2. ST はどこまで高ベータ化できるか？

2.1 高ベータ運転の限界はどこか？

小野 靖

(東京大学大学院工学系研究科)

2. How High is the Beta Limit for STs?

2.1 Where is the Upper Limit for the High-Beta ST Operation?

ONO Yasushi

Graduate School of Engineering, The University of Tokyo, Tokyo 113-8656, Japan

(Received 25 July 2004)

High-beta ST research is motivated by its high normalized current I_p/aB_{T0} achievable at a low aspect ratio and its direct access to second stability for ballooning modes. Key issues for the high-beta ST sustainment are profile control for ballooning/ current-driven kink stabilities and positioning of the conductive wall for mode suppression. ST termination by resistive wall modes (RWM) revealed that velocity shear is a useful tool for the better stability.

Keywords:

ST, second stability, ballooning mode, kink mode, toroidal velocity shear, resistive wall mode

2.1.1 Troyon 則が支持する高ベータ化

NSTX (米国) や MAST (英国) 等の MA 級 ST が、旧来のトカマクの上限であったトロイダルベータ (用語参照) $\beta_T \approx 10\%$ 程度を大幅に超え、 $\beta_T \approx 30\%$ を超す高ベータと 0.1 秒に及ぶ長い閉じ込め時間 τ を両立したことは、本格的な高ベータ閉じ込めが現実になったことを意味する。ST の高ベータ化の限界は、最も興味ある課題の一つである。

トカマクの安定解析に基づく Troyon のスケーリング則から、限界体積平均ベータ値 $\beta \approx 2\mu_0 \langle p \rangle / \langle B^2 \rangle$ の大きさは $\beta \approx \beta_N I_p / aB_{T0} \approx 5\beta_N a/Rq_a$ (ただし、 I_p はプラズマ電流、 $\langle p \rangle$, $\langle B^2 \rangle$ は体積平均の熱圧力と磁気圧) と表され、アスペクト比 ($A = \text{大半径 } R / \text{小半径 } a$) を 1.5 程度まで引き下げると、Fig. 1 のように正規化電流 I_p/aB_{T0} が通常トカマクに比べて大きくとれるため、結果として限界ベータ値が大幅に上昇する。これは当初 START 実験により実証された。さらに、Fig. 1 の勾配を表す規格化ベータ β_N が通常のトカマクでは 3 程度なのに対し、ST では Fig. 1 のように倍の 6 程度まで増加することは要注目である。 I_p/aB_{T0} の高さで説明できない高ベータ特性は、ST 特有の高ベータ安定機構の存在を意味している。

2.1.2 ST で第二安定化が達成可能に

ST の限界ベータを考える時、まず考慮すべきはバルーニング不安定であるが、従来の第一安定領域を超えて第二安定領域の超高ベータ状態を達成する可能性がある。局所的な磁場構造と圧力勾配からモード数無限大の理想バルー

ニングモードの成長を解析すると、不安定領域は縦軸を磁気シア $q_\psi (= s = dq/d\psi/q)$ 、横軸を圧力勾配 $p_\psi (= \alpha = dp/d\psi/p)$ にとった s - α ダイアグラム上で表現できる。ST と通常トカマクのバルーニング不安定領域は、それぞれ Fig. 2(a),(b) のようになる。図の左側は従来の低ベータの第一安定化領域で圧力勾配を大きくするとバルーニング不安定領域に入って配位が崩壊するのに対して、右側下の第二

Fig. 1 Toroidal beta β_T of NSTX STs and conventional tokamaks as a function of normalized current I_p/aB_{T0} . The values of I_p/aB_{T0} and β_T are much higher in the STs than those in conventional tokamaks.

author's e-mail: ono@ts.t.u-tokyo.ac.jp

Fig. 2 s - α diagrams of high-beta ST (aspect ratio $A=1.5$) (a) and conventional tokamak (b). The window between the first and second stable regimes is much wider in the former than that in the latter [5].

安定領域ではそれがなくなる。トカマクとの大きな差は第一安定領域と第二安定領域の間に窓が生まれることで [12], 第一安定領域で低ベータ ST を生成した後, 適切な分布制御を施しつつ加熱を行えば, 不安定領域を通らずに第二安定領域の超高ベータ状態へ直接遷移できるのである。理論解析は, Miller [2] や Menard [3] が先行し, 最近では Paoletti [4] が形状や q 分布, 圧力分布がバルーニング不安定や低次のバルーニングキンク不安定や電流駆動型不安定に与える影響を吟味するなどの総合的な解析を行っている。先行する小型実験では高いイオン温度を有する $\beta \approx 1$ の FRC に外部トロイダル磁場を加えて Fig. 2(a) の曲線 A のように第二安定状態の高ベータ ST を生成している [5]。これは第二安定状態特有の端部で高い圧力勾配と磁気シアを有するが, 曲線 B のように圧力勾配を下げると不安定領域に入って, 配位が崩壊することがわかった [5]。いずれの結果も, 圧力分布が broad, 電流分布が hollow とすることが第二安定化の条件であることを示している。さらに窓の大きさ自体も圧力分布が broad, 電流分布が hollow な程大きくなるため, 端部で急峻な圧力勾配を形成することが肝要である [4, 5]。

2.1.3 超高ベータ ST を維持する要件

高ベータ ST を安定に維持するキーは, 1) 圧力・電流分布の適切な制御, 2) 導体壁の適切な設置, 3) シア流の利用であることが明らかになりつつある。

前節の解析結果を基に, NSTX や MAST では, 高ベータ化, 特に第二安定化の達成に向けてなるべく低い内部インダクタンス l_i を達成して, 規格化ベータやトロイダルベータを高める努力を行っている。 l_i の低下は, 電流分布を hollow にすることを意味する。NSTX の限界規格化ベータ $\beta_N = 5$ の達成前のもう一つの障害は, hollow な電流分布に起因する電流駆動型キンクモードである。これを回避するためには, Fig. 3 のように l_i を β_N に合わせて上げる必要がある。ただ, 導体壁を適切に配置すれば Mercier モードに考慮が必要なものの l_i 低下とともに β_N を 10 近くまで上げ

Fig. 3 Normalized beta β_N values of NSTX STs as a function of their internal inductance l_i [7]. The beta-limit renewal is being made along two directions with and without wall stabilization.

られる可能性がある。Fig. 4 は NSTX のモデル計算結果であるが, 導体壁が近接しているとバルーニングにもキンクにもベータ限界は導体壁のない場合に比べて 3 - 4 割高くなることがわかる。事実, 導体壁の遠い MAST では, $\beta_N = 5l_i$ 前後が限界で, β_N の最大値 5.2 ポロイダルベータ $\beta_p = 2.1$, $\beta_T = 16\%$ は壁なし条件下のトロイダルモード数 $n=1$ の圧力駆動型キンクの安定限界付近である [6]。一方, 導体壁の近い NSTX の場合は, $\beta_N = 10l_i$ に達する平坦な分布が生成可能で, 壁なし条件の限界ベータを超えた $\beta_N = 6.5$, $\beta_p = 1.4$, $\beta_T = 35\%$ が達成されたことは特筆に値する。典型的な高ベータ放電の β_T や中心 q 値 q_0 の時間変化を Fig. 5 に示す。最大トロイダル磁界の限界から, 現状の高 β_T 運転は電流比を大きくとらざるを得ず, q_0 が 1 を割る低 q 運転となるため, トロイダルモード数 / ポロイダルモード数が 1/1 の不安定が誘起されて配位崩壊することで, ベータ値の上限が決まっている。

Fig. 4 Marginal beta for kink/ballooning vs. toroidal mode number n for the no conducting wall case (black circle) and the wall case (triangle). The maximum beta tends to be higher in the presence of a conformal conducting wall.

2.1.4 速度シアは安定領域を広げる

ST で自己発生するアルヴェンマッハ数 0.3 に達するトロイダルシア流が安定化へ大きく寄与する点是要注目である [7]. この流れを導入すると, $n=1$ 圧力駆動型不安定の成長率が $1/3$ 以下に低下するとの MHD 計算もあり, 実際, NSTX でも大きな速度シアのために不安定が抑制されている. Fig. 5 で $\beta_T=31\%$ と $\beta_T=23\%$ のケースを比較すると, より流れの大きなケースで $n=1$ モードは飽和して高いベータ値が達成されていることがわかる. 流れが衰えると抵抗性壁モードが発生し, ST 配位が崩壊している. シア流が高ベータ ST の維持に役立つことが実験的に明らかになりつつあるが, その検討には MHD 解析を超えた運動論的な考慮が不可欠である. 実際, NSTX は流れのために密度勾配は磁気軸付近でも有限で, 2 流体平衡として解釈できそうである [8]. こうした 2 流体, あるいは運動論的な安定化効果は将来, 高ベータ領域 ST の安定性を確保する有力ツールと発展する可能性を有している. 一方, 導体壁の利用は, 導体壁の磁場浸み込み時間を越えた運転や, より高いモードの抑制に向かうものと考えられる. その延長線上には neural-net 的なコイル群の電流制御に発展する可能性もある. こうした先進的高ベータ不安定制御は, これからの ST 研究のフロンティアに成長するものと期待される.

2.1.5 まとめ

ST の限界ベータの高さは従来のトカマクにはない優

Fig. 5 Time evolutions of toroidal betas β_T , toroidal rotation frequencies f_ϕ , mode amplitudes B_θ at wall and center q values q_0 for high-beta ($\beta_T=31\%$) and low-beta ($\beta_T=23\%$) ST discharges [7].

れた特性の一つである. ベータ値が上がるほど磁気井戸が深くなる特性は高ベータ配位の安定性を確保する上で有利である, ST 炉の磁場設計に大きな余裕を生む40%を超える高ベータ化は, Troyon 則が支持する電流・磁場比 I/aB_{T0} の高さに加え, 高ベータで最も危険なバルーニングモードに対する第二安定化を達成することにより実現される. 実現のキーは, 1) 広大な圧力分布と hollow な電流分布の制御によるバルーニングと電流駆動型キック不安定の抑制, 2) 導体壁の適切な配置, 3) トロイダルシア流の利用である. 1), 2) は理論解析に対し, 実験解析が増えつつある段階, 3) は実験を受けて理論解析が行われている段階にある.

参考文献

- [1] J.M. Greene *et al.*, Nucl. Fusion 21, 453 (1981).
- [2] R.L. Miller *et al.*, Phys. Plasmas 4, 1062 (1997).
- [3] J.E. Menard *et al.*, Nucl. Fusion 37, 595 (1997).
- [4] F. Paoletti *et al.*, Nucl. Fusion 42, 418 (2002).
- [5] Y. Ono *et al.*, Nucl. Fusion 43, 789 (2003).
- [6] R.J. Buttery *et al.*, Fusion Energy 2002, EX/S1-6 (2003).
- [7] J.E. Menard *et al.*, Nucl. Fusion 43, 330 (2003).
- [8] L.C. Steinhauer *et al.*, Phys. Rev. Lett. 79, 3423 (1997).