

CTFにおけるプラズマ電流立ち上げ

御手洗, 修
九州東海大学

Peng, Martin
Oak Ridge National Laboratory

高瀬, 雄一
東京大学

<https://hdl.handle.net/2324/1544164>

出版情報 : プラズマ研究会資料, pp.31-36, 2005-08-04. 一般社団法人電気学会
バージョン :
権利関係 :

CTFにおけるプラズマ電流立ち上げ

御手洗 修
(九州東海大学)

M. Peng
(オークリッジ国立研究所)

高瀬 雄一
(東京大学)

2005年8月4・5日

CTFにおけるプラズマ電流立ち上げ

御手洗 修 (九州東海大学), M. Peng (オークリッジ国立研究所),
高瀬雄一 (東京大学)

Plasma Current Ramp-Up in the Component Test Facility (CTF)

Osamu Mitarai (Kyushu Tokai University, Japan)

Martin Peng (Oak Ridge National Laboratory, UT-Battelle, USA)

Yuichi Takase (University of Tokyo, Japan)

Abstract

Plasma current ramp-up in CTF has been studied by the heating power and vertical field without a central solenoid in the case of equal electron and ion temperature. For the fusion power of 150 MW, the plasma current up to 12.8 MA has been obtained by the 40 MW heating/current drive power. To maintain the steady state the more power of 64 MW is required because of no additional current drive capability supplied by the vertical field as in the transient phase. Steady state operation with the maximum neutron wall loading of 2 MW/m², much lower density than the Greenwald limit, and lower beta of 24 % than the present experimental value in CTF are attractive for developing ignition physics and fusion technology.

キーワード: スフェリカルトカマク, CTF, プラズマ電流立ち上げ, 垂直磁場

(Spherical tokamak, CTF, Plasma current ramp-up, Vertical field)

1. はじめに

Component Test Facility (CTF)[1]は、D-T スフェリカルトカマク核融合炉であり、ITERよりも小型で、従って核融合出力は小さい。しかし、炉壁面積が小さいので中性子壁負荷はITERよりも高くなり、高中性子束を利用して炉壁材料の中性子損傷実験等が可能であることからこのような名前が付けられている。またCTFではイグニッション、あるいはその近傍の核融合燃焼実験も可能なので、核融合炉実現のための物理研究、要素技術開発を安いコストでできる可能性があり、きわめて興味深い。特にトロイダルプラズマの物理の理解に寄与しながら材料の研究にも役立つ一石二鳥効果を持つことは注目に値する。

しかしながら、このCTFはスフェリカルトカマク(ST)[2]なので、中心ソレノイドを設置する場所はなく、それなしでプラズマ電流を立ち上げなければならない。CTFの初期設計では、プラズマ電流10MA近辺の値が用いられているが、実際にそれが中心ソレノイドなし

で可能であるか否かを調べてみる必要がある。一方、筆者らによって、STにおいて加熱パワーと垂直磁場によってプラズマ電流を立ち上げる方法が提案されている[3][4][5]。最近の実験においても、TST-2で10kA[6]、JT-60Uで100~250kA(最終的には600~700kA)の実験結果が得られ[7][8]、この考え方の妥当性が示されるようになってきた。

本論文においては、0次元方程式とプラズマ回路方程式を用いて、ECRH、NBIの加熱電流駆動パワーと垂直磁場等によるプラズマ電流立ち上げを検討する。さらに解析解も求め、数値解と比較し検討する。

2. 0次元方程式

2.1. 粒子、パワーバランス方程式

D-T核融合における燃料粒子と灰成分の粒子バランス、パワーバランス、回路方程式を用いる[9]。

重水素の粒子方程式は

$$\frac{dn_T(0)}{dt} = (1 + \alpha_n) S_T(t) - (1 + \alpha_n) n_D(0) n_T(0) \frac{\langle \sigma v \rangle_{DT}(x)}{\tau_D} - \frac{n_T(0)}{\tau_T} \quad (1)$$

トリチウムの粒子方程式は

$$\frac{dn_D(0)}{dt} = (1 + \alpha_n) S_D(t) - (1 + \alpha_n) n_D(0) n_T(0) \frac{\langle \sigma v \rangle_{DT}(x)}{\tau_D} - \frac{n_D(0)}{\tau_D} \quad (2)$$

ヘリウム灰の粒子方程式は

$$\frac{dn_\alpha(0)}{dt} = (1 + \alpha_n) n_D(0) n_T(0) \frac{\langle \sigma v \rangle_{DT}(x)}{\tau_\alpha} - \frac{n_\alpha(0)}{\tau_\alpha} \quad (3)$$

パワーバランス方程式は

$$\begin{aligned} \frac{dT(0)}{dt} = & \frac{1 + \alpha_n + \alpha_T}{1.5e(f_D + f_T + 1/\gamma_i + f_\alpha)n_s(0)} [P_{ext}/V_o + \bar{P}_\alpha + \bar{P}_\alpha \\ & - \{\bar{P}_L + \bar{P}_B + \bar{P}_S\}] \\ & - \frac{T(0)}{(f_D + f_T + 1/\gamma_i + f_\alpha)n_s(0)} \left[\left\{ 1 + \frac{1}{\gamma_i(1 - (1 + \alpha_n)Zf_{imp})} \right\} \frac{dn_p(0)}{dt} \right. \\ & \left. + \left\{ 1 + \frac{1}{\gamma_i(1 - (1 + \alpha_n)Zf_{imp})} \right\} \frac{dn_T(0)}{dt} + \left\{ 1 + \frac{2}{\gamma_i(1 - (1 + \alpha_n)Zf_{imp})} \right\} \frac{dn_\alpha(0)}{dt} \right] \quad (4) \end{aligned}$$

P_{ext} は外部加熱電流駆動パワー、 V_o はプラズマ体積、 \bar{P}_α はアルファ粒子加熱パワー、 \bar{P}_{oh} はオーミック加熱、 \bar{P}_B はプラズマコンダクションロス、 \bar{P}_S は制動輻射損失、 \bar{P}_L はシンクロトロン輻射損失、他の項の詳細は文献 [9] を参照。

閉じ込め則は IPB98(y, 2) 則 [10] のみを用いる。

$$\tau_{IPB(y,2)} = 0.0562 A_i^{0.19} I_p^{0.93} [MA] n_{19}^{-0.41} [\times 10^{19} m^{-3}] R_o^{1.97} [m] e \\ \times \kappa^{0.78} B_o^{0.15} [T] / P_H^{0.69} [MW] \quad (5)$$

プラズマ電流の制御は電流値の偏差

$$e_{IP}(0) = \left(1 - \frac{I_p(t)}{I_{p0}(0)} \right) \quad (6)$$

を用いた (7) 式の P I 制御で行う。すなわちプラズマ電流が設定値よりも減少すると、電流駆動パワーが印加される。

$$P_{CD}(I_p) = 1 \times 10^8 \left\{ e_P + \frac{1}{T_{PI}} \int e_P dt \right\} \quad (7)$$

2. 2. 回路方程式

本論文では、ごく初期の立ち上げの詳細についてはプラズマが単に中心にあるものと仮定し、その後のランプアップによりプラズマ電流はどの程度まで増大するかを主に調べる。そのために、プラズマは常に平衡にあり、各コイル電流はプラズマ電流に比例するとし、 $\alpha_{div} = I_{div}/I_p$ と $\alpha_{sh} = I_{sh}/I_p$ とおく。

回路方程式は [5]

$$L_p \frac{dI_p}{dt} + R_p (I_p - I_{CD} - I_{BS}) = - \left(M_{PV} \frac{dI_V}{dt} + M_{Psh} \frac{dI_{sh}}{dt} + M_{Pdiv} \frac{dI_{div}}{dt} \right) \quad (8)$$

ただし L_p はプラズマインダクタンス、 M_{PV} はプラズマと垂直磁場の相互インダクタンス、 M_{Psh} はプラズマとシェーピングコイルの相互インダクタンス、 M_{Pdiv} はプラズマとダイバータコイルの相互インダクタンス、非誘導駆動電流は

$$I_{CD} = \frac{\eta_{CD} P_{CD}}{nR_o}$$

プラズマ抵抗はネオクラシカル抵抗

$$R_p = \eta_{nc} \frac{2\pi R}{\pi a^2 \kappa}$$

とし、ブートストラップ電流は

$$I_{BS} = I_{BS} / I_p = C_{BS} \sqrt{\epsilon} \beta_p, \text{ ただし } C_{BS} = 0.6 \text{ とした,}$$

コイル電流によって作られる垂直磁場の式：

$$B_{VE} = B_{zov} I_V + B_{zsh} I_{sh} - B_{zdiv} I_{div} \quad (9)$$

を用いて書き換えると、等価的なプラズマ電流回路が得られる。

$$L_{p\text{eff}} \frac{dI_p}{dt} = -R_{p\text{eff}} I_p - \left\{ \frac{M_{PV} + M_{Psh} \alpha_{sh}}{B_{zov} + B_{zsh} \alpha_{sh}} \right\} \frac{dB_{VE}}{dt} \quad (10)$$

ここで

$$L_{p\text{eff}} = L_p + \left\{ M_{Pdiv} - \left\{ \frac{M_{PV} + M_{Psh} \alpha_{sh}}{B_{zov} + B_{zsh} \alpha_{sh}} \right\} B_{zdiv} \right\} \alpha_{div} \quad (11)$$

CTFの主要なパラメータを表1に示す。

Table 1. CTF machine and plasma parameters

Major radius:	R = 1.2 m
Minor radius:	a = 0.8 m
Aspect ratio:	A = 1.5
Toroidal field:	B _t = 2.5 T

Elongation:	$\kappa = 3.2$
Plasma current:	$I_p \sim 12.9 \text{ MA}$
Internal inductance	$\ell_i = 0.25$
Fusion power	$P_f = 75 \sim 300 \text{ MW}$
Confinement factor:	$\gamma_{90} = 0.6 \sim 1.2 \text{ (IPB98(y, 2))}$
Peak electron density:	$n(0) \sim 1.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$
Greenwald density limit:	$n_{GW} \sim 8.28 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ (for } I_p = 13 \text{ MA)}$
Peak temperature:	$T_i(0) \sim 26 \text{ keV}$
Effective ion charge:	$Z_{eff} \sim 1.3$
Confinement time	$\tau_e \sim 0.46 \text{ s}$
Temperature ratio:	$\gamma_i = T_i/T_e = 1$
Density profile:	$\alpha_n = 0.5$
Temperature profile:	$\alpha_T = 1.0$

の結果を図1に示す。加熱パワーをステップ状に増大し25秒までに40 MWまで印加し、燃料制御によって80秒で核融合出力を150 MWまで増大すると、プラズマ電流は $I_p = 12.8 \text{ MA}$ に達する。このときプラズマエネルギー W_p も40 MJまで増大し、プラズマ位置制御のために垂直磁場が増大する結果ループ電圧が印加されプラズマ電流が駆動される。またNB Iの電流駆動効率[11]は

$$\eta_{CD} = E_{NB I} \times 10^{20} \left[-8.471 \times 10^{-4} + 1.852 \times 10^{-3} (T_e(0)/1000)/(1 + \alpha_T) - 5.307 \times 10^{-5} \{ (T_e(0)/1000)/(1 + \alpha_T) \}^2 \right] \quad (12)$$

としているので、非誘導駆動電流も流れ電流立ち上げに寄与する。なおNB Iの入射エネルギーは $E_{NB I} = 160 \text{ keV}$ である。ここではプラズマ電流増大時はプラズマの主半径、小半径は一定と仮定している。閉じ込め増倍度は $\gamma_{90} = 1.5$ 、プ

2. 3. プラズマ電流立ち上げ計算結果

核融合出力 $P_f = 150 \text{ MW}$ の場合のプラズマ電流立ち上げ

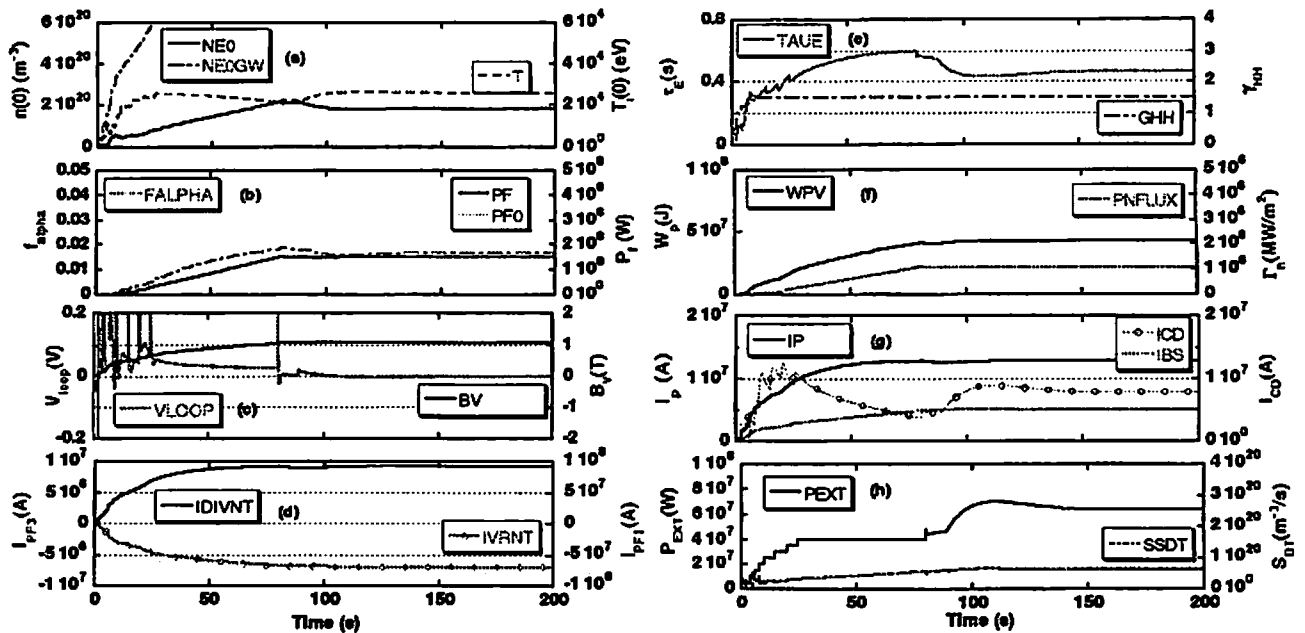


図1. CTFにおける核融合出力150MWの場合のプラズマ電流立ち上げ波形。

Fig. 1. Plasma current evolution in CTF with the fusion power of 150 MW.

- (a) Peak density "NEO", Greenwald density limit "NEOGW", and peak ion temperature "T",
- (b) Fusion power "PF" and ash fraction "FALPHA",
- (c) Vertical field "BV" and Loop voltage induced by the vertical field "LOOP",
- (d) divertor "IDIVNT" and shaping "IVRNT" coil currents,
- (e) Confinement time "TAUE" and confinement factor "GHF"
- (f) the plasma energy "WP" and neutron wall loading "PNFLUX",
- (g) Plasma current "IP" and non-inductive driven current "ICD" and bootstrap current "IBS",
- (h) heating/current drive power "PEXT" and fueling rate "SSdT".

ラズマ密度はピークで $n(0)=1.83 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ であり、これはグリーンワルト電子密度の約 1/4 である。これは小半径は小さいが、プラズマ電流は 10 MA と大きいからであり、C TF 装置の大きな特徴のひとつになっている。

80 秒以降は電流立ち上げが終わり、定常状態に移行する段階にはいるので垂直磁場の電流駆動効果はない。従って、同じパワーをかけたままだとゆっくりとプラズマ電流は減衰する。定常状態を維持するためには、NB I 非誘導駆動電流でプラズマ電流を一定値に保つように(6)、(7)式を用いてフィードバック制御する。定常時は、高密度のために NB I 非誘導駆動電流も低くなり、かつ垂直磁場駆動効果がない分、立ち上げ時よりも大きな加熱電流駆動パワー $P_{\text{EXT}}=64 \text{ MW}$ が必要になることがわかる。このときブートストラップ電流割合は $f_{\text{BS}}=38\%$ 、残りが NB I 非誘導電流割合である。ピークイオン温度は $T(0)=25.9 \text{ keV}$ で、トロイダル磁場が 2.5T と高いのでベータ値は現在の NSTX の値 ($\langle\beta\rangle=35\%$) よりも低く $\langle\beta\rangle=23\%$ となる。He 灰の割合は $f_{\text{ASH}}=1.7\%$ である。100 秒以降は電流駆動のためのパワーが増える分、閉じ込め時間も若干短くなる。中性子壁負荷は 1 MW/m^2 で、定常運転も可能であることから材料実験にも使用可能である。なお、本計算では立ち上げ時の全フェーズで NB I を用いたが、 $B_z=2.5 \text{ T}$ に対するカットオフ密度は $6.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ なので、初期 20 秒程度までは ECRH による電流駆動が期待できる。 $E_{\text{NB I}}=160 \text{ keV}$ の D ビーム、 $Z_{\text{eff}} \sim 1.3$ 、 $n(0)=6.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ に対する NB I の減衰長は 0.5m 程度なので、ECRH で立ち上げてから NB I を入射するのが現実的かもしれない。この 2 つの加熱をミックスした解析も今後は必要である。この立ち上げ方式では初期には必ず ECRH を用いてプラズマ電流を立ち上げる必要があるからである。

3. 解析解

シェーピング、ダイバータコイルを省いた最も簡単なコイル配置を用いた場合、(10)と(11)式から回路方程式は次で与えられる(右辺の符号をここでは正にとった.)。

$$L_p \frac{dI_p}{dt} + R_{\text{peff}} I_p = \pi R^2 \frac{dB_{\text{VE}}}{dt} \quad (13)$$

左辺第 2 項のプラズマ抵抗 R_{peff} を定数と仮定し、これを積分して得られる式

$$L_p I_p + R_{\text{peff}} I_p t = \pi R^2 B_{\text{VE}} \quad (14)$$

より、ランプアップされるプラズマ電流の最終値を近似的に求めることができる。ただし、低アスペクト比トカマクのプラズマの自己インダクタンス [12] は

$$L_p = \mu_0 R \left\{ \frac{a(\epsilon)(1-\epsilon)}{(1-\epsilon)+b(\epsilon)\kappa} + \frac{\ell_i}{2} \right\} \quad (15)$$

ただし

$$a(\epsilon) = \left(1 + 1.81\sqrt{\epsilon} + 2.05\epsilon \right) \ln(8/\epsilon) - \left(2.0 + 9.25\sqrt{\epsilon} - 1.21\epsilon \right)$$

$$b(\epsilon) = 0.73\sqrt{\epsilon} \left(1 + 2\epsilon^4 - 6\epsilon^5 + 3.7\epsilon^6 \right)$$

また、低アスペクト比トカマクのプラズマの垂直磁場 [5] は、

$$B_z = \frac{\mu_0 J_p}{4\pi R} \left[\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial L_p}{\partial R} \right) + \beta_p - \frac{1}{2} \right] = \frac{\mu_0 J_p}{4\pi R} \left\{ \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial L_p}{\partial R} \right) + \frac{\ell_i}{2} + \beta_p - \frac{1}{2} \right\} \quad (16)$$

である。ただし、

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial L_p}{\partial R} = \frac{a(\epsilon)(1-\epsilon)}{[(1-\epsilon)+b(\epsilon)\kappa]} - \frac{\epsilon c(\epsilon)}{[(1-\epsilon)+b(\epsilon)\kappa]} + \frac{a(\epsilon)(1-\epsilon)}{[(1-\epsilon)+b(\epsilon)\kappa]} \frac{\epsilon d(\epsilon)}{[(1-\epsilon)+b(\epsilon)\kappa]}$$

$$c(\epsilon) = \left\{ \left(\frac{0.905}{\sqrt{\epsilon}} + 2.05 \right) \ln(8/\epsilon) - \left(0.84 + \frac{1}{\epsilon} + \frac{6.435}{\sqrt{\epsilon}} \right) \right\} (1-\epsilon) - \alpha(\epsilon)$$

$$d(\epsilon) = -1 + \frac{0.73}{\sqrt{\epsilon}} \left(0.5 + 9\epsilon^4 - 33\epsilon^5 + 24.05\epsilon^6 \right) \kappa$$

(15)(16)式を(14)式に代入すると、結局、垂直磁場の(16)式中の β_p 項の分母のプラズマ電流値から、最終的なプラズマ電流値が次のように求まる。

$$I_p(t) = \left[\frac{\frac{4W_p (2\pi a \ell_i)^2}{3\ell_i \mu_0}}{3 \frac{a(\epsilon)(1-\epsilon)}{(1-\epsilon)+b(\epsilon)\kappa} + \frac{\epsilon c(\epsilon)}{(1-\epsilon)+b(\epsilon)\kappa} - \frac{a(\epsilon)(1-\epsilon)}{(1-\epsilon)+b(\epsilon)\kappa} \frac{\epsilon d(\epsilon)}{(1-\epsilon)+b(\epsilon)\kappa} + \frac{3\ell_i}{2} + \frac{1}{2} + \frac{4R_{\text{peff}}}{\mu_0 R} t} \right]^{0.5} \quad (17)$$

すなわち最終的なプラズマ電流値はプラズマエネルギー W_p

の平方根に比例する。ここで、 β_p 項の分母には

$$\ell_i = \sqrt{(1 + \kappa^2)/2} \text{ と } B_p = \mu_0 I_p / (2\pi a \ell_i) \text{ を用いた。}$$

図2-(a)には加熱電流駆動パワー P_{EXT} とプラズマエネルギー W_p を示し、図2-(b)には電流駆動効率が $\eta_{cd} = 0$ [$\text{Am}^{-2}\text{W}^{-1}$] の場合の垂直磁場によるプラズマ電流立ち上げの数値解と解析解の結果をあわせ示す。数値解では $\alpha_{di} = 0$ と $\alpha_{sh} = 0$ とおき、解析解と同じ式にしている。 $P_{EXT} = 45 \text{ MW}$, $\gamma_{th} = 1.9$, の場合の比較の結果を示す。なお、解析解ではプラズマ抵抗 $R_p = 0$ とおいた場合 (IPWP) と、 R_p を有限としその時点でのプラズマ抵抗値を用いた場合 (IPWRP) の結果を示す。数値計算結果は白丸で示している。プラズマ抵抗 $R_p = 0$ とおいた場合、 $t = 60$ 秒の定常開始時にプラズマ電流は $I_p = 11.92 \text{ MA}$ に達し、当然ながら数値解 (10.35 MA) よりも

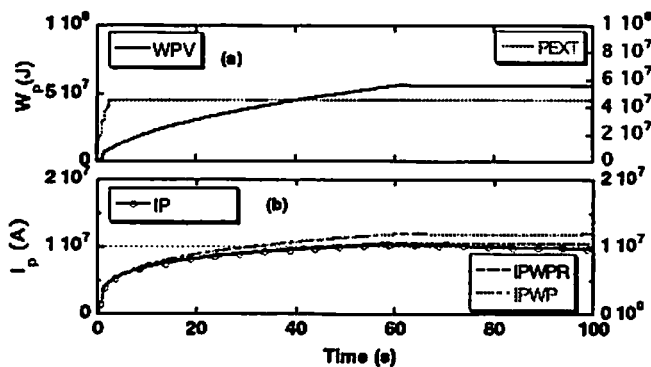


図2. プラズマ電流の数値解と解析解の比較

Fig. 2. Comparison between analytical and numerical plasma currents.

- (a) the heating/current drive power "PEXT" and plasma energy "WP"
 (b) "IP" with open circle indicates numerical result, "IPWP" analytical one without the plasma resistance, and "IPWRP" analytical one with the plasma resistance

大きい。一方、 R_p を有限とした場合は、積分を正確には行っていないにもかかわらず $I_p = 10.61 \text{ MA}$ で数値解に近く、良い近似になっていることがわかる。これはもともと等価プラズマ抵抗が小さい上に、ブートストラップ電流のためにさらに抵抗磁束項が小さくなるためであると考えられる。

結局、図2よりプラズマエネルギーの増大とともにプ

ラズマ電流が増大することがわかるし、(17)式の解析解より、プラズマエネルギーの平方に比例してプラズマ電流が増大することがわかる。また、分子の ℓ_i の項よりプラズマ断面が楕円になるほど、分母の ℓ_i の項より内部インダクタンスが小さくなるほどプラズマ電流は大きくなることわかる。また、プラズマ閉じ込めが変化して、プラズマエネルギーが変化すると、プラズマ電流も変化することがわかる。(17)式からは、現存のST装置でプラズマ電流ランブアップを観測するには、できるだけプラズマエネルギーの変化を大きくする必要もあることもわかる。

4. まとめと課題

本論文では、イオン温度と電子温度が等しいと仮定した場合のプラズマ電流立ち上げについて解析した。その結果、CTFの初期目標である10 MA近辺のプラズマ電流はセンターソレノイドなしでもECRH, NBIで得られる可能性があることが、数値計算と解析解で明らかになった。イオン温度と電子温度が等しいと仮定した場合が最もイグニッションに関しては厳しい条件なので、本計算はパラメータ評価に関して安全側にある。

なお、シャフラノフシフトが大きくなると、プラズマインダクタンスが大きくなり、プラズマ電流立ち上げは減少すると考えられるのでさらなる研究が必要である。一方、STではイオン温度が高い高イオンモードが実験的に観測されているが、その場合はイグニッションに関しては条件が緩くなりうるので、これらのパラメータの実現はさらに容易になりうる。

参考文献

- [1] Y.-K.M. Peng, C.A. Neumeyer, P.J. Fogarty, C. Kessel, D.J. Strickler, P. Rutherford, D. Mikkeksen, T.W. Burgess, R. Bell, J. Menard, D. Gates, S. Sabbagh, O. Mitarai, J. Schmit, E. Synakowski, J. Tsai, L. Grisham, B.E. Nelson, E.T. Cheng, and L. El-Guebaly, "Plasma Science and Fusion Engineering Conditions of Spherical Torus Component Test Facility", 20th IAEA

- Fusion Energy Conference (2004) FT/3-1Rb and
 Y. -K.M. Peng, P. J. Fogarty, T. W. Burgess,
 D. J. Strickler, J. Tsai, C. A. Neumeyer, C. Kessel,
 P. Rutherford, J. Schmit, D. Mikkeksen, J. Menard,
 D. Gates, R. Bell, B. LeBlanc, E. Synakowski, L. Grisham,
 S. Sabbagh, O. Mitarai, and L. El-Guebaly, "Spherical
 Tokamak Science and Fusion Energy Component Testing",
 in print in IEEJ Transactions on ST (2005).
- [2] Y. -K.M. Peng and D. J. Stricker, "Features of Spherical
 torus Plasmas", Nuclear Fusion, Vol. 26 (1986) 769.
- [3] O. Mitarai, "Inductive Plasma Current Start-up by the
 Outer Vertical Field Coil in a Spherical
 Tokamak", Plasma Phys. Contr. Fusion, 41 (1999) 1469.
- [4] O. Mitarai, R. Yoshino, K. Ushigusa, "Plasma Current
 Ramp-up Assisted by Outer Vertical Field Coils in a
 High Aspect Ratio Tokamak", Nucl. Fusion, 42, (2002)
 1257.
- [5] O. Mitarai and Y. Takase, "Plasma Current Ramp-up by
 the Outer Vertical Field Coils in a Spherical Tokamak
 Reactor", Fusion Sci. Tech., 42 (2002) 1257.
- [6] O. Mitarai, Y. Takase, A. Ejiri, S. Shiraiwa, H. Kasahara,
 T. Yamada, S. Ohara, TST-2 Team, K. Nakamura, A. Iyomasa,
 M. Hasegawa, H. Idei, M. Sakamoto, K. Hanada, K. Satoh,
 H. Zushi, TRIAM Group⁽³⁾ and N. Nishino, "Plasma Current
 Start-up by ECW and Vertical Field in the TST-2
 Spherical Tokamak", Journal of Plasma and Fusion
 Research, 80 No. 07 (2004) 549
- [7] Y. Takase, T. Fukuda, X. Gao, M. Gryaznevich, S. Ide,
 S. Itoh, Y. Kamada, T. Maekawa, O. Mitarai, Y. Miura,
 Y. Sakamoto, S. Shiraiwa, T. Suzuki, S. Tanaka,
 T. Taniguchi, K. Ushigusa, JT-60 Team, "Plasma Current
 Start-up, Ramp-up, and Achievement of Advanced
 Tokamak Plasmas without the Use of Ohmic Heating
 Solenoid in JT-60U", Journal of Plasma and Fusion
 Research 78 No. 8 (2002) 717
- [8] S. Shiraiwa, S. Ide, S. Itoh, O. Mitarai, O. Naito,
 T. Ozeki, Y. Sakamoto, T. Suzuki, Y. Takase, S. Tanaka,
 T. Taniguchi, M. Aramasa, T. Fujita, T. Fukuda, X. Gao, M.
 Gryaznevich, K. Hanada, E. Johtaki, Y. Kamada,
 T. Maekawa, Y. Miura, K. Nakamura, T. Nishi, H. Tanaka,
 K. Ushigusa and JT-60 team, "Formation of Advanced
 Tokamak Plasma without the Use of an Ohmic-Heating
 Solenoid", Physical Rev. Lett. 92 Number 3, (2003)
 p035001-1-4
- [9] O. Mitarai "Fuel Ratio and Fueling Control for Safe
 Ignited Operation in ITER Class Tokamak Reactors",
 Advances in Plasma Physics Research, Vol 12, (2002,
 2) p37-74, Ed by G Francois, Nova Science Pub
- [10] "ITER PHYSICS BASIS", Nucl. Fusion, 39 (1999) 2137.
- [11] D. Start and J. Cordy "Beam Induced Currents in
 Toroidal Plasmas of Arbitrary Aspect Ratio", Phys.
 Fluids 23 (1980) 1477
- [12] S. P. Hirshman and G. H. Neilson, "External Inductance
 of an Axisymmetric Plasmas", Phys. Fluids, 29 (3)
 (1986) 790

原稿受付日

平成 17 年 6 月 29 日