

小特集 ヘリカル系における H モード

3. CHS における周辺輸送障壁形成の加熱パワー閾値と磁場配位

秋山 毅志, 南 貴司

核融合科学研究所

(原稿受付: 2006年 2月 25日)

トカマク装置での実験で, H モード遷移には, ある閾値以上の加熱パワーが必要なことが示されている. 本稿では, ヘリカル装置の一つである CHS において, 近年明らかになってきた周辺輸送障壁形成に必要な加熱パワー閾値について紹介する. CHS での加熱パワー閾値の電子密度・磁場強度依存性は, 定性的にはトカマク装置と同じであり, 興味深い磁場配位依存性も確認されている. 一方, 同じくヘリカル装置である W7-AS では, 閾値は加熱パワーではなく密度にある点で他の装置と大きく異なっている. それぞれの遷移閾値について, 定性的・定量的な議論も行う.

Keywords:

H-mode, confinement improvement, power threshold, scaling, density threshold

3.1 はじめに

H モードは, プラズマの周辺領域に輸送障壁 (Edge Transport Barrier; ETB) が形成されて得られる閉じ込め改善状態である. トカマク装置での実験から, H モードへの遷移にはある値 (閾値) 以上の加熱パワーが必要であることがわかっている. 閾値はプラズマパラメータや磁場配位に依存するため, 閾値を決めるパラメータの探求と, その定量的評価が長年に亘ってなされてきた[1-4]. ITER では H モードが標準的な運転モードと考えられているため, 閾値のパラメータ依存性の理解と精度の良い予測が, 装置設計や運転モードを決める上でますます重要になっている. 近年では, 10 を超えるトカマク装置の実験結果がデータベース化され, 比例則 (スケーリング) によって閾値を記述する試みが精力的に続けられている [5].

一方, ヘリカル装置ではそれぞれの装置で特徴的な H モードが観測されているが, これまで加熱パワー閾値についての系統的研究は多くなかった. ヘリカル装置では, H モード遷移で重要な電場の形成機構や粘性の大きさなど, 多くの点でトカマク装置と違いがある. そのため, ヘリカル装置での加熱パワー閾値の研究は, 将来のヘリカル核融合炉を展望する上だけでなく, トーラスプラズマとして H モードを包括的に理解していく上でも, 重要な情報となり得る.

本稿では, 近年明らかになってきたヘリカル装置の加熱パワー閾値の特性について, Compact Helical System (CHS) での結果を中心に, トカマクや他のヘリカル装置との類似点・相違点を示しながら紹介する.

3.2 CHS における加熱パワー閾値

CHS において ETB が形成された放電の例を Fig. 1 に示

Heating Power Threshold and Configuration Effect in CHS

AKIYAMA Tsuyoshi and MINAMI Takashi

author's e-mail: takiyama@ms.nifs.ac.jp

す. この時の放電条件は, 磁気軸位置 R_{ax} が 0.92 m, 磁気軸上での磁場強度 B_{ax} が 0.95 T である. 2 台の NBI によって加熱パワーを投入した後, ガスパフや加熱の on/off のタイミングと無関係に, 76 ms においてプラズマからの粒子束を反映する $H\alpha$ 発光強度が急激に減少している [6, 7]. この後, 電子密度が増加し始め, 特に周辺領域を計測する干渉

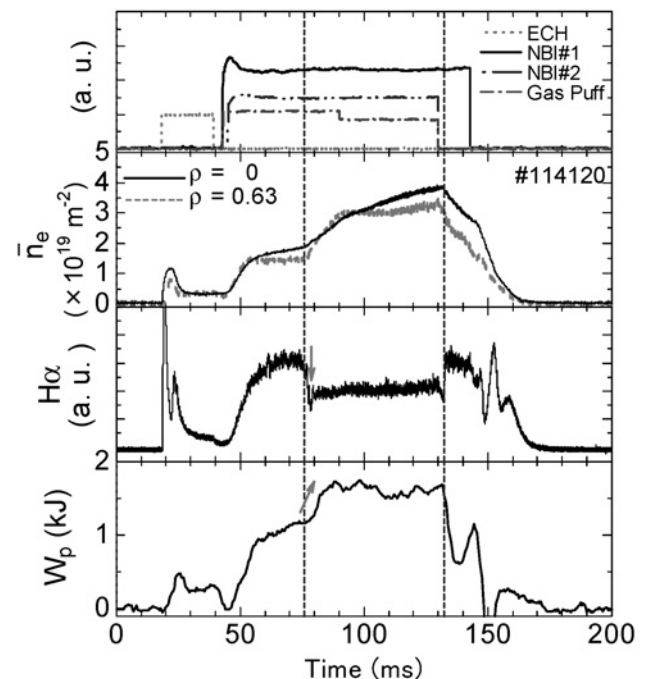


Fig. 1 ETB が形成された放電の一例. 線平均電子密度は, プラズマ中心コード ($\rho=0$) と周辺コード ($\rho=0.63$) の値を示している. 遷移と逆遷移はそれぞれ, 点線で示した $t=76$ ms と 132 ms で起きている.

計コードでの変化が著しい。この時、周辺領域で電子密度勾配が増加することを、トムソン散乱計測やビームエミッションスペクトロスコーピー (BES) [8], Li ビームプローブ [9]によって確認している。さらに、蓄積エネルギーは約40%増加する。以上の観測結果は、周辺領域で輸送障壁が形成され、閉じ込め改善状態に遷移したことを示唆している。そして、1台のNBI加熱が切れてから、約2-3ms遅れてH α 発光強度が急激に増加しており、ここで逆遷移していることがわかる。

Fig. 2にNBI加熱パワーを変化させた場合のH α 発光強度波形の変化を示す[10]。NBI入射パワー P_{in} が十分大きい場

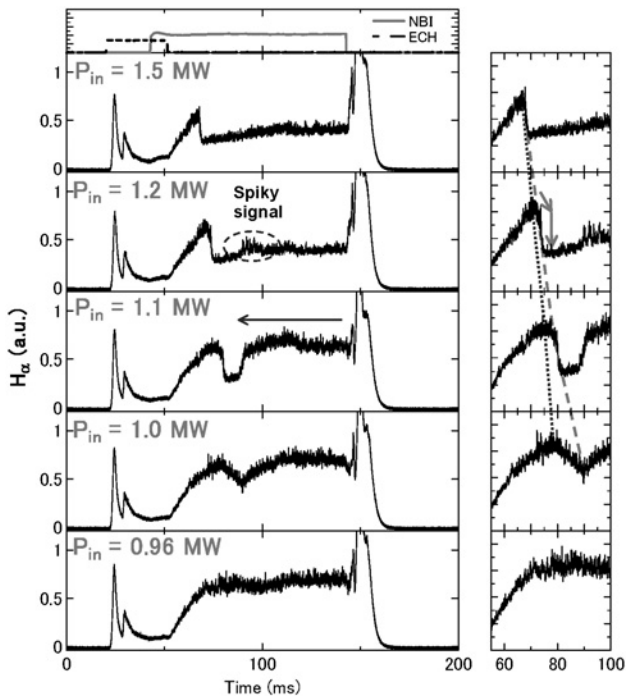


Fig. 2 NBI入射パワー P_{in} を変えた場合のH α 発光強度の変化。右の拡大図で、点線・破線はそれぞれ1段階・2段階のH α 発光強度減少タイミングの時間推移を示している。

合 (1.5 MW) から入射パワーを減らしてゆくと、遷移タイミングが遅くなるとともに、90-100 msにスパイク状の信号が現れる(1.2 MW)。さらにパワーを下げると、NBI加熱が続いているにもかかわらず、スパイク状信号が観測された時点で完全に逆遷移するようになる (1.1 MW)。これより、スパイク状信号は、遷移と逆遷移の繰返しを示していると考えられる。そして、さらにパワーを下げると、H α 発光強度が減少してもそれを維持できず、すぐに逆遷移するようになり (1.0 MW)、最終的にはその減少が見られなくなる (0.96 MW)。このようにCHSでは、遷移のための加熱パワー閾値が存在する。また、Fig. 2右側の拡大図に矢印で示したように、H α 発光強度は2段階で減少している。加熱パワーを下げると、1段階目のH α 発光強度の減少時間が長くなるのは興味深い。そこでの何らかの変化が、2段階目の減少を誘起していると推測している。遷移機構との関連が考えられるため、そこで何が変化しているかは今後の重要な研究課題である。

次に、加熱パワー閾値の電子密度・磁場強度依存性をFig. 3に示す[11]。Fig. 3(a)は $R_{ax} = 0.92$ m, $B_{ax} = 0.95$ Tと一定にし、ターゲットプラズマの密度だけを変えて閾値の変化を調べた結果である。縦軸には、NBI入射パワーからシャインスルーパワーと荷電交換損失パワー、軌道損失パワーを差し引いた、加熱吸収パワー P_{abs} を示している。ここでは、H α 発光強度減少後のフラットフェーズがない放電(Δ)と、ある放電(\bullet)の間の P_{abs} を加熱パワー閾値 P_{th} と定義し、点線で示している。この図より、密度が高いプラズマを遷移させるには、より大きな加熱パワーが必要であり、電子密度のおよそ0.4乗に比例して閾値が増加することがわかる。また、これまでの実験でおよそ $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以下の低密度プラズマでは遷移が確認されておらず、遷移のための密度下限値が存在するようである。

Fig. 3(b)に、加熱パワー閾値の磁場強度依存性を示す。磁気軸位置は、同じく0.92 mである。遷移時の密度は $2.5 - 3.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の間で若干ばらついていたため、先に得ら

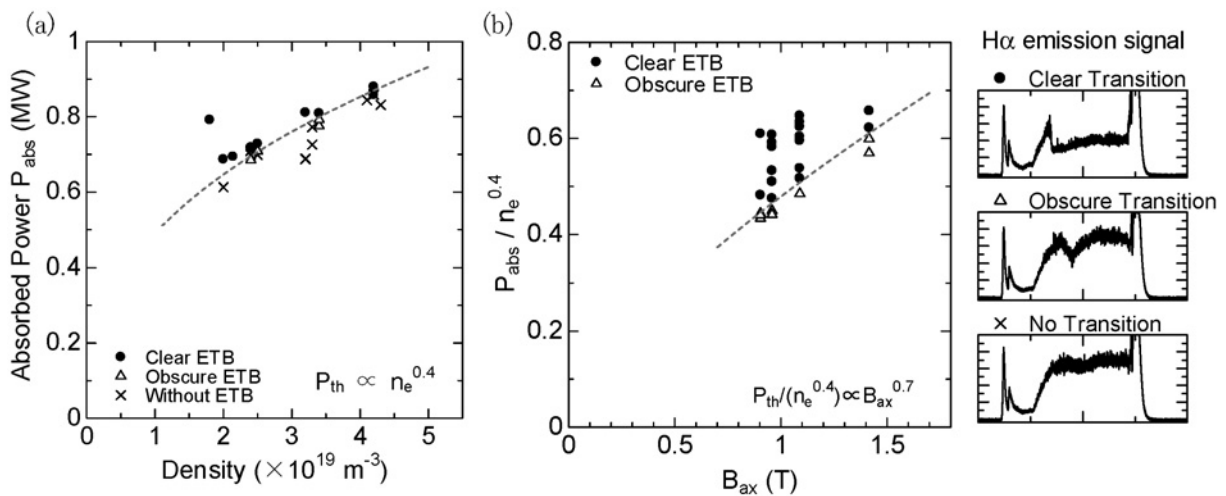


Fig. 3 加熱パワー閾値の電子密度(a)、磁場強度依存性(b)。●・△・×は、最右図に示すように、遷移後にH α 発光強度の減少フェーズが維持される場合、すぐに逆遷移する場合、遷移しない場合を示す[11]。

れた密度依存性で加熱吸収パワーを規格化している。この図より、磁場強度を強くするほど閾値は高くなることがわかる。閾値は磁場強度の約0.7乗に比例して増加し、密度より強い依存性を持つ。

CHSやLHDなどのヘリオトロン配位では、磁気軸を大半径方向に動かすと、磁場のリップルや周辺領域での磁気シアの大きさ、有理面の位置などが変化する。Fig.4に閾値の磁気軸位置依存性を示す[10,11]。CHSでは通常、磁気軸を大半径方向約0.86–1.02 mの範囲に設定して実験を行うが、これまでETB形成が確認されているのは磁気軸が0.90–0.95 mにある配位に限定されている。この範囲では、常にトラス内側の壁にプラズマが接する内壁リミタ配位になっている(磁気軸0.97 mから外寄せ配位では、壁からプラズマが離れてダイバータ配位になる)。また、加熱パワーの閾値は大きく変化し、磁気軸位置0.935 mの配位辺りで最小値を取る。トカマク装置で指摘されているように、周辺領域を通過するパワーフラックスが遷移を決めると考えるならば、閾値はプラズマの表面積が大きいほど高くなる。そのため、磁気軸を動かした時には表面積の変化にも注意しなくてはならない。しかし、Fig.4に併記したように、ETBの観測範囲では磁気軸の外寄せ配位ほど表面積は大きくなるため、表面積の違いで閾値の変化を説明することはできない。したがって、CHSでは表面積の効果とは異なる、磁場配位に関係したパラメータがこの依存性をもたらしていると考えられる。候補として、外寄せ配位にするほど強まる周辺の磁気シアの効果や、リミタ配位からダイバータ配位に実効的に近づくこと(トカマク装置では、リミタ配位の閾値がダイバータ配位より高いことが確かめられている)、 $t=1$ 有理面との関係[12]などがあげられる。しかし、磁気軸位置0.95 mより外寄せ配位で遷移が観測されないことも含めると、矛盾のない説明はまだできていない。

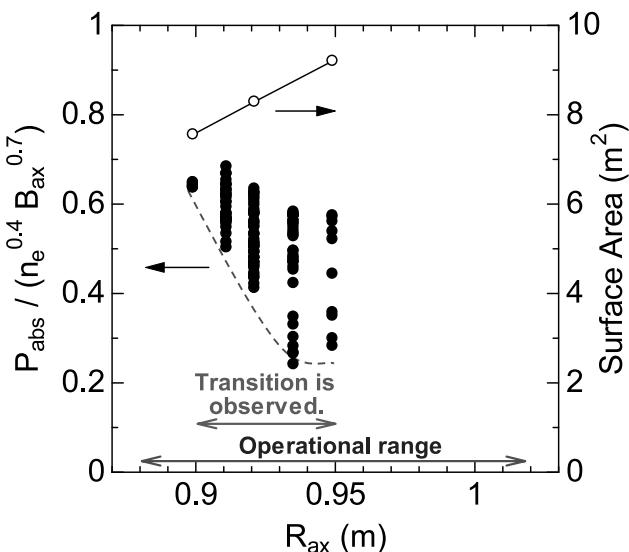


Fig. 4 加熱パワー閾値の磁場配位(磁気軸位置)依存性[11]。各配位でのプラズマの表面積も併記している(○)。

3.3 他装置での遷移閾値研究とCHSとの比較

ここでは、トカマク装置での加熱パワー閾値スケールングについて簡単に触れ、トカマク装置とCHSの加熱パワー閾値の類似点・相違点をあげる。また、ヘリカル装置では、閉じ込め磁場配位の多様性のため、様々なHモードが得られている[13]。そのうち、LHD[14]、H-1Helicac[15]では加熱パワー閾値が確認されている。W7-ASでは、加熱パワーに依存した密度閾値が存在する。遷移機構を絡めた詳細な議論が第7章で述べられているが、良い対比となるのでここで簡単に紹介したい。

3.3.1 トカマク装置における加熱パワー閾値

各トカマク装置では、加熱パワー閾値研究が長年行われ、パラメータ依存性が明らかになってきている。それに加えて、現在International Tokamak Physics Activity (ITPA)のH-mode power threshold database working groupの活動により、H-mode実験結果がデータベース化され、以下のような加熱パワー閾値のスケールング[16]が構築されている。

$$P_{\text{thres}}^{\text{tok}} (\text{MW}) = 0.050 \pm 0.005 \bar{n}_e^{-0.46 \pm 0.06} B_T^{0.87 \pm 0.06} S^{0.84 \pm 0.03} (2/M) \quad (1)$$

ここで、 B_T (T) は磁場強度、 \bar{n}_e (10^{20} m^{-3}) はプラズマ中心をとる線平均電子密度、 S (m^2) はプラズマの表面積、 M は燃料ガス元素の質量数である。これからわかるように、トカマク装置では電子密度、磁場強度が大きくなると、遷移により高い加熱パワーが必要となる。また、重水素プラズマでは、閾値が水素の場合の半分となること(同位体効果)が確かめられている。

CHSの加熱パワー閾値の密度・磁場強度依存性は、トカマクのそれらと定性的に同じであることがわかる。しかし、CHSでの遷移機構がトカマク装置でのそれと同じかどうかは、まだ明らかになっていない。トカマク装置では、電場の分岐によって発生する、強い径電場シアが乱流揺動を抑制していると考えられており、これを支持する実験結果が多い[17,18]。CHSでは、重イオンビームプローブ(HIBP)[19]による電場計測、荷電交換分光(CXS)によるポロイダル回転($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ フォースによって発生)速度の測定が行われているが、これまで電場やポロイダル回転速度の急峻な変化は観測されていない。しかし、いずれの計測器も計測視線やSNが十分でないという問題があるため、周辺部に狭く局在する電場の変化がまだ観測されていない可能性が残っている。それらの詳細な計測を行い、遷移への電場の関連の有無をはっきりさせることが課題であると同時に、電場分岐によらない閉じ込め改善機構の可能性を考えてゆく必要がある。

3.3.2 W7-ASにおける遷移閾値

W7-ASではこれまで幾つかのHモード(ELMy H-mode[20], quiescent H-mod (H*-mode)[21,22], High-Density H-mode (HDH)[23], H-NBI mode[24])が見つかっている。ここでは、遷移閾値について系統的な研究が成されているH*-modeについてのみ述べる。それぞれの詳細は上記文献に加え、第7章およびW7-AS実験のレビュー論文[25]を

参照されたい。

W7-ASでは、閉じ込め性能が高いH*-mode (ELMが発生しない) への遷移に必要なのは、加熱パワーではなく電子密度であり、この点でCHSやトカマク装置と大きく異なる [21, 22]. Fig. 5(a)に示すように、加熱パワー一定の条件下で密度ランプアップさせた場合、密度がある値以上になるとH α 信号が急激に減少するとともに、ELMが抑制される。遷移後、電子・イオン温度および蓄積エネルギーが増加するが、不純物の閉じ込めも同時に良くなるために放射崩壊に至っている。Fig. 5(b)に遷移する密度 (密度閾値) \bar{n}_e^{thr} の加熱入射パワー依存性を示す。まず、密度閾値は $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ を超える高密度であることが特徴である。また、加熱パワーが大きいほど、密度閾値は高くなる。この依存性は、一旦H*-modeに入った後、密度を一定にして加熱パワーを増加させた場合は、逆遷移することになる。Fig. 3(a)で示した n_e - P_{in} 図で比較すると、トカマク装置やCHSでのHモード運転領域は点線の上側になるのに対し、W7-ASでは下の領域になるという違いがある。また、H*-modeはNBI加熱に限らず、ECR単独加熱でも得られるが、同一加熱パワーでもECH加熱の場合の密度閾値はNBI加熱の場合の2/3程度になっている。

このように遷移の閾値特性はトカマク装置と大きく異なるが、第7章で述べられているように、閉じ込め改善はトカマク装置と同様に径電場シアによることが指摘されている。Fig. 5(a)でも、遷移の際に強い径電場・径電場シアが形成されることが示されている。ヘリカル装置での電場は、主に新古典拡散の両極性条件から決まるが、閾値特性の違いはそれに起因すると考えられている。文献[22]では、密度閾値の加熱パワー依存性を以下のように説明している。周辺領域はイオンルートになっており、新古典拡散の両極性条件から、

$$\left(\frac{D_{12}}{D_{11}} \frac{\nabla T_i}{T_i} + \frac{\nabla n_i}{n_i} \right) T_i = e E_r$$

が得られる。W7-ASでは、加熱パワーを増やすと T_e および ∇T_e は増加するが、 ∇T_i はむしろ減少してしまうため、 E_r が十分に成長しない。しかし、密度を増やすことで ∇T_i を増大させることができ、同時に $\nabla n_i/n_i$ も稼げるために、 E_r を成長させることができる。したがって、加熱パワーを増やした場合、十分な径電場を得るのに高密度が必要となると考えられている。

3.3.3 加熱パワー閾値の比較

CHS, W7-AS, トカマク装置の加熱パワー閾値の絶対値比較も興味深い。CHSでの閾値をトカマク装置のスケリング式(1)と比較すると、例えば磁気軸0.92 mの場合では2倍程度大きくなっている [7]。式(1)はダイバータ配位のトカマク装置のものであり、リミタ配位での閾値はこれより高くなると考えられている。例えば、トカマク装置の一つであるTEXT-UのリミタHモードで報告されている閾値 [26] は、式(1)と比較するとおよそ2倍程度になっている。よって、同じリミタ配位同士で比較した場合は、TEXT-Uと磁気軸位置0.92 mのCHSでは、閾値はほぼ同

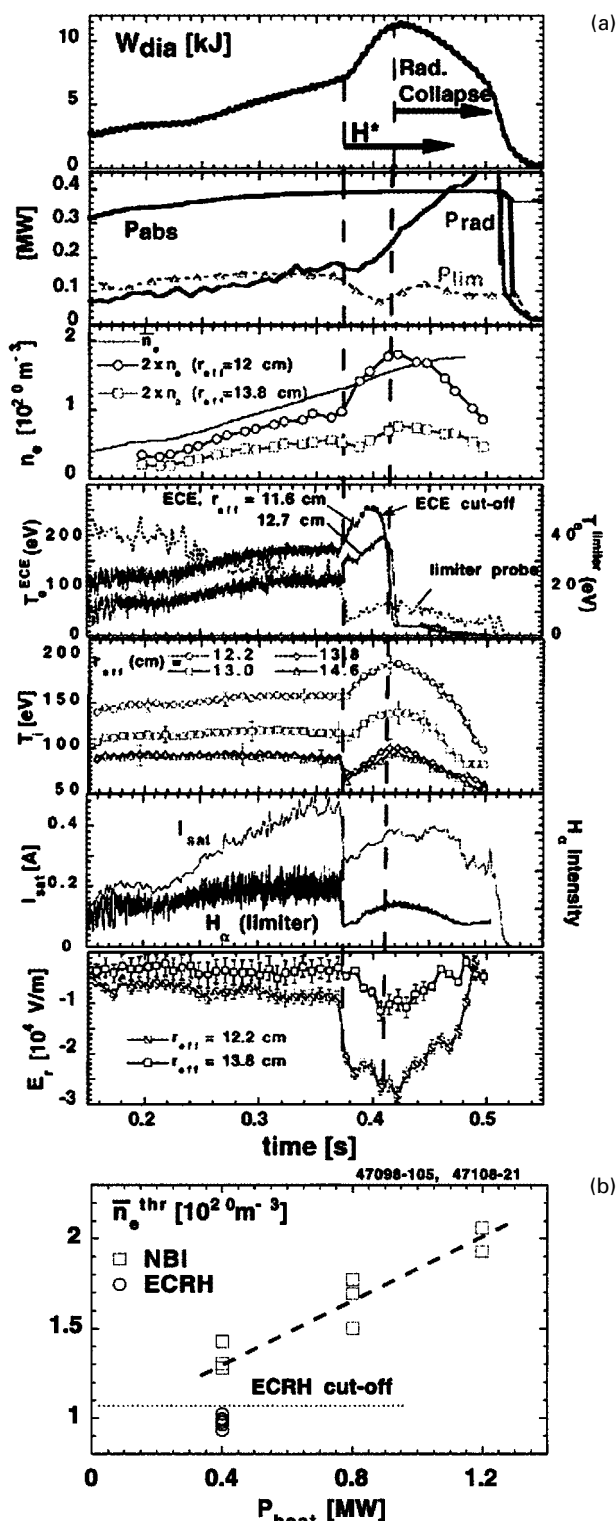


Fig. 5 (a)NBI加熱によるH*-modeの放電波形 [21]. 加熱入力パワーは $P_{NBI} = 0.4 \text{ MW}$, プラズマ表面の回転変換 $f_a = 0.558$ であり、プラズマの実効半径は $a_{eff} \sim 14 \text{ cm}$ である。(b)H*-modeへの遷移のための密度閾値 \bar{n}_e^{thr} の加熱パワー依存性 [21]. □・○はそれぞれNBI加熱, ECR加熱の場合を示す。周辺の回転変換は $f_a = 0.558$ である。

程度となる。また、ダイバータ配位のLHDでの加熱パワー閾値は、式(1)の1-1.5倍程度大きいと報告されている [14]。LHDおよびCHSの結果は水素実験から得られたので、ここでの評価はトカマクで認められた、閾値への同位

体効果を仮定している。しかし、W7-ASでの重水素実験結果ではそれが認められておらず[27]、注意が必要である。重水素実験の準備が進められているLHDで、同位体効果がどのように閾値に影響を与えるか調べる必要がある。

一方、W7-ASでは第7章および文献[25]に示されているように、トカマク装置よりかなり低い加熱パワー（1/3-1/4）で遷移している。1つの理由として、W7-ASではアスペクト比が10程度とトカマクやCHSの2倍程高いため、トラス効果が弱まって平行粘性が小さくなり、回転が減衰しにくくなるのが指摘されている[25]。低アスペクト比の球状トカマク装置では閾値が高いことから、最新のスケーリングでは、式(1)に現れているパラメータの他にアスペクト比も考慮されている[5]。W7-ASの結果がアスペクト比の効果と結論するには、さらなる検討が必要であるものの、トカマク装置と大きく装置パラメータの異なるヘリカル装置が、加熱パワー閾値スケーリングに与え得る知見として興味深い。

3.4 おわりに

CHSにおけるETB形成のための加熱パワー閾値特性を、トカマク装置、W7-ASと対比しながら紹介した。CHSの加熱パワー閾値のパラメータ依存性は、定性的にはトカマク装置と同じであるが、W7-ASとは大きく異なり、ヘリカル装置の結果をひとくくりにはできない。W7-ASでは揺動を抑制する電場の密度・加熱パワー依存性から、密度閾値の加熱パワー依存性が解釈されている。一方、CHSでは遷移機構が明らかでなく、それと絡めた閾値のパラメータ依存性の解釈がまだ十分できていない。特に、磁気軸位置依存性がどのような配位パラメータによるのか、遷移機構とどう関係あるのかが残された問題の1つである。CHSは平成18年3月末にシャットダウンとなったが、同年8月末までは共同研究を中心とした、補足データ取得のための実験が予定されている。残された時間は少ないが、電場・流れの計測を系統的に行うことに加え、遷移前後の周辺密度・温度データを充実させる必要がある。また、第6章に述べられている電極バイアス実験が、東北大学との共同研究で進められている[28]。ヘリカル装置におけるHモード遷移機構の配位依存性を検証できる実験として期待される。

謝辞

本稿をまとめるにあたり、多くの貴重なコメントをいただきました。核融合科学研究所の藤澤彰英博士、伊藤公孝博士、岡村昇一博士に感謝いたします。

参考文献

- [1] F. Ryter *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 99 (1994).
- [2] M. Sato *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 1283 (1996).
- [3] E. Righi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 721 (1998).
- [4] T.N. Calstron *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 147 (1994).
- [5] T. Takizuka, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, A227 (2004).
- [6] S. Okamura *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **79**, 977 (2003).
- [7] S. Okamura *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, A113 (2004).
- [8] T. Oishi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 4118 (2004).
- [9] K. Nakamura *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **76**, 013504 (2005).
- [10] T. Minami *et al.*, to be published in J. Plasma Fusion Res.
- [11] T. Akiyama *et al.*, submitted to Plasma Phys. Control. Fusion
- [12] K. Toi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 1289 (1996).
- [13] A. Fujisawa, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, R1 (2003).
- [14] K. Toi *et al.*, Phys. Plasma **12**, 020701-1 (2005).
- [15] M. G. Shats *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4190 (1996).
- [16] J.A. Snipes and the International H-mode Threshold Database Working Group, Plasma Phys. Control. Fusion **42**, A299 (2000).
- [17] K. Shinohara *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 7367 (1997).
- [18] R.A. Moyer *et al.*, Phys. Plasma **2**, 2397 (1995).
- [19] A. Fujisawa *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **67**, 3099 (1996).
- [20] V. Erckmann *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2086 (1993).
- [21] K. McCormick *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **41**, B 285 (1999).
- [22] P. Grigull *et al.*, J. Nucl. Mater. **290-293**, 1009 (2001).
- [23] K. McCormick *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 015001-1 (2002).
- [24] U. Stroth *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 1551 (1998).
- [25] F. Wagner *et al.*, Phys. Plasma **12**, 072509 (2005).
- [26] D.R. Roberts *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 1117 (1996).
- [27] F. Wagner *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, A61 (1994).
- [28] H. Takahashi *et al.*, to be published in Fusion Sci. Technol.