

小特集 極限的高ベータプラズマ閉じ込め：FRC 研究の新展開

2. FRC の基礎的理解

2.3 $\langle\beta\rangle\sim 1$をどう作るか？

高橋 努, 平野 洋一¹⁾

日本大学理工学部, ¹⁾産業技術総合研究所

(原稿受付：2008年5月18日)

磁場反転配位(FRC)プラズマは、 $\langle\beta\rangle\sim 1$ を実現できる唯一の磁場閉じ込め配位プラズマである。しかし、そのプラズマの生成法は他の磁場閉じ込めプラズマの生成法と大きく異なる。この点を明確にしなが、FRC生成の条件と最も典型的な生成法である逆磁場テータピンチ法やその閉じ込め特性を解説する。

Keywords:

field-reversed configuration, field-reversed theta pinch, shock heating, translation, Hoffman scaling

2.3.1 磁場反転配位形成の特長

磁場反転配位(FRC)プラズマは、ポロイダル磁場でプラズマを閉じ込める最もシンプルな磁場構造を持つ[1]。トロイダル磁場はないか、もしくは閉じ込めに主な役割を果たしているポロイダル磁場に対して無視できるくらい十分に小さい閉じ込め磁場配位である。このポロイダル磁場は、円筒状の真空容器の z 軸方向の直線上に配列されたソレノイド状のコイル(外部電流)が作る磁場 B_0 とプラズマ自身の電流(θ 方向のプラズマ電流 I_θ)が作る磁場の重ね合わせで作られ、開いた磁力線と高温プラズマを閉じ込める閉じた磁力線領域を併せ持つ。プラズマ電流は閉じ込め磁場と垂直で、完全反磁性電流となっている。

このような磁場構造は、磁気軸上で閉じ込め効率を表す中心 β 値($\beta = P/(B_z^2/2\mu_0)$)が ∞ となり、プラズマ体積で平均した平均 β 値($\langle\beta\rangle\sim 1$)の配位となる。このことから、磁場配位形成と同時に、形成された磁気圧に釣り合うプラズマ圧力の形成、言い替えれば配位形成とプラズマ加熱を同時に行う必要がある。この点が他の閉じ込め方式のプラズマと生成法で大きく異なる点である。例えば、ヘリカル方式では $\beta=0$ の平衡配位を外部のヘリカルコイル系で形成しておき、その中にプラズマを生成した後、次第にプラズマを加熱してベータ値を上げていくという手法が取られる。FRCと同じ内部電流系トラスに属するトカマクや逆磁場ピンチなどでも、内部電流が磁場に平行方向の無力電流だけで形成される $\beta=0$ の平衡配位の存在が可能であり、 $\beta=0$ の配位を形成した後のプラズマ加熱、あるいは磁場構造の変更により次第にベータを上げていく手法をとることができる。すなわち、閉じ込め磁場の平衡配位の形成とプラズマの加熱を切り離して考えることができる[2]。一方FRCでは $\beta\approx 0$ の平衡が存在せずはじめから $\beta\approx 1$ の高

ベータプラズマとして生成される必要がある。以下の節では、この高ベータ状態をいかに作るかについて概説する。

2.3.2 FRC 形成の条件と様々な生成法

図1にFRCプラズマの概略図を示す。図に示すように閉じ込め磁場 B_z は、外部磁場コイルの作る磁場 B_{z0} の中でプラズマ電流 $I_\theta = \int_0^r j_\theta dr$ が作る磁場の重ね合わせとして表せる。ただし、 r_s はプラズマ半径である。プラズマ電流とプラズマ圧力は、

(1)プラズマ電流の作る磁場は、外部コイルが作る磁場を装置軸上で反転できる。

$$I_\theta \geq \frac{2B_{z0}}{\mu_0} \quad (1)$$

(2)プラズマ電流は、反磁性電流で全ポロイダル磁気圧(外部磁場コイルの作る磁場とプラズマ電流の作る磁場の和の磁気圧)がプラズマ圧力と釣り合う。

$$\nabla p = \frac{\partial p}{\partial r} = j_\theta B_z \quad (2)$$

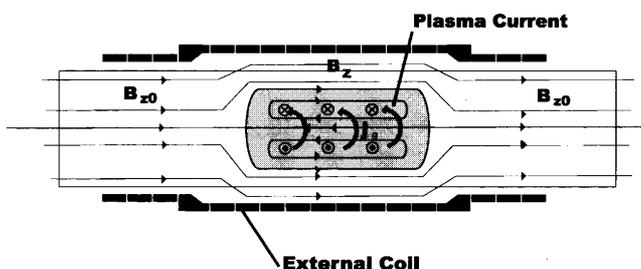


図1 磁場反転配位の磁場構造 外部コイルの作る磁場とプラズマ電流の作る磁場の和で構成される。

2. Fundamental Nature of FRC 2.3 How can a Magnetic Configuration with $\langle\beta\rangle\sim 1$ be Formed?

TAKAHASHI Tsutomu and HIRANO Yoichi

corresponding author's e-mail: tom@pyxis.phys.cst.nihon-u.ac.jp

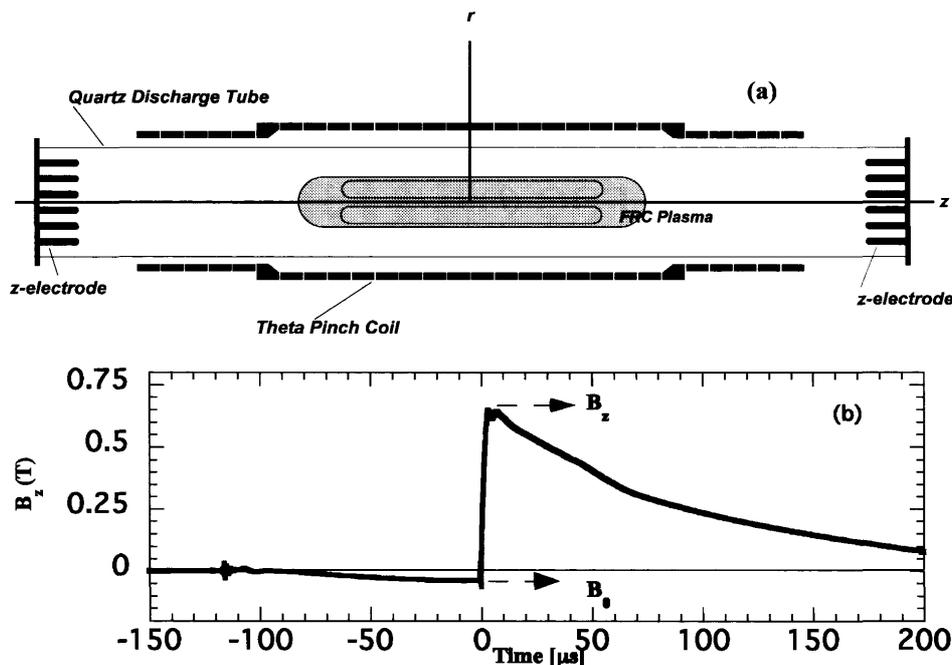


図2 逆バイアステータピンチ装置 NUCTE-III(a)と閉じ込め磁場の時間経過(b).

を同時に満足する必要がある。このような条件を満足するプラズマの平衡配位の形成方法が存在すること自体、驚くべきことであるが、現在では以下に示す3つの方法によりFRC生成を行うことが可能となっている。

- (1)逆磁場テータピンチ法 (Field Reversed Theta Pinch: FRTP) [3-15]
- (2)異極性スフェロマック合体法 (Counter Helicity Spheromak Merging) [16-18]
- (3)回転磁場法 (Rotating Magnetic Field: RMF) [19-20], およびミラー磁場中への中性粒子ビーム (NBI), 相対論的電子ビーム (REB), 大強度イオンビーム (LIB) の入射により, プラズマ電流を駆動する磁場反転ミラー配位 (Field Reversed Mirror: FRM) [21, 22]

(1)の方法は、60年代から行われている最も典型的なFRC生成方法で、数アルヴェン時間での生成で、 θ ピンチ放電による電子電流の駆動と磁気再結合による配位形成(磁場反転)とプラズマ加熱(径方向、軸方向圧縮・衝撃波加熱)を同時に実現している[3]。この方法で得られるFRCプラズマについて閉じ込め特性、安定性などの詳細な実験的、理論的な研究がなされてきた[1]。次節でこの生成法について詳しく説明する。

2.3.3 逆磁場テータピンチによるFRC生成

図2に日本大学の逆磁場テータピンチ装置NUCTE-IIIの装置概略図(a)および閉じ込め磁場波形(b)を示す[4]。図のような円筒形のテータピンチ装置内でガスを封入し予備電離プラズマを生成しバイアス磁場 B_0 (0.03-0.08 T)を重畳する。その後、逆向き磁場(0.7 T)を急速(4 μ 秒の立ち上がり時間)に印加し、急速な磁場変化により発生する誘導電場 $E_\theta = (r/2)(dB_z/dt)$ によりプラズマ電流 I_θ を駆動する。NUCTE-IIIで得られるこの過程のセパトロリクスお

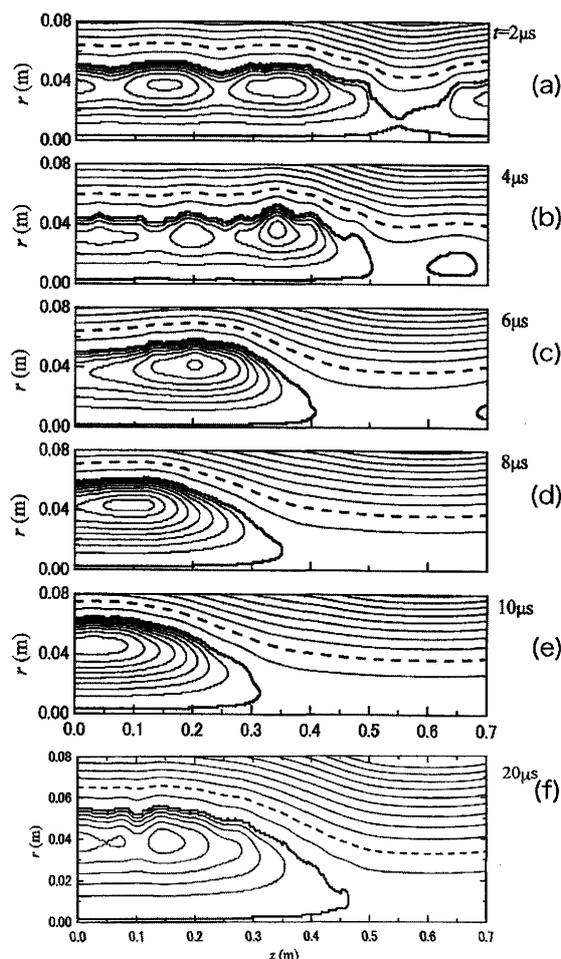


図3 FRCプラズマの生成過程と平衡配位におけるセパトロリクス形状の推移(プラズマの1/4断面形状と等磁束面を示す。(a)-(b):磁気再結合と径方向圧縮が起こっている時間(2-4 μ s)(c)-(e):軸方向圧縮・ポロイダル磁場による加熱が起こっている時間(4-10 μ s)(f):平衡配位の時刻(20 μ s)におけるセパトロリクス、等磁束面の推移の実験結果例[4,5]参照。

よび内部磁束の等磁束面の時間変化を図3に示す[5, 6]. この電流と印加した磁場とのローレンツ力によって径方向の衝撃波加熱と断熱圧縮加熱により第一段階のプラズマ加熱が起こる. 同時に装置端部で磁気再結合が起こり閉じたポロイダル磁場が形成される(図3(a), (b)). 磁気再結合の起こり方によりテアリングリコネクションと非テアリングリコネクションがあり[1], 図3の場合はテアリングリコネクションである. その後, 閉じた磁力線の張力による軸方向圧縮加熱およびポロイダル磁場のジュール加熱により第二段階のプラズマ加熱が行われ(図3(c)-(e)) FRCプラズマが生成される(図3(f)). この生成の過程は, 数アルヴェン時間でおこる. このように生成時には, プラズマのダイナミックな状態が続き自己組織化現象などの結果としてFRCの形成とプラズマ加熱が同時に進行する. NUCTEの典型的な放電では, $E_\theta = 2 \text{ kV/m}$ で $B_z = 0.7 \text{ T}$ で電子密度 $3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, 全温度(イオン温度と電子温度の和) 200 eV のFRCプラズマを再現性良く生成することが可能である[7]. また, 予備電離プラズマの密度をバイアス磁場の圧縮効果により低減することにより電子密度 $5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, 全温度 1 keV という高温のFRCプラズマ生成することもできる[8]. 世界の様々な装置の実験を総合すると, 現在のところFRTP法では, プラズマ密度 $5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ から $5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, 最大全温度 1.8 keV , 最大のポロイダル磁束 12 mWb (FRTP装置の θ ピンチコイル径や放電管径に依存する)のFRCプラズマの生成が可能である[1, 4-11].

FRCはトロイダル磁場がないかもしくはポロイダル磁場より十分小さい配位と述べたが, 古くからテータピンチ

表1 FRTP法の閉じ込め時間のスケーリング則(Hoffmanスケーリング則).

閉じ込め時間	粒子	磁束	エネルギー
n	1	0.5	0.75
m	2.11	2.14	1.97

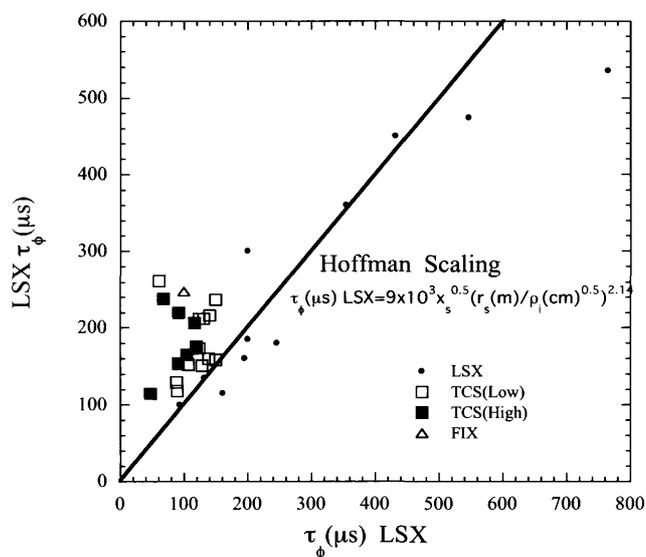


図4 磁束閉じ込め時間のスケーリング則と移送による高閉じ込めモードの比較.

放電の初期段階(磁場反転, 磁気再結合, 第一段階の加熱時)においては, プラズマ端において互いに逆向きのトロイダル磁場が局所的に自然発生し, 軸方向圧縮(第二の加熱)時に中央で磁気再結合しトロイダル磁場がなくなるといふシミュレーション結果がいくつか報告されている[23-25]. この現象は, 新しいFRC生成法の一つである異極性スフェロマックの合体によるFRC生成と非常に良く似た現象を含んでいる[16]. このトロイダル磁場が, あとで詳しく述べる移送時に発現するトロイダル磁場の一つの発生源と考えられている. これらは, FRCの自己組織化現象を示すものとも考えられる.

FRTP法で生成されるFRCプラズマの閉じ込め時間については, Hoffmanスケーリングがよく引用される[9]. このスケーリング則は, 世界の主なFRC装置の実験結果を基に, 減衰する閉じ込め磁場中で得られたスケーリング則である. 粒子, 磁束, エネルギーの閉じ込め時間 τ は,

$$\tau \propto x_s^n \left(\frac{r_s}{\sqrt{\rho_i}} \right)^m \quad (3)$$

で表され, それぞれの閉じ込め時間に対する n, m を表1に示す. いずれの閉じ込め時間についても $m \approx 2$ の依存性があり拡散的な振る舞いをしていいる. この実験則を説明する理論的な裏づけは, 未だ明白になっていない.

FRTP法で生成されるFRCプラズマは, θ ピンチコイルと鎖交していないため開いた磁力線に沿った磁気圧差を利用して3.1節で述べる移送技術を用いることにより, エネルギーが大きく損失することなく, またプラズマ密度を大きく $10^{18} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 変えて, 準定常磁場中に閉じ込めることができる[12-15]. その際興味深い点は, 高速で移送を行なって移送部両端のミラー磁場間でFRCプラズマが振動を繰り返すような状態でも, FRC配位は崩壊することなく維持され, しかも, 移送の速度エネルギーの熱化によるプラズマの再加熱までが観測されることである. このことは, FRC配位が非常にロバストで, 少々擾乱では破壊されないものであることを示している[13]. 特に, 高速移送(移送速度 500 km/s , アルヴェン速度の2-3倍)では, プラズマ内の流速励起やトロイダル・ポロイダル磁束変換, トロイダル磁場を持つFRCへの緩和などの現象が考えられている[15]. これらの移送中の緩和現象は, FRCに現れる自己組織化としても検証されている. このような現象を伴って移送されたFRCのプラズマの閉じ込め特性(FIX, TCS)と前述のHoffmanスケーリングとを比較した報告がある[15]. 図4に示すように移送された低密度のプラズマは, Hoffmanスケーリングよりも改善されたポロイダル磁束の閉じ込め特性が観測されている. これは, 緩和の結果得られた球状トラス的な局所的な配位を含むFRCになったことに関係していると説明されている[25]. したがって, 積極的なFRCへのトロイダル磁場の注入が, FRCの閉じ込め特性および安定性を向上させる可能性がある[26]. また, Hoffmanスケーリングにおける閉じ込め特性の x_s への依存性から, 移送したプラズマを閉じ込めチャンバー内に配置されたコイルで軸方向に圧縮して x_s

を増加させ閉じ込め特性を向上させる試みがFIXにおいて行われている[27]。また、移送されたプラズマ中に低周波波動を励起することにより、閉じ込め特性を改善する試みなども行われている[28, 29]。

2.3.4 まとめ

ここでは、FRCの生成法を紹介したが、FRC実験の大きな問題は、現状では配位形成後のプラズマの損失を補う加熱入力がなく、準定常状態を得ることができない点にある。このため、エネルギーや粒子閉じ込め時間の算定が難しく、プラズマの閉じ込め特性の評価や、輸送現象の解析が困難であるなどの問題が生じている。追加熱の手段としては、現在のところ、中性粒子ビーム入射(NBI)加熱が唯一可能性のある手法であると考えられている[13]。しかし、NBI加熱を実現するためには、最初生成されたFRCがNBIのターゲットとなり得ることが必要であり、そのためには、一定のプラズマの条件(温度、密度、大きさ、磁場強度、エネルギー閉じ込め時間、持続時間)を満足する必要がある。3.4節で詳細な検討を行うが、その結果から、例えば、FRCのz方向の長さ1mあたりに必要なNBIのパワーが ~ 2 MW/mと現実的な値となるためには、全温度 ~ 200 eV、密度 $\sim 1 \times 10^{20}$ m $^{-3}$ 、直径 ~ 0.4 m、磁場強度 ~ 0.2 T、エネルギー閉じ込め時間 ~ 1 ms、持続時間 ~ 1 ms程度のFRCプラズマを生成する必要があることがわかる[30]。現時点では、このようなプラズマパラメータに最も近づくことのできる生成法は、FRTP法と思われるが、回転磁場を用いて生成されるプラズマパラメータ領域についてもNBI入射の検討がなされている[31]。また、このようなパラメータを持つFRCプラズマの生成に必要な実験装置の規模は、3.4節で議論する。

最後に、FRC中のプラズマ電流は、圧力勾配に起因する反磁性電流だけで、磁力線方向の導電性電流は存在しないので、プラズマの圧力分布を維持すれば、すなわち、プラズマを適切に加熱すれば、電流を駆動して磁場配位を持続させることが可能であるというアイデアがあることを紹介しておく[32]。これは、磁場に平行方向に流れる無力電流が平衡配位の形成に必要な不可欠なトカマクや逆磁場ピンチとFRCとが本質的に異なっている点であり、FRCの配位維持にとって非常に重要なポイントである。適切なターゲットプラズマを作って有効なNBI加熱を行うことにより、このアイデアが本当であるかどうかを確かめることが期待される。

参考文献

- [1] M. Tuszewski, Nucl. Fusion **28**, 2033 (1988).
- [2] J.P. Freidberg, *Plasma Physics and Fusion Energy* (Cambridge University Press, 2007).
- [3] M. Tuszewski, Phys. Fluids **31**, 3754 (1988).
- [4] T. Asai, T. Takahashi, T. Kiguchi and Y. Nogi, Phys. Plasmas **13**, 072508 (2006).
- [5] H. Gota, K. Fujimoto, Y. Ohkuma, T. Takahashi and Y. Nogi, Phys. Plasmas **10**, 4763 (2003).
- [6] K. Fujimoto, M. Okada, H. Gota, T. Fujino, T. Asai, T. Takahashi, Y. Nogi and Y. Ohkuma, Phys. Plasmas **12**, 102513 (2005).
- [7] T. Takahashi, H. Gota and Y. Nogi, Phys. Plasmas **11**, 4462 (2004).
- [8] Y. Ohkuma, M. Urano, M. Nakamura, Y. Narushima, T. Takahashi and Y. Nogi, Nucl. Fusion **38**, 1501 (1998).
- [9] A.L. Hoffman and J.T. Slough, Nucl. Fusion **33**, 27 (1993).
- [10] M. Tuzewski, W.T. Armstrog, R.E. Chrien, D.J. Rej, W. N. Hugrass, R.E. Siemon and B.L. Wright, Phys. Fluids B **3**, 2844 (1991).
- [11] S. Zhang, T.P. Intorator, G.A. Wurden, W.J. Waganar, J. M. Taccetti, R. Renneke, C. Grabowski and E.L. Ruden, Phys. Plasmas **12**, 052513 (2005).
- [12] R.E. Siemon, W.T. Armstrog, D.C. Barnes, R.R. Bartsch, R.E. Chrien, J.C. Cochran, W.N. Hugrass, R.W. Kewish Jr., R.K. Linford, K.F. McKenna, R.D. Milroy, D.J. Rej, J.L. Schwarzmeier, C.E. Seyler, E.G. Sherwood, R.L. Spencer and M. Tuzewski, Fusion Technol. **9**, 13 (1986).
- [13] T. Asai, Y. Suzuki, T. Yoneda, F. Kodera, M. Okubo, S. Okada and S. Goto, Phys. Plasmas **7**, 2294 (2000).
- [14] H. Himura, S. Okada, S. Sugimoto and S. Goto, Phys. Plasmas **2**, 191 (1995).
- [15] H.Y. Guo, A.L. Hoffman, L.C. Steinhauer and K.E. Miller, Phys. Rev. Lett. **95**, 175001 (2005).
- [16] Y. Ono, M. Inomoto, Y. Ueda, T. Matsuyama and T. Okazaki, Nucl. Fusion **39**, 2001 (1999).
- [17] C.D. Cothran, A. Falk, M. Landreman, M.R. Brown and M.J. Schaffer, Phys. Plasmas **10**, 1748 (2003).
- [18] S.P. Gerhardt, E.V. Belova, M. Yamada, H. Ji, M. Inomoto, Y. Ren and B. McGeehan, Phys. Rev. Lett. **99**, 345003 (2007).
- [19] A.J. Knight and I.R. Jones, Plasma Phys. Control Fusion **32**, 575 (1990).
- [20] H.Y. Guo, A.L. Hoffman, R.D. Milroy, L.C. Steinhauer, R. D. Brooks, C.L. Deards, J.A. Grossnickle, P. Melnik, K.E. Miller and G.C. Vlases, Phys. Plasmas **15**, 056101 (2008).
- [21] Yu.A. Omelchenko and R.N. Sudan, Phys. Plasmas **2**, 2773 (1995).
- [22] J. Finn and R.N. Sudan, Nucl. Fusion **22**, 1443 (1982).
- [23] R.D. Milroy and J.U. Brackbill, Phys. Fluids **29**, 1184 (1986).
- [24] D.W. Hewitt, Nucl. Fusion **24**, 349 (1984).
- [25] Yu. A. Omelchenko, Phys. Plasmas **7**, 1443 (2000).
- [25] L.C. Steinhauer and H.Y. Guo, Phys. Plasmas **12**, 052514 (2006).
- [26] R.D. Milroy and L.C. Steinhauer, Phys. Plasmas **15**, 022508 (2008).
- [27] K. Kitano, K. Yamanaka, S. Okada and S. Goto, Phys. Plasmas **7**, 1158 (2000).
- [28] K. Yamanaka, S. Yoshimura, K. Kitano, S. Okada and S. Goto, Phys. Plasmas **7**, 2755 (2000).
- [29] M. Inomoto, S. Yamamoto, N. Iwasawa, K. Kitano and S. Okada, Phys. Plasmas **14**, 102513 (2007).
- [30] 高橋俊樹, 近藤義臣, 平野洋一, 浅井朋彦, 高橋 努, 水口直紀, 富田幸博: プラズマ・核融合学会誌 **82**, 775 (2006).
- [31] A.E. Lifschitz, R. Farengo and A.L. Hoffman, Nucl. Fusion **44**, 1015 (2004).
- [32] K. Hirano, Nucl. Fusion **28**, 207 (1988).