ZT-H 装置の断面図

第 1 表 RFP 装置のパラメータ

装置	研究所	R(m)	a(m)	I_p (MA)	$\bar{n}_{20}$	T_{e0} (keV)	τ_E (ms)	β_θ
ZETA	Harwell	1.5	0.48	0.4~0.7	0.5	0.18	0.3	0.1
HBTX 1 B	Culham	0.8	0.26	0.43	0.3~0.5	0.5	0.5	0.1~0.2
ETA-BETA	Padova	0.65	0.125	0.2	0.5~1	0.2	0.1	0.1
ZT-40 M	Los Alamos	1.14	0.2	0.4	0.8	0.1~0.5	0.7	0.1
OHTE	GA Tech	1.24	0.19	0.5	4.0	0.5	0.3	0.1~0.2
TPE-1 RM 15	電総研	0.7	0.15	0.14	0.2~0.3	0.6	0.2	0.1
STP-3 M	名大	0.5	0.09	0.2	0.5	0.3	0.1	0.1
REPUTE-1	東大	0.82	0.2	0.3	0.6	0.13	0.07	0.08
MST	Wisconsin	1.5	0.5	0.55	0.1	~0.4	~1	0.1
RFX†	Padova	2.0	0.475	2.0*	1.0*	2*	13~25*	0.1*
ZT-H††	Los Alamos	2.4	0.4	2.0*	1.2*	2*	~20*	0.1*

$\bar{n}_{20}$: 10^{20}m^{-3} 単位の電子密度, RFX, ZT-H のパラメータは予想値*

† RFX に 1991~92 年実験開始予定, †† ZT-H は 1993~94 年実験開始予定

た。これらの装置においては、イオンのエネルギー閉じ込め時間は、電子・イオン間のエネルギー緩和時間より短いため、オーム加熱された電子との衝突によるイオン加熱の可能性はない。したがって、イオンの直接加熱機構が存在することが明らかになってきた。エネルギー保存則は

$$I_p V_e = \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{B^2}{2\mu_0} dV + \int \mathbf{E} \cdot \mathbf{j} dV \quad (9)$$

となる。オームの法則を(9)式右辺第2項に代入すると、

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{j} = \eta j^2 + (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} \quad (10)$$

となり、(10)式右辺第2項はMHDの運動方程式より

$$\begin{aligned} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} = & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho_m v^2}{2} + \frac{3}{2} p \right) \\ & + \mathbf{V} \cdot \left[\left(\frac{\rho_m v^2}{2} + \frac{3}{2} p + p + \Pi \right) \cdot \mathbf{v} \right] \\ & - \sum_{ij} \Pi_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (11)$$

が得られる。 ρ_m は質量密度、 p は圧力、 Π は非等方性圧力成分テンソルであり、粘性項に対応する。(10)式右辺の第1項はオーム加熱項で電子加熱に寄与するが、(10)式右辺の第2項の加速項はイオンの加熱に寄与すると考えることができる。磁気揺動のエネルギーがプラズマの運動エネルギーに変換され、それが広義の粘性加熱によってイオン加熱するというシナリオが

最も可能性のある候補である⁽¹⁶⁾。したがって、磁気揺動が少ない状態ではイオンの異常加熱は弱くなり、閉じ込めのよい状態とイオン異常加熱とは両立しないことが予測される。

VI. RFPの研究課題と展望

RFPプラズマのこれからの課題は、高温領域のエネルギー閉じ込め比例則、不純物制御、プラズマ電流駆動である。近い将来、運転に入るRFX, ZT-Hは、トカマクのPLT, T-10に対応すると考えられる装置であり、不純物制御、電流駆動の本格的な研究はこれから始まるといってもよい。

1. 不純物制御

トカマクで用いられたグロー放電洗浄、放電管内側のカーボン・タイル張り等で低Z, 高Z不純物の低減効果は観測されている。ポンプ・リミター、ダイバータによる不純物制御の研究はこれからの課題である。トカマクで成功しているポロイダル・ダイバータをRFPに適用する場合、RFPプラズマ境界では $|B_\theta| > |B_z|$ であるからプラズマからダイバータ・プレートまでの磁力線に沿う距離が短く、この効果についての検討が必要となろう。トロイダル・ダイバータも考えられているが、回転対称性を失う不利な点も評価する必要がある。

2. 電流駆動

低域混成波あるいは高速中性粒子ビーム入射によるプラズマ電流駆動はRFPにも適用できるが、高速電子あるいは高速イオンの閉じ込め時間がよく、その減速時間より長くなくとも効率が落ちることはいうまでもない。またRFP特有のMHD緩和を利用した振動場電流駆動法(OFCD; Oscillating Field Current Drive)もしくはF-θパンピングが提案されている⁽¹²⁾。そして予備実験も行われた⁽¹⁷⁾。これは磁気ヘリシティ・バランスの(5)式の右辺第2項の V_z および Φ_z を

$$V_z(t) = \tilde{V}_z \cos \omega t, \quad \Phi_z(t) = \tilde{\Phi}_z \cos \omega t$$

と変化させて、両者の積の直流成分によって、抵抗損失の右辺第1項を補う方法である。その駆動効率、振

動場を加えることによるプラズマへの擾乱効果の評価、技術的問題等、多くの課題が控えている。

3. 高温領域におけるエネルギー閉じ込め

現在の実験領域と炉心プラズマ領域とは大きな隔たりがあり、RFP炉を展望しようとする、どうしても憶測的な要素が入ってしまう。したがってここでは、あるRFP炉を想定したとき、どのような閉じ込め比例則が必要になるかという立場で述べる。RFP炉については既にいくつか発表されており、第2表にそれらの主なパラメータを示す。基本パラメータとしてプラズマ半径 a 、プラズマ電流 I_p 、プラズマの温度 $\langle T \rangle$ ($T_i = T_e$ を仮定)、密度 $\langle n \rangle$ を選ぶ。ただし、 $\langle \rangle$ は体積平均を表わす。簡単のため $T = 2\langle T \rangle(1 - \rho^2)$, $n = 1.5\langle n \rangle(1 - \rho^4)$, ($\rho = r/a$)の分布を仮定すると、

$$\begin{aligned} \beta_0 &= 2\langle nT \rangle / (B_0^2 / 2\mu_0) \\ &= 0.1\langle n_{20} \rangle \langle T \rangle_{\text{keV}} / B_0^2(T) \end{aligned}$$

となり、中性子壁負荷 W_n は核融合反応率 $\overline{\sigma v} \propto \langle T \rangle^4$ と近似して $W_n = 7.2 \times 10^{-8} \langle n_{20} \rangle^2 \langle T \rangle_{\text{keV}}^4$ MW/m²、全核融合出力は $P_{NF} = (17.58/14.67) W_n 2\pi a 2\pi R$ として第2表に示した(n_{20} は 10^{20} m⁻³単位の密度)。また $j_z \equiv I_p / \pi a^2$, $I_p / N \equiv I_p / (\pi a^2 \langle n \rangle)$ も付け加えた。第1表の現存プラズマのパラメータと比較して気がかりなのは、想定ベータ値が $\beta_0 \sim 0.2$ と高いことである。

そこで、次のような比例則を設定して外挿した時にどうなるかを考察する。

$$\left. \begin{aligned} \beta_0 &= 0.1 \\ T_0(\text{keV}) &= I_p(\text{MA}) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

オーム加熱閉じ込め時間の(7)式とSpitzer抵抗の式 $\eta_0 = 3.3 \times 10^{-8} \times Z_{\text{eff}} / T_0^{1.5}$ ($\eta_0 = \Omega \cdot \text{m}$, 中心温度 T_0 はkeV単位)と β_0 の定義を用いると、

$$\tau_E = 7.1 \frac{\beta_0 a^2 T_0^{1.5}}{\zeta Z_{\text{eff}}} \quad (13)$$

$$\langle n_{20} T \rangle \tau_E = \frac{3.5}{\zeta Z_{\text{eff}}} \beta_0^2 I_p^2 T_0^{1.5} \quad (14)$$

が導かれる(I_p はMA単位, τ_E はs単位, T, T_0 はkeV単位)。

プラズマ半径 $a = 1.0$ m (C炉), $a = 1.6$ m (S炉)の2

第2表 RFP炉の設計パラメータ

	a (m)	I_p (MA)	$\langle T \rangle$ (keV)	$\langle n_{20} \rangle$ (10^{20} m ⁻³)	R (m)	j_z (MA/m ²)	I_p/N (10^{-14} A·m)	β_0	$B_0(a)$ (T)	W_n (MW/m ²)	P_{NF} (GW)	備考
Culham ⁽¹⁸⁾	1.5	17.0	10	1.34	14.5	2.4	1.8	0.26	2.3	1.9	2.0	標準炉
CRFPR ⁽¹⁹⁾	0.71	18.4	10	6.6	3.8	11.6	1.8	0.24	5.2	22	2.8	コンパクト炉
TITAN ⁽²⁰⁾	0.6	17.8	10	7.0	3.9	15.7	2.2	0.2	5.9	21	2.3	コンパクト炉
REPUTER ⁽²¹⁾	1.6	23.0	11	1.8	9.8	2.9	1.6	0.24	2.9	4.5	3.3	標準炉

例をとり、 $\zeta=10$, $Z_{eff}=2$ とし、 $I_p=20$ MAとして2例のパラメータを計算した値を第3表に示す。 $\beta_0=0.24 \rightarrow 0.1$ に設定したことにより、密度 n の値が小さくなっている。また次の比例則を想定した場合について、同様な結果を第4表に示す。

$$\left. \begin{aligned} \beta_0 &= 0.1 \\ T_0(\text{keV}) &= 0.5[2 I_p(\text{MA})]^{0.9} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

第3表 (12)式のモデルによるRFP炉のパラメータ

	a (m)	I_p (MA)	$\langle T \rangle$ (keV)	τ_E (s)	$\langle n_{20} \rangle$ (10^{20}m^{-3})	$\langle n_{20} \rangle \tau_E$ ($10^{20}\text{m}^{-3}\cdot\text{s}$)	β_0	j_z (MA/m ²)	I_p/N ($10^{-14}\text{A}\cdot\text{m}$)	$B_0(a)$ (T)	W_n (MW/m ²)
C'炉	1.0	20	10	3.2	1.6	5.1	0.1	6.4	4.0	4	1.8
S'炉	1.6	20	10	8.1	0.63	5.1	0.1	2.5	4.0	2.5	0.45

第4表 (15)式のモデルによるRFP炉のパラメータ

	a (m)	I_p (MA)	$\langle T \rangle$ (keV)	τ_E (s)	$\langle n_{20} \rangle$ (10^{20}m^{-3})	$\langle n_{20} \rangle \tau_E$ ($10^{20}\text{m}^{-3}\cdot\text{s}$)	β_0	j_z (MA/m ²)	I_p/N ($10^{-14}\text{A}\cdot\text{m}$)	$B_0(a)$ (T)	W_n (MW/m ²)
C'炉	1.0	30	10	3.2	3.6	11.5	0.1	9.6	2.7	6	9.3
S'炉	1.6	30	10	8.1	1.4	11.5	0.1	3.75	2.7	3.8	2.3

Ⅷ. 結 語

RFX, ZT-Hの計画が近い将来、実験段階に進み、IEA傘下で日米欧RFP国際協力協定が調印されたこの機会にRFPの現状を振り返り、その展望を試みた。これからの研究の進展が期待される。

— 参考文献 —

- (1) BODIN, H.A.B., NEWTON, A.A.: *Nucl. Fusion*, **20**, 1255 (1980).
- (2) ROBINSON, D.C., KING, R.E.: *Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res. (Conf. Proc. Novosibirsk, 1968)*, Vol. 1, p. 17 (1969), IAEA.
- (3) BODIN, H.A.B.: Invited paper at Symp. New Trends in Unconventional Approaches to Magnetic Fusion, Stockholm June 1982.
- (4) TAYLOR, J.B.: *Phys. Rev. Lett.*, **33**, 1139 (1974).
- (5) BAKER D.A., et al.: *Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion Res. (Conf. Proc. Baltimore 1982)*, Vol. 1, p. 587 (1983), IAEA.
- (6) SCHNACK, D.P., CARAMANA, E.J., NEBEL, R.A.: *Phys. Fluids*, **28**, 321 (1985).
- (7) KUSANO, K., SATO, T.: *Nucl. Fusion*, **26**, 1051 (1986); **27**, 821 (1987).
- (8) UEDA, Y., et al.: *Nucl. Fusion*, **27**, 1453 (1987).
- (9) ASAKURA, N., NAGAYAMA Y., SHINOHARA S., TOYAMA, H., MIYAMOTO, K.: *ibid.*, **29**, 893 (1989).
- (10) MIYAMOTO, K.: *Plasma Phys. Contr. Fusion*, **30**, 1493 (1988).
- (11) GIMBLETT, C.G.: *Nucl. Fusion*, **26**, 617 (1986).
- (12) BEVIR, M.K., GRAY, J.W.: *Proc. Reversed Field Pinch Theory Workshop* (LANL, Los Alamos 1981), Rep. No. 8944 C p. 176; BEVIR, M.K., GIMBLETT, C.G.: *Phys. Fluids*, **28**, 1826 (1985).
- (13) RECHESSTER, A.B., ROSENBLUTH, M.N.: *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 38 (1978).
- (14) JI, H., et al.: Submitted to *Phys. Rev. Lett.*
- (15) INGRAHAM, J.C., ELLIS, R.F., DOWNING, J.N., MUNSON, C.P., WEBER, P.G., WURDEN, G.A.: *Phys. Fluids*, **B 2**, 143 (1990).
- (16) MIYAMOTO, K., et al.: To be published in *Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res. (Conf. Proc., Washington D.C. 1990)*, CN-53 C-2-4 (1991), IAEA.
- (17) SCHOENBERG, K.F., et al.: *Phys. Fluids*, **31**, 2285 (1988).
- (18) HANCOX, R., WALTERS, C.R.: *Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res. (Conf. Proc. Innsbruck 1978)*, Vol. 3, 323 (1979), IAEA.
- (19) HAGENSON, R.L., KRAKOWSKI, R.A., BATHKE, C. G., MILLER, R.L.: *ibid.* (Conf. Proc., London 1984), Vol. 3, 373 (1985).
- (20) CONN, R.W., NAJMAHADI, F., KRAKOWSKI, R.A., SCHULTZ, K.R., STEINER, D.: *ibid.* (Conf. Proc., Nice 1988), Vol. 3, 315 (1989).
- (21) 近藤駿介編: *UTNL-R-0163*, (1984).