Hモードの物理と展望

伊藤早苗*, 辻 俊二**, 伊藤公孝†

(*広島大学核融合理論研究センター, **日本原子力研究所那珂研究所
†京都大学ヘリオトロン核融合研究センター)

(1988年2月9日受理)

H-Mode — Physics and Prospects —

Sanae-I. Itoh *, Shunji Tsuji ** and Kimitaka Itoh †

(Received February 9, 1988)

Abstract

The H-mode has been recognized to be a universal phenomena in tokamaks with various heating methods. In this article, we present a model picture for the H-mode from the experimental/theoretical view point putting an emphasis on the causality among many H-mode-related observations. Based on the model, the improvements and obstacles caused by the H-mode are explained. The future prospects of the H-mode in the research to realize the ignition plasma are also discussed.

Keywords :

H-mode, L-mode, ELM, review on experiments, theoretical model for transition, reactor aspects,

1. 序

1-1 はじめに

トカマクで発見されたHモード¹⁻³⁾は、それまでLモードとして知られていたプラズマ閉じ込め時間の追加熱入力に伴う劣化を改善し、自己点火プラズマ領域への距離を縮めた。更に、謎に止っているプラズマ閉じ込め則、特に異常輸送に新しい光をあてる現象になった。ASDEXでの発見以後、Doublet III, PDX, PBX, JFT-2M, DIII-D, JET, JT-60 と多くのトカマクでも確認され⁴⁻¹⁰⁾、トカマクで生じる一般的な現象であると認められるとともに、データも蓄積されてきている。炉心への展望と異常輸送の理解の双方に対し鍵をにぎる現象であるHモードについて、それを理解する必要や、理解できるのではないかという希望が高まっている。

* Institute for Fusion Theory, Hiroshima University, Hiroshima 730.

** Japan Atomic Energy Research Institute, Naka, Ibaraki 311-01.

† Plasma Physics Laboratory, Kyoto University, Uji, Kyoto 611.

トカマクのHモードについて、本誌では実験的側面や理論的側面からの解説¹¹⁻¹³⁾があり、オリジナル論文^{14, 15)}が掲載されてきた。こうした機運をふまえ、本誌58巻第2号に実験理論に互る本格的概観が解説され³⁾、Hモード発見当初の実験を始めとして、Hモードの条件と特徴、そしていくつかの理論が詳しく紹介されている。そこではHモードの条件を

1) 入力パワーの閾値

(安全係数 q , 密度 $\bar{n}_e$, X 点の位置と個数, セパトリックスとリミター間隔, ガス種に対する依存性)

2) セパトリックス近傍の温度と密度

3) 粒子再循環の軽減とダイバータの役割

といった項目に添って整理し、その特徴として 4) ELM/ERP, 5) Hモード的放電, 6) 閉じ込め向上, 7) リミター放電でのHモードについて述べている。Hモードの捉え方の第一歩として、いわば静的なものとして考え、Hモードの存在する必要条件を、外部から制御できる操作パラメータという観点から捉えて丹念に解説している。

最近のHモードに関する実験観測の進歩は著しく、上記の様な静的観点から踏み出した解釈が行われる様になった¹⁶⁾。すなわち、このプラズマの現象は、色々のタイムスケールの過程を含んだ複合現象である事、まだ質の良い定常的なHモードは得られていない事など、現象そのものや、問題点が少しずつ明らかになりつつある。そこで、今度は、前報文の解説を踏まえ、Hモードというものがどのような放電であるかを理解するために、遷移はどこから起こるのか、いつ起こり、何が引き金となるのか、引き金が引かれた後一体何が始まるのか、などを実験に於ける結果の解釈と因果関係に注目して整理してみる。それを説明するモデルの条件や、既存のモデルの問題点を考える。そうして得られたHモードの描像により、 τ_E の改善だけでなく同時にどのような問題を引き起こすのか、将来どのような役割を担うのか展望してみたい。Hモードの放電をひとつのストーリーとして述べられれば幸いである。しかし、現在に至るまで一貫した説明が得られていない事は御承知の通りであり、ストーリー組み立てのために無理がある所があるかもしれない。また本報文には個人的見解が(多く)含まれているものであり、必ずしも一般に受け容れられている事と一致しない点もあるが、あくまで今後の研究のための *gedanken experiment* と考えていただきたい。今後の閉じ込め研究の一助になればと思い敢えて起稿するものである。

1-2 本論文の構成

Hモードの鍵をにぎるものは何であろうか。

Hモードを特徴づける要因は多々あるが、我々は次の様な問題提起をしながらこの問題を考えようと思う。問題は次の様に4つに大別する。

1. Hモードの舞台裏を司どるものは何か。

(何が普遍性のある現象で何が従属的な machine-dependent な結果か?)

2. Hモードの時間発展を, I) $L \rightarrow H$ 遷移, II) H phase, III) ELMと $H \rightarrow L$ 遷移として捉えると, 各々の過程で何が起こり閉じ込め状態を支配しているのか。
3. 外部制御系, 粒子補給, 加熱方式やダイバータ機能などとの両立性や, プラズマの制御性について何が言えるか。
4. 投げかけている問題点は何か。

本稿の構成は以下の様である。

本報文では, はじめに, 今まで何が理解できて来ている事で何がわからない事であるのかを明らかにするために, 次章のはじめの節ではまず, その問題提起を行う。Hモードの key issue として何を考えねばならないのかを概観してみる。そして, その問題提起に答える様に, 今までの実験事実を考え時間的空間的因果関係を明らかにする様に整理する。第3章では更にそれらの実験結果をふまえて解析を進め, Hモードの描像を示す様な解釈を試みる。最近の著者らのモデル理論を示し, 実験との対応などを議論する。最後には, これらの研究から得られたHモードに関する問題点や今後の実験的理論的な課題について述べる事にする。

LモードとHモードの間の遷移は複合された多くの過程の積み重ねであり, ここではそれを解きほぐす様努めたい。LモードからHモードへの遷移と逆の遷移を区別して論ずる必要もある。その時には, $L \rightarrow H$ 遷移(又は $H \rightarrow L$ 遷移)という表現を用いる。特に向きを区別しない時には L/H , H/L という表現を用いる。

2. 実験事実

Hモードをよりよく知るために, 前章で挙げた問題1, 2について留意して, 実験データを見直す作業を行う。

2-1 舞台背景

Hモードを得る条件として, 解説³⁾にまとめられているように, 磁場配位, 原子種, ∇B ドリフトの向き等に依存して, 入力加熱パワーや電子密度に閾値がある。この閾値についてはデータが蓄積されてきた。しかし, これらは運転上の便宜のために整理されて来たものであって, L/H 遷移の物理の本質に迫るには情報不足である。すなわち, プラズマ全体に与えられた入力かどの様な経路を通過してプラズマ内に分配され, それが周辺での遷移に現れるのか。数々の過程の積み重ねの結果与えられる入力の閾値は, L/H 遷移の本質を抽出して論ずるためには適切な観測量ではなかろう。本質の理解のためには, 境界プラズマ・パラメータ, 例えば温度, 密度, 圧力, 及びそれらの勾配またはそこを横切る粒子流や熱流束に閾値があるかどうか明らかにする必要がある。これらの基本的物理量の合成としての, 衝突周波数, 電気抵抗率, 電流密度が重要なパラメータであることも考えられ, それがわかれば物理機構の見通しがついたことになる。その鍵となるパラメータがいずれであるにせよ, $L \rightarrow H$ 遷移するまではプラズマの分布やパラメータはLモードの閉じ込めの依存性に支配されて変化する。また, 磁力線に沿う輸送により, マクロな構造, 例えば, 熱の

シンクとしてのX点やリミタの位置の違いによって、加熱入力に対する局所的物理量の変化のし易さが違って来るだろう。こうした事が、運転パラメータ上の閾値(例えば P_{th} , n_{th} ...)が装置によって大きく違う原因と考えられる。以上のような点を念頭に置いて普遍性があると思われる現象について見ていく。

HモードはNBI, ICRF, ECH, またはこれらの複合加熱やNBI + LHでも得られており、加熱手段を問わない。遷移には外部からの追加加熱パワーの存在が重要ではなく、ASDEXの例¹⁷⁾(図1)に見られるように追加加熱パワーを切った後でも、エネルギー閉じ込め時間程度以内なら、L/H遷移が生じ得る。また多くの場合見られるが(例としてJFT-2Mの例¹⁸⁾をあげる(図2)), NBIパワーが切れた後でもH相が持続している。こうした事実は、プラズマ表面付近を流れる熱流により何らかのプラズマ・パラメータが変化すると、プラズマが自発的にH相へ遷移することを示している。この見方はDIII-Dにおいてオーミック加熱のみでもH/L遷移が観測されている¹⁹⁾という事実にも支持される(これは、2-2章, 4章でも触れるが、追加加熱パワーによりエネルギー閉じ込めが劣化するのではなく、既にOHプラズマの段階でLモードの閉じ込めであることも物語っていて興味深い)。

ダイバータ配位において、トラス外側のリミターがセパトリックス面に近付くと加熱パワーの閾値 P_{th} が高くなってHモードが得られにくい。JFT-2Mにおいて、プラズマ境界近く($r=0.8$ a)の電子温度を調べてみると、図3に示されているようにリミターとセパトリックス面の間隔に関係なくH相では約

図1. NB パルスを切った後に H 相が現われる例。([17]より引用)

図2. Hモード放電の典型的波形。この場合、下側 single null 配位で NB パワーは、 P_{th} に近い。H 相は、NB パルスを切ってもしばらく持続している。([18]より引用)

図3. sawtooth ピークでの境界近く ($r/a = 0.8$) の電子温度 (H 相: ●, L 相: ○, OH 相: ▲) と P_{th} (■) の、外側リミタとプラズマ境界との間隙 (ΔR) への依存性。([18]より引用)

550 eV以上となっている¹⁸⁾。リミターが近いと、OH プラズマの電子温度が下がっており、550 eV とのギャップが大きく、それだけ上昇させるために必要な加熱パワーが増えると解釈できる。ASDEX でも早くから同じような結果を得ており、加熱パワーを一定にして、 $r \sim 0.8 a$ の位置での電子温度を調べてみると、リミターとの間隔が 2 cm を越えて約 600 eV となった時に H モードとなっている¹⁷⁾。

これらの例から、L / H 遷移が発生するための必要条件としてプラズマ境界温度 (またはその勾配) に閾値があるらしいことが分かる。これを支持する傍証はいくつかある。加熱パワーが十分でない時は、sawtooth による中心部からの熱のはき出しをきっかけとして L → H 遷移をする (図2の放電がその例) こと、周辺加熱が有利であること、carbonisation を行って炭素不純物による周辺放射冷却が増すと P_{th} が高くなること²⁰⁾、逆にチタン・フラッシュを行って軽元素不純物が減ると P_{th} が低くなること等である。 ∇B ドリフトと、X 点の位置の関係についても^{21, 22)} 境界温度の上がり易さで説明できるだろう。また、追加加熱を始めて

からL→H遷移を生じるまでの時間が、aの大きい装置ほど長い²³⁾という観測もプラズマ中に入力された熱が τ_E 程度かかって周辺まで伝播し、それで周辺の条件が変わるとする考え方にそっている。

リミター配位やトラス外側X点のダイバータ配位においてHモードが実現しにくいことも、プラズマ境界温度に閾値があることで説明できる。図4に示すASDEXのグラフが明示しているように、同じLモードの閉じ込めであってもリミター配位だと加熱パワーに対する境界電子温度の上昇率が低い¹⁷⁾。JT-60の外X点ダイバータ配位のLモードの場合のデータは、図5のようになっている。中心温度は加熱パワーを増やすのに応じて上昇しているが、プラズマ境界から約5 cm内側の電子温度はほとんど横ばいとなっている²⁴⁾。

プラズマ境界の電子温度の閾値が他のパラメータにどう依存しているか調べているデータは少ない。JETにおいて、 $r \sim 3/4 a$ の位置でのL/H遷移時の電子温度を調べた結果によると、電子密度の弱い単調減少関数となっている²⁵⁾。DIII-Dでは、プラズマ境界付近のトムソン散乱データが詳細に取得さ

図4. 境界電子温度のNBパワー依存性。ダイバータH相 $\bar{n} \approx 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (Δ), ダイバータL相 $\bar{n} \approx 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (+), リミタL相 $\bar{n} \approx 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ($\bullet$)。((17)より引用)

図5. 電子、イオン温度のNBパワー依存性。 $T_i(0): T_i \times 10^1$ 線のドップラー幅による温度($\bullet$), $T_e(0)$, T_{eb} : トムソン散乱による電子温度(それぞれ $\circ$ と $\blacktriangle$)。((24)より引用)

れている。それによると、境界プラズマの衝突周波数が $\nu^* \geq 3$ であっても H モードとなっている¹⁹⁾。従って、必ずしも電子温度（またその勾配）のみがキー・パラメータとは言えない。今後のデータ整理が待たれるところである。

2-2 H モードの時間発展

L→H 遷移時には、どこで何が起きるのであろうか。その後の H 相でのプラズマ閉じ込めの変化については、いろいろなタイム・スケールが考えられる。従って現象の変化を順を追って整理する必要がある。そして、最終的に H モードで得られる閉じ込めの質がどのくらい良いかについては、核融合の将来につながるかどうか見極めるのに重要な問題である。

現在のところ、ELM が現れないと H 相で準定常的プラズマは得られない。ELM は、閉じ込めの改善の質を決める要因ともなっているが、そもそも ELM とは、何であろうか。

以上のような点を問題意識として持ちながら、H モードの時間発展を調べることにする。既に示した図 2 は H モードの一生を物語る典型的な波形例でもある。この図から以上のことが読み取れる。

- 1) NBI パワーを加えてから、まず L モードの閉じ込めに従ってプラズマ・パラメータが変化する。
- 2) sawtooth による内部からの熱のはき出しにより、境界近くの電子温度はスパイク状に上昇するのを繰り返すが、それがある値に達した時に L→H 遷移し、その後、高温のまま保たれる。
- 3) L / H 遷移は、 H_α / D_α 線強度の急減に見られるように速い現象である。
- 4) 粒子リサイクリングが減少したにもかかわらず、電子密度が上昇しているので、粒子閉じ込めが良くなっている。
- 5) ワンターン電圧の減少は、平均電子温度の上昇 and/or 電流分布の平坦化を意味している。
- 6) プラズマ蓄積エネルギーは、電子密度の上昇に呼応して上昇しており、エネルギー閉じ込めが改善している。
- 7) プラズマからの放射損失は、L→H 遷移直後は若干下がるが、途中で上昇に転じる。
- 8) H_α / D_α 線のスパイク (ELM) に同期して、プラズマ蓄積エネルギーと電子密度の上昇が妨げられる。
- 9) NBI パワーを切った後も、H 相が持続している。
- 10) 境界近くの電子温度が L→H 遷移時よりも下がって来た時に、H→L 遷移が発生している。
- 11) H→L 遷移も H_α / D_α 線の上昇、 $\bar{n}_e$ 、 W_s^{DIA} の時間変化の急変として現れているように速い現象である。

以上が、H モードの時間発展の大筋である。もっと詳細な過程について、実験データの豊富な ASDEX の結果を、適宜引用しながら順を追って見てみよう。

過渡的に H 相が現れた時のプラズマ境界付近からの軟 X 点の波形を図 6 に示す^{2, 26)}。L モード中は、プラズマ境界の外を見込むダイオードにも信号が現れ、sawtooth による熱と粒子のはき出しにより、SOL プラ

図6. プラズマ境界付近を見込む軟 X 線信号の時間変化。
sawtooth を引金として短い H 相が現われている。
((2)より引用)

ズマのパラメーターが変動していることが見えている。

しかし、一つの sawtooth をきっかけとして、H相に遷移すると、ダイオード1には全然信号が現れなくなり、境界内側を見込むダイオード2の信号が時間とともに上昇する。これはL→H遷移により、プラズマ境界を横切る熱と粒子の輸送が急激に小さくなったことを示している。セパトロックス面すぐ内側に transport barrier が形成されたために、プラズマ内部からのエネルギーの流出がせき止められた状態となっている。その結果、SOLプラズマを通してダイバータ室へ流れ込む熱と粒子も図7に見られるとおり、激減する²⁷⁾。追加熱を始めから、表面を通過してゆく熱が τ_E 程度の遅れを持って増してゆく事もここで見られる。この例では遷移後ダイバータ室へ流出するパワーはO相プラズマ以下となっている。この様にH相ではダイバータ板への熱流と粒子流が激減しているので、ダイバータ作用としての粒子排気や熱除去はほとんど機能しなくなる。これはHモードの一つの問題点であり、第4章で論じる。これ等の例や、ダイ

図7. 主プラズマの線平均電子密度、ダイバータ板での粒子循環を表す $D\alpha$ 信号、ダイバータ室への流出パワーの時間変化。 P_{rad} : ダイバータ室での放射パワー、 P_{DEP} : ダイバータ板への熱負荷。
((27)より引用)

バータ室の H_{α}/D_{α} の光の減少から見られる L/H 遷移のタイム・スケールを考えると、図6のダイオード1の出力や H_{α}/D_{α} 光の減少の時間は 1 ms 程度である。transport barrier が出来て、最外殻磁気面を横切る流束が減った後、磁場を横切る拡散(ダイオード1)や磁力的に渡った流れ(H_{α}/D_{α} (ダイバータ中))によってその変化が観測点に届くことを考えると、transport barrier が出来る時間はそれよりも短いものと考えられる。

セパトリックス面から少し内側での電子温度は、図8から分かるように²⁷⁾ L/H 遷移後エネルギー閉じ込め時間程度を要して上昇する。また、表面に近い($r=36$ cm)方が遠い($r=34$ cm)方より早く上昇している。これは、内部から流出してくるエネルギーがセパトリックス面内部側に溜っていくためと考えられる。その結果、電子温度分布はゲタをはいた状態となる。電子温度分布が急勾配となるのは、セパトリックス面の内側であって、SOL プラズマ領域ではない²⁹⁾。周辺の n , T の分布は ASDEX と DIII-D で詳細に調べられている。ASDEX では、電子温度分布の方が pedestal 化している度合いが大きい、DIII-D では、電子温度分布の変化は小さく、電子密度分布の pedestal 化が著しくて hollow となる¹⁹⁾。この違いは、装置の大きさ以外に、

後者がオープン・ダイバータで中性ガスが逆流し易いことも効いているとも考えられる。すなわち、L→H 遷移によってダイバータ室への熱流が減れば、ダイバータ室のプラズマ密度も減少しそこで中性ガスがイオン化してリサイクルするのも減少する。このようにしてダイバータ・プラズマによる中性ガスの plugging (ダイバータ方向へ押し流す)作用が低下すれば、幾何形状で決まるコンダクタンスで中性ガスは逆流することになる。オープン・ダイバータの方がコンダクタンスがずっと大きい。

グローバルなエネルギー閉じ込め時間は図9に見られるようにゆっくりと長くなっており、最終的に OH レベルへと回復している²⁸⁾。

図8. NB 加熱による、プラズマ境界付近の電子温度の時間変化。(〔28〕より引用)

図9. H モード放電でのエネルギー閉じ込めの時間変化を示す波形例。 $\tau_E^* = W/(P_{tot} - dW/dt)$ 。(〔27〕より引用)

このエネルギー閉じ込め時間の変化は、電子密度の上昇に呼応しているように見える。なお、この放電の場合も、NBIパワーを切った後、H相がしばらく持続している。大型装置であるJETにおけるL→H遷移後のエネルギー閉じ込め時間の変化は、図10に示してあるように1秒程度を要している³⁰⁾。グローバルなエネルギー閉じ込め時間 $\tau_E(a)$ は、1秒弱で飽和し、その後減少に転じる。一方、 $r = a/2$ の位置で評価したエネルギー閉じ込め時間 $\tau_E(a/2)$ は、 $\tau_E(a)$ が飽和した後も上昇を続ける。その違いは、報文[30]の図26に示されている様な非常に hollowな放射損失パワーが時間がたつにつれ増大するためとされている。

輸送解析を行うと、Hモード中の x_e は、全領域に渡ってLモードに比べて2倍以上小さくなっており、OHレベルとなる(図11)²⁰⁾。 $r \gtrsim 3/4 a$ で x_e が減少しているのはセパトロックス面内側に transport barrier が形成されているというイメージを支持している。中心部でOHレベルよりも小さくなっているのはNBI加熱中、sawtoothが消滅するためであろう。JETのデータについても輸送解析を行うと $r/a=2/1, 2/3, 3/4$ の位置での x_e は、Hモード中小さくなっているが、その変化は n_e の上昇と対応している。すなわち、($r/a \lesssim 3/4$)で $n_e \cdot x_e$ の値は、L相とH相では差がない事を意味し、グローバルなエネルギー

図10. Kinetic data を用い $r = a, a/2$ で評価した閉じ込め時間の時間変化。([30] より引用)

図11. 電子熱拡散係数 x_e の分布形。OH 相：点線 L 相：破線、静かな H 相：実線。($I_p = 320$ kA, $P_{NB} = 3.2$ MW, $H^0 \rightarrow D^+$) ([20] より引用)

閉じ込めの改善は、電子密度の上昇で説明できるとされている³¹⁾。

このような質のよいHモードが得られると、エネルギー閉じ込め時間はLモード則の2～3倍となる³²⁾。ASDEXやDIII-Dでは、加熱パワーを増やしても劣化せず、OHレベルとなっているが、JETでは加熱パワー依存性については、Lモードと同様なふるまいをしている。JETでの観測については、その原因として加熱パワーが増えると電子密度の上昇が大きく、ビームパワーのdepositionが周辺になることと、放射損失パワーが $\bar{n}_e^2$ に比例して急激に増えるためという理由が考えられる。しかし、それは、加熱パワーによる劣化のすべてを説明することはできない。内部の輸送係数 $n_e \kappa_e$ の値がL相とH相が共通であると考えられるなら、プラズマ内部($r/a \lesssim 0.8$)で支えられる圧力勾配と加熱入力との比はH相でもやはり入力(または T や ∇T)とともにL相の様に劣化することになる。従って、表面の「下駄」の寄与が小さくなる場合(すなわち、大型や高密度の場合で中央の n_e がL相に比して余り上昇しない場合)には、H相でも τ_E の入力に伴う劣化が現れ易くなるであろう。また、H相での τ_E はOH時の値の程度まで回復するが、OH時でもL→H遷移が生じており、OH相のH相の閉じ込め時間は普通の τ_E (OH)とは異なったものであり得る。解説〔3〕に述べられている様に、H相の τ_E はOHのそれより長くなり得る。H相はH相でOH一追加熱と連続的に

つながる閉じ込め則があるのであろう。Hモードのエネルギー閉じ込めを調べるにはLモード時と電子密度が同じデータを比較するのが望ましいが、Hモードの電子密度の上昇を制御する術がない現状では、困難な課題である。静的に把えた τ_E の変化は上の様であるが、次にL→H遷移後の時間変化を考えてみよう。図12はHモード中に β 上限に達した放電波形である²⁰⁾。同図の下側に、電子圧力分布の変化が図示されている。L→H遷移すると、まず図8に示した様に $r \gtrsim 3/4 a$ の領域にエネルギーが溜まり、その後全体に持ち上がったゲタをはいた状態となる。エネルギー閉じ込め時間が長くなるためには、このように分布形が内部で変化するための時間を要する。その後、 H_α / D_α 線のスパイクとして現れているELMが発生してpedestal領域のエネルギーを不規則に放出することを繰り返す。ELMが現れると、 β_p の上昇率が低下し、 β 上限に達してからは減少へ転じている。

図12. β 上限に達するHモード放電波形と、その時の電子圧力 $n_e T_e$ 分布形の変化。(I_p = 310 kA, P_{NB} = 3.5 MW, H⁰ → D⁺) ([20]より引用)

ダイバータ板の熱負荷を赤外カメラで調べた結果が、図13に示されている³³⁾。Hモード中、ダイバータ板への熱流束がほとんど無かった状態が、ELMが発生すると、瞬間的に、Lモード中をしのぐ熱流束となっている。そのピークは、セパトリクス面の両側に分かれ、上側のピークの半値幅は、Lモード中よりもずっと大きい。ELMの本質について、まだ定説がない。境界プラズマの圧力勾配が大きくなってバルーニングモードが不安定となってELMが発生すると解釈するのが有力であるが³⁴⁾、それによる熱の放出が図12の構造を説明できるかどうか検討する必要がある。またそう考えると第二安定領域にもとづくHモードのモデルは成立しない。引き続きELMのパルスの際に Z_{eff} が上昇しパルスによる急減少とをくりかえす³⁵⁾。 Z_{eff} の上昇が引金となるというモデルも可能である。何が引金であるにせよ、ELM中はtransport barrierが壊れているので、H相ではなくなっている。従ってバーストを短いLモードと解釈するのも可能である。

ELMのバーストを繰り返す放電と、バーストが無い放電を比較したのが図14である³⁶⁾。細かいバーストが多数ある場合は電子密度の上昇が小さく、後半準定常となるが、エネルギー閉じ込め時間は、Lモード時とそれほど変わらず、 τ_E から見たHモードの質はよくない。一方、バーストが無い場合は、電子密度が直線的に上昇し、エネルギー閉じ込めの改善が最初よさそうに見える。しかし、鉄の不純物線の増加に呼応して主プラズマからの放射損失パワーが増大し、transport barrierは形成されつつけているにもかかわらず、途中からエネルギー閉じ込めは劣化し、L相より悪くなる。ついには、 $P_{rad} \gtrsim P_{NBI}$ となりNBIパワーを加え続

図13. NB加熱時のダイバータ板への熱負荷分布。① L相、
② バースト間の静かなH相、③ バースト中のピーク時。
(〔33〕より引用)

図14. ELM がある時 (a) と無い時 (b) の放電波形の比較。

($I_p = 320$ kA, $B_T = 2.2$ T, $P_{NB} = 3.3$ MW, $H^0 \rightarrow D^+$)

FeXXII, FeXVIIIはそれぞれ 中心と $r/a \approx 2/3$ で光っている

鉄の不純物線である。全放射パワーと中心からの放射パワーの

変化は P_{rad} と $I(0)$ で示されている。 ([36]より引用)

けているにもかかわらず $H \rightarrow L$ 遷移している。同様なことが JET においても観察されており³²⁾、たとえばこの損失パワーが増大した結果、表面のセパトリックス磁気面を通過するパワーが $3.5 \sim 4$ MW になった所で、加熱入力によらず L 相に戻っている。すなわち、大型装置でも準定常状態として、質のよい H モードは得られていない。これが H モードのもう一つの大きな問題点である。H 相では、粒子閉じ込めがよく、不純物の蓄積も生じてしまう、ELM があると、不純物も放出して蓄積を抑制するが、エネルギーも同時に放出するので、エネルギー閉じ込めの改善は少ない。

2-3 H モードの一生のまとめ

今まで言及しなかったことも含めて、実験事実を H モードの一生としてまとめると次の事が言える。

1. $L \rightarrow H$ 遷移の必要条件 (Phase 0)

- ① プラズマがある一定の条件を満たすために必要な加熱パワーの閾値 (P_{th}) がある。
- ② オーミック加熱を含むあらゆる加熱法及びその複合法で生じる (閉じ込め時間内ならば追加加熱パワーが切れた状態でも生じる)。
- ③ セパトリックスの有無によらず、ダイバータ配位でもリミター配位でも生じる。

④ 閾値 P_{th} は次の様な状況で小さくなり得るが、一旦遷移すれば τ_E を含め挙動は類似性を持つ。

イ) イオン ∇B ドリフトが X 点の位置の方向に向いている方。

ロ) X 点と bad-curvature 領域が離れている方。

ハ) リミターがプラズマ表面から離れている方。

ニ) 中心加熱より周辺加熱の方。

ホ) sawtooth による熱や粒子パルスの放出がある時。

ヘ) 不純物による周辺放射冷却の少ない方。

ト) 主プラズマ回りの中性ガス圧が低い方。

チ) 安全係数の低い方。

リ) プラズマ電流, トロイダル磁場が共に低い方。

二) プラズマのトロイダル回転とプラズマ電流の向きが同じ方。

⑤ プラズマのガス種によって遷移条件は違い, 質量, 荷電の依存性がある。

⑥ 追加熱を始めてから遷移を起こすまでである時間を要する。

2. L → H 遷移 <Phase 1>

① 境界プラズマの電子温度や密度 (またはそれらの勾配) が閾値に達する。

② セパトロリクス面すぐ内側に transport barrier が形成され, プラズマ境界を横切る熱と粒子の流出が激減する。

③ ダイバータ部に流入する熱流と粒子束も激減する。

④ SOL 外で観測する磁場の揺らぎが減少する。

3. 遷移後の閉じ込めの時間発展 <Phase 2>

① L → H 遷移後, セパトロリクス面の内側で, 温度や密度の急勾配化が進み, 電子温度の pedestal 化が生じる。大型装置では電子密度が hollow になる傾向がある。

② 電子密度の増加に応じたゆっくりとしたタイム・スケールでエネルギー閉じ込め時間が上昇する。

③ H 相の τ_E は L 相の 2 倍程度であるが, 依存性ははっきりしていない。 n_e と I_p とを分離して整理することが大事である。

④ sawtooth が消失したり, 活動領域が小さくなったりする (電流分布の平坦化を示唆する)。

4. 不純物蓄積と ELM <Phase 3>

① 閉じ込め時間のタイム・スケールで不純物の蓄積が起きる。

② しばしば ELM によるバーストを伴う。バーストの中味は粒子流, 熱流及び SOL の外で観測する磁場揺動振巾である。

③ ELM は, 瞬間的に熱と粒子を表面付近の pedestal 領域からはき出す。その後, n , T の減少が内側へと伝わる。

- ④ ELMの大きさや頻度は、配位、プラズマのガス種、不純物、トロイダル回転に依存し、エネルギー閉じ込めの改善が小さい要因となっている。
- ⑤ ELMのバーストが無ければ、電子密度の上昇と不純物の蓄積が続き、準定常とはならない。ついには、radiation collapse を起こすか、または β 上限に達して、閉じ込めが劣化する。

5. H→L 遷移〈Phase 4〉

- ① 追加熱のパワーでなく、表面を通過する熱流が下がると生じる。
- ② 中心部の放射損失の増大で $P_{rad} \gtrsim P_t$ (総加熱量) になったり、追加熱終了後 τ_e 程度経た後に生じる。
- ③ H→L 遷移直前の周辺の T_e は L→H 遷移直後の T_e より低い。
- ④ しばしば、 H_α / D_α 光のバーストを伴う(回復しないELM?)。

3. 実験の解釈とモデル理論

前章で整理した様に、Hモードとは段階的な多くのプロセスの複合体である。更に、ある過程(例: L→H 遷移)も何種類かの機構の重ね合わせで起きている可能性や、更には並列的な L→H へのパスがある可能性すらもある。ここで、まず実験事実をふまえてモデルを作るためのHモードのストーリーを整理する。各状態でどこに曖昧さがあり、モデルが分かれるかも見渡す。次に各段階の理論モデルを概観しよう。そこでは L / H 遷移の機構の説明が中心課題である。

3-1 Hモードのストーリー(前章を受けて)

Hモードの誕生から消滅を考えるために、場所を図15の様に区別する。例として上側ダイバータを取ってあるが、他の配位の時は、それぞれ読みかえる事。内側リミターの時は、D がリミター近傍の SOL プラズマである。

Phase 0 (Lモード相)

これは遷移が生じる前迄のプラズマの状況である。ある加熱パワーやダイバータの条件等の実験条件を与えて、それが与えるプラズマの分布がHモードに遷移するのに十分であるか否かは、この相の輸送係数や拘束条件などで決まる。すなわち、輸送係数や追加熱パワーだけでなく、Cの領域のプラズマがどれだけそこで壁とリサイクリングを起こしA(A')のプラズマ中に中性原子を送り込

図15. ポロイダル断面の概念図。

領域A(表面近傍)とC(SOL)の境界は最外熱磁気面。Aのうち、表面から ρ_{pi} 程度の厚さを領域A'とする。A'には内より熱流 P_{in} が流入し、 P_{out} が流出する。

んでいるか、不純物がどれだけ周辺で放射冷却しているか、という様な条件がどの様に設定されるかによって、 AA' の領域のプラズマ・パラメータが決まる。ここでの過程は、次の遷移のための条件 (T_{edge} や ∇T_{edge} 等々) がどの様な外部パラメータ (例: P_{NBI} , プラズマと壁のクリアランス ...) で得られるかを決めている。遷移のための条件 P_{th} について、加熱パワーで整理されたパラメータ依存性が実験で調べられている。しかし、それは遷移の条件のプラズマ・パラメータに対する依存性に最終的には依るものの、それよりもむしろその条件を実現する為の、Lモードの閉じ込めの性質や運転条件の積み重なりを反映している。

Phase 1 (L→H 遷移)

A' で分岐が生じる。周辺温度 (密度) (又はその勾配) が閾値を越えると、 C へ流出する熱が急に減少する (Transport barrier 形成)。分布のパラメータが閾値に達する直前の流束と直後の流束を比較すると、パラメータは少ししか変わらないにもかかわらず、流束は大きく変わっている。一つの分布値に対し二つの流束値を取る様な遷移であると思われる。熱流の減少が conductive 又は convective の項の減少から由来するのか、またトリガーがどこから来るのか、分岐の性質は如何か、それらをどの様に考えるかによってモデルが分かれる時である。

Phase 2 (Pedestal 形成期)

C へ流れ出る熱流 P_{out} が激減するため、 A' に流入する熱流 P_{in} との差 $P_{in} - P_{out}$ がステップ状に増し、 A' 部分に pedestal が形成され始める。同時に P_{out} , Γ_{out} が減少するため C 部分の温度や密度の fall-off length が短くなる。その結果、 C 近傍のリサイクリングが減り、壁からの悪影響 (中性原子、不純物) が減る。 $A(A')$ を冷却する源が減少する。これは P_{out} が減った時 A' 領域を高温にする方向の影響であり、正の帰還の機構となっている。

Phase 3 (τ_e 上昇期)

エッジ部分の T_e や n_e の上昇から B の部分でも T_e や n_e が上昇し、ゲタをはいた分布が全体で形成される。ただし、密度の周辺での上昇は、主プラズマ内部の粒子源を減少させるので、密度の pedestal が急すぎる時は n_e は平坦化する。

密度の上昇により κ_e が減少する。

時間は更にかかるが、温度分布が相対的に平坦化するので電流分布 j は平坦化する。中心の j の減少が大きければ、sawtooth 活動は減少するか消える。また low- m テアリングモードなども安定化される。

不純物は表面の急勾配により集中を始める。

Phase 3' (ELM)

ELM 活動が A' で始まる。バーストで熱や粒子を D , E 部へ搬び去った後、また pedestal 形成が始まる。バーストには $\tilde{B}$ も伴うので、ELM が磁場揺らぎを原因とするのか、それとも $\tilde{B}$ はプラズマ噴出で誘起される結果なのか、モデルの分かれるところである。

ELMの周期はきわめて多様で、sawtooth活動の規則性には比べものにならない。

ELMが生じない場合は、中心の radiation collapse へと結びつく。密度が上昇してゆき Z_{eff} が一定であっても $\bar{n}_e^2$ に比例して中心からの放射損失が増し（例えば総加熱熱量 P_f に追いつけば）L相にもどらざるを得ない。

Phase 4 (H→L 遷移)

L→H遷移の逆過程であろう。Hに回復しないELMなのかそれともELMとは異なるのか、整理は進んでいない。 A' で生じるのか、その他にトリガーがあるのか、モデルに自由度がある。

3-2 理論モデル

HモードとLモードと二つの状態がある事を説明するモデルはいくつか提案されている³⁷⁻⁴²⁾。二つの状態をもたらす機構からそれ等を区別すると、主として二分される。すなわち、異常輸送係数（とそれを生む揺らぎのスペクトル）自体に分岐が生じる事が原因であるとするものと、粒子輸送や新古典輸送が分岐をもたらすものとに分かれる。また遷移がA-Dのどこで生じるものとするか、モデルの分かれる所である。

Transport barrier と言っても、それが粒子閉じ込めと convective energy loss を改善するものなのか、それとも conductive energy loss を低減するものなのかが、モデルの中心のひとつである。論文〔21, 37-41〕については解説³⁾に丁寧な説明があるので、できるだけ繰り返しは避ける。

遷移の性質

理論モデルの与える基本的な性質に、熱流 q と温度勾配 ∇T 、粒子流 Γ と密度勾配 ∇n との関係がある（もちろん ∇T や ∇n が本質的パラメータなのか、絶対値 T, n が大切なのか、モデルに依存するが、表面近傍では T, n が大きい事と $\nabla T, \nabla n$ が大きい事は一装置では等価なので、漠然と $n, \nabla n$ と書く）。加熱パワーが一定であっても端で高温・高密度の分枝(H)と低温・低密度の分枝(L)があるためには、流れと勾配の間に単調でない関係が必要である。

これはまず〔37〕で指摘された事で、図16aの様な曲線（“N字曲線”）が提案された。N字曲線では一つの値（勾配）に対し一つの流れが決まる。それに対し図16bの様な曲線では一つの値（勾配）に対し二つの流れを取る事が可能であり、相転移に見られる強い遷移を生じる事ができる。

図16. 勾配 ($\nabla n, \nabla T$) と流束 (q, Γ) の関係を示す概念図。(a) の場合 q, Γ は一価関数であるが (b) の場合は多価関数となっている。

どちらの特性曲線を持つかによって、二つのモデルの予言には次の様な差がでる。仮に、 n 、 T のうち T を代表にして話を進める。まず、N字型の曲線の場合、 $L \rightarrow H$ 遷移が生じる温度 T_1 、と $H \rightarrow L$ 遷移の生じる温度 T_2 に対し、 $T_1 < T_2$ となる。一方、Z字曲線の場合、 $T_1 > T_2$ となる(他のパラメーターを一定にして考えた場合)。 $q[T]$ のヒステリシスがZ字曲線の場合には現れる。加熱パワー P_{in} から放射損失 P_{rad} やCX損失 P_{cx} を差し引いたものが最外殻磁気面付近 A' へ流れ込む熱流 Q となろう。 Q が曲線 $q[T]$ の極大値を越えると $Q - q$ の値は、プラズマ・エネルギー W の増分率 $\dot{W}$ になる。N字型とZ字型とは、 $\dot{W}[T]$ が異なる。すなわち、 T_1 で遷移が生じる直後に、N字曲線では W が $T - T_1$ とともに連続的に大きくなってゆき、外へ流れ出す熱の減少(transport barrier 形成)と高い周辺温度(pedestal 形成)とが同じ時間スケールで起こる。一方、Z字曲線では、 $T > T_1$ となった直後が $\dot{W}$ は最大になり、transport barrier が pedestal より先に生じる描像となる。

Z字曲線とN字曲線とどちらが適切な描像であるか実験で決定されているわけではない。しかし、図2の例や加熱入力に閾値近辺のASDEXの実験によれば、遷移直前のsawtoothの温度パルスのピークと直後のピークとで殆ど高さが変わらないにもかかわらず、L相では正の熱パルスが、短いH相では負の熱パルス(持続時間が極めて短いH相)が、スクレイブオフ・プラズマを伝播してゆく事実が認められている²⁾。このことから、プラズマ・パラメーターには少しの差でありながら、流れとしては大きく異なるという性質をH相とL相の境界は有していると推定され、Z字型の特性を持っているという作業仮設が成り立つ。

スクレイブオフ・プラズマの遷移

遷移がスクレイブオフ・プラズマで生じる可能性は〔37, 43〕で論じられた。これはtransport barrierやpedestalがスクレイブオフ・プラズマでは生じていない事がわかり、関連が薄いと考えられる様になった。

最近、ここでの遷移が主プラズマの遷移の引金となるモデルが提案されている¹⁴⁾。次節以下で論じられる様な機構で A' での勾配に閾値があって、例えば $\nabla p > \nabla p_c$ で遷移という様になっているとしよう。磁力線に添ったスクレイブオフ領域での熱流束 $q_{||}$ とともに(粒子束は固定するとする)、 T の小さい(n と p の大きい)分枝から、 T の大きい(n と p の小さい)分枝へ移ったとしよう(図17参照)。するとmid-planeで見てセパトリックス外側の圧力 p が下がり、すぐ内側の ∇p を大きくすることで $\nabla p > \nabla p_c$ という具合になる、というのがこのシナリオである。すなわち、sawtoothの熱パルスが内側から伝播し遷移をトリ

図17. ダイバータ・スロート(CとDの境界)近傍の温度と SOL の流束 q との関係の概念図。

ガーするというシナリオの他に、スクレイプオフ・プラズマを外から負の Δp のパルスが mid-plane へと伝播し遷移を引き起こすという可能性が指摘された。これはトリガーのモデルであって、実際にダイバータから主プラズマへとさかのぼる事が観測され得るか否かにより検証される。

主プラズマ表面での遷移

次に領域 A' での遷移のモデルで、どのような Z 字型の曲線が得られるかを考えてみよう。

表面近傍の微視的不安定性モデルに基づく理論については解説³⁾に丁寧な説明がある。現在迄の所、安定性に基づいた分岐の議論は、セパラトリックス磁気面付近ではシア・パラメータ $\hat{s} = r q' / q^2$ が大きくなるため、MHD モードにしる抵抗性モードにしる大きな ∇p を取っても安定になりうるという理論に基づいている。セパラトリックスに近付くと、良い曲率と悪い曲率の領域の間の connection length (長い程不安定) は q に比例するので $\ln|a-r|$ でスケールするが、シア・パラメータ $\hat{s}$ (大きい程安定) は $1/|a-r|$ でスケールし、 $\hat{s}$ が大きくなる方が q が大きくなるより早いから、セパラトリックス近傍では安定化効果が勝り ∇p を大きく取れるであろうという事である。これ等のモデルの多くに対しては、解説³⁾にもある通りセパラトリックス配位でもなぜ L モードの時に ∇p を大きく取れないのかが、問題である。更に、何よりもリミター配位でも遷移が生じ得る事は、セパラトリックスの性質に基づいた H / L モデルを間違えとは言わない迄もきわめて不完全なものである事を示す。分岐の性質を持ち得るか否かは、例えば [40] の様に第二安定化領域という形で盛り込む事が出来る。しかし、何のパラメータを選べばそれを正確に表現した事になるのか、モデルを新たに作る必要がある*)。安定性に基づいたモデルのもうひとつの問題点は、仮に (JET-2M の様に) セパラトリックスでない磁気面でも安定 / 不安定の遷移が生じる事を説明できたとしても、今後は何故表面以外の他のすべての磁気面でそうした遷移が生じないかを説明しなければならない点である。

H モードでは L モードに比してスプレイオフ層の外で見た磁気揺動が小さい事は実験事実であり、揺動自体に分岐が生じる事を第一原理とする仮説は未だ有力であるが、上記の様な問題を説明する為には根本的な所で進歩が要るだろう。

不安定性ではなく、表面プラズマである事に原因を求めるモデルには近年進歩が見られている。“表面”に近いプラズマを、中のプラズマと区別する性質には、プラズマのパラメータで表現すると ① 分布函数にロスコーンがある事 ② 温度密度分布が磁気面上で均一でなくトーラス対称であっても二次元構造を持つという事がある。環境から言うと、中性原子が多い事、不純物の放射損失が低温で大きい事などがあるが、それ等の効果は、主プラズマでのパラメータに影響を与えるが、分岐現象 (すなわち Z 字曲線型の特性) 自身は、主

*) [40] は表面付近の電流密度が第一安定領域と第二安定領域を融合させる機構を生むとしている。しかし、 I_p を上下して V_ℓ を正負に (表面付近の電流密度を正負に) する JET-2M の実験で H 相が続いている⁴⁵⁾事を考えると、それは適切なパラメータではなかろう。また実際の配位で計算した MHD 安定性の定性的性質は表面付近の電流密度によらない⁴⁶⁾。

プラズマの性質そのものに起源しており, 中性原子等は遷移のための条件の実現性を左右するものと考えられる¹⁴⁾。

温度分布が二次元になる事は, 熱流束の中の $B \times \nabla T$ の項を通じて磁気面を横切る熱流に影響する。Hinton のモデル²¹⁾ (詳細は解説³⁾に譲る) によれば, Pfirsch-Schluter 領域でのイオンの熱流は, セパラトリックス磁気面を横切る平均のイオン温度勾配 $\langle \partial T / \partial r \rangle$ によって

$$q_i = \frac{-n x_i}{\left\{ 1 - \sigma \frac{\sqrt{2x_i} \tau_{\parallel}}{T} \langle \frac{\partial T}{\partial r} \rangle \right\}} - \langle \frac{\partial T}{\partial r} \rangle \quad (1)$$

と表現できる。ここで $x_i = 1.6 q^2 \rho_i^2 \nu_i$ は PS 領域でのイオン熱伝導率, σ は X 点がイオン ∇B ドリフト方向を向いている時 +1, 逆の時 -1 で, 上下にある場合 0 である。このモデルでは図 18 に示す様に ∇B ドリフトの向きにより q_i と $\langle \nabla T \rangle$ との特性が変わり, 同じ熱流 q_i に対し $\sigma = 1$ の方が大きい勾配を取る事が説明できる。この特性はしかし, H モードの分岐現象そのものを述べるものではなく, 分岐が生じる為の条件の良否を物語るものである。

分布函数にロスコーンがある事が A' 領域の表面プラズマのもうひとつの特性である。Ohkawa 及び Hinton は A' 領域をミラー閉じ込め領域として考えるべき事を提案している^{14, 15, 39)}。

ロスコーンの損失が主になるプラズマでは, 次元解析から $q_{\ell c}^i \sim \nu_i n T \rho_b$, $\Gamma_{\ell c}^i \sim \nu_i \rho_b n$ と評価される²¹⁾。この事から, q_i は T に見かけ上依存せず ($\nu_i \rho T \propto T^0$), 流子束 $\Gamma_{\ell c}$ によって温度が定められる事になる (もちろん, ロスコ

ーン損失の他にも普通の conductive 損失はあるわけで, それ等は温度にあからさまに依存する)。この考え方は, 外側に X 点がある様な配位では ν / ω_b が大きくなり, ミラー閉じ込めで高い温度が得られにくい事が予言される。X 点の位置についてエネルギー源と sink の位置関係については後述する。

表面のロスコーンの損失 $\Gamma_{\ell c}$ が温度を決める重要な要素であり, 分岐現象の源を $\Gamma_{\ell c}$ の分岐に求める事ができる。

ロスコーンの損失は径電場の効果を考えると分岐を起こし得る⁴²⁾。定常状態ではロスコーンに落ちる損失は電子の損失と釣り合っている。電子は, その損失機構が異常輸送に求められる。しばしば異常輸送は両極性 ($\Gamma_{ai} = \Gamma_{ae}$: a 添字は anomalous を意味) であると言われている。それは例えば静電波を励起する電子と, それを吸収するイオンの間で運動量保存が成立するからであるが¹²⁾, 表面近傍では, 電子に励起された波は,

図18. 表面近傍のイオン温度勾配と熱流。
 σ はイオン ∇B ドリフトと X 点の位置が同じ方向の時 1 で逆の時 -1 である。

SOL領域へと逃げてしまい運動量を持ち去るので、静電波でも非両極性になり得る。また磁場揺動により磁気面が微細に乱雑になる事で生じる異常輸送では、 $\rho_i > \rho_e$ であるために $|\Gamma_{ae}| > |\Gamma_{ai}|$ である事が指摘されている⁴⁷⁾。これ等をふまえ、異常輸送の粒子流は電子について非両極性であるものと考えられる。そこで[42]では $\Gamma_e(NA) \simeq -D_e n_e (n_e' / n_e + e E_r / T_e + \alpha T_e' / T_e)$ と表現する(NA : 非両極性項, $\alpha \sim O(1)$ の係数で、モードに依存する)。この事から、電場が外向きなら Γ は減り内向きなら Γ は増える事になり、共通の (n, T) に対し、二つの(それ以上の)流れを持つ可能性が生まれる。イオンの損失は、ロスコーンが $v_{||} / q R \simeq E_r / r B$ を満たす粒子になる様速度空間の中を移動する。電場により分布函数も歪むが、定性的評価のため、イオンはマクスウェル分布に近いものと考えてみる。するとロスコーンによる損失 Γ_{ic}^i は(これはもちろん非両極性) $(\rho_i \nu_i n_i / \sqrt{\epsilon}) \hat{F} \cdot \exp \{ -(E_r e \rho_p / T_i)^2 \}$ 程度に変化する(ここで $\hat{F}$ は bounce-average による $O(1)$ の係数)。これ等をつり合わせ $\Gamma_e(NA) = \Gamma_{ic}^i$ を要求すると、電場の満たすべき式

$$\exp(-X^2) = d(\lambda - X) \quad (2)$$

が得られる。ここで $d = T_i D_e \sqrt{\epsilon} / T_e \hat{F} \rho_p^2 \nu_i$, $\lambda = -\rho_p T_e (n_e' / n_e + \alpha T_e' / T_e) / T_i$ で $X = e \rho_p E_r / T_i$ である。この式は、電場(X)に対し分岐を与える。すなわち、与えた d に対し、勾配 λ が小さい時、 $X \lesssim 0$ であり($E_r \lesssim 0$) 流束は大きく convective loss は大きい(Lモード)。それに対し、ある値 λ_c を超えると、 $X > 0$ ($E_r > 0$) の分岐に移り、流束と convective loss は小さくなる(図19参照)。これから、局所的パラメータ(n, T)に対し流れがZ字型の分岐を示す特性が得られる事になる。この式は定性的な評価であるが、イオン流束は漸近的に $|E_r|$ の大きい所で正負にかかわらず減少する(しかし正值に止まる)という性質が、このZ字型の分岐をもたらす特性であり、この近似にはよらない性質である⁴⁸⁾。

こうしたモデルを取れば、遷移が何故リミター・ダイバータのいずれでも生じるのか、そして表面付近で生じるのか説明することができる。逆にこのモデルから磁場の揺らぎの変化を説明する必要がある。磁場揺らぎのうち m の低いものは後述し、ここでは $m \gtrsim 10$ の揺動を論ずる。プラズマの外に配位されたプローブでは、確かに $m \gtrsim 10$ の揺らぎが認められているが、 m の高い揺らぎは、揺らぎを生

図19. 領域 A' での勾配 $\lambda = \rho_p T_e (n' / n + \alpha T_e' / T_e) / T_i$ と convective heat flux (a). その時の径電場 (b). ある勾配で分岐が生じる。

むプラズマ中の揺動電流 $\tilde{j}$ の位置からの距離が離れる程 (観測点からの距離の $-m$ 乗で) 小さくなるので, チェンバ付近においたピックアップ・ループコイルでは SOL プラズマ中に $\tilde{j}$ を持つ様な揺らぎが多く観測される。transport barrier が形成されて SOL へのプラズマ供給が止まり, SOL プラズマが L / c_s (L はダイバータ (又は内側リミター) との磁力線に添った距離) 程度の時間で失われると, 揺らぎの観測量が減少する。ダイバータ領域へのエネルギー流入が減少した後, H_α / D_α が減るには有限の時間がかかるので, H_α / D_α の減少と, transport barrier 生成とどちらが先に生じたのか, その点を考慮して実験結果の因果関係を整理する事が必要である。JET で X 点近傍に位置するピックアップ・プローブで揺らぎを測った結果によれば, そこで受ける揺らぎは H / L ですっかり振幅を変えるが, 主プラズマ中の揺らぎとは直接関係の無いものとされている。

論文 [41] の著者が論じている様に, 抵抗性モードにより生まれる異常輸送は, 温度が上昇すると小さくなる。そのため A' の領域に transport barrier が出来て, その内側の温度が上昇すると, その領域での異常輸送を減少させる。この様に, 周辺 (A) で予言されている様な x_e の温度に対する望ましい依存性は, A' で生じた改善をより内側へと伝播させる機構になっている。

H 相の輸送

L 相と H 相のプラズマの微視的な輸送係数の本質的相違は, 表面を除くと無いと考えられる。巨視的な MHD モードには差がある。H 相で期待される相対的に平坦化した温度分布では, 電流分布も平坦になり有理面上の dj / dr が小さくなり, テアリングモードは安定化されよう。また電流の中心集中が妨げられるので, 中心付近の q が 1 より大きくなれば $m=1$ モードも現れなくなるであろう。こうした点からは H モード分布が L モード分布より好ましい安定性を持つことになる。しかし, 電流分布の変化は古典電気伝導過程に従う限り τ_R のオーダーであり, 電流分布の再編成に要する時間は, 温度密度分布が τ_E 程度の時間で変わるのに比して十分ゆっくりである。従って, 当面大型装置で観測されている結果では, 平均の J 分布の変化が如何に効果を与えているか区別が可能であろう。2.2 でも見たように現在の JET の結果では, $r/a = 1/2, 2/3$ 等の内側では熱流 Q と ∇T との関係を実験から整理すると, L モードの放電も H モードに於ても有意の差は認められていない。すなわち, 仮に $Q = -n x \nabla T$ (x は T や ∇T の汎函数を許す) と書くと, $n x$ は L/H とも共通の性質を持つ事を意味する。ASDEX, JET とも x は H 相で改善され得る結果を示しているが, 同じ加熱パワーで密度が上がり得る事が原因であるとも考えられる。この作業仮説は, むしろ L モードの時の x_e の解析で $1/n$ の性質が出ているのか否かにより検証されるべきであろう。現在の所, H 相と L 相とでは, 微視的に x_e が $[n, \nabla n, T, \nabla T \dots]$ といったパラメータに異なった依存性を持つ事は考えにくい。

この考え方に立つと, H モードの閉じ込めの改善が pedestal のもたらす「ゲタ」にあるのか中央部でも ∇n や ∇T に改善があるのかという問に答える事ができる。これは半径が大きくなっていった時, 半径とともに H と L の差が大きくなってゆくのか (体積全体での改善) またはほぼ平行移動に近い (「ゲタ」のみ)

なのか予言する上での決め手である。pedestal の形成が密度で強く起こると、粒子源の周辺局在化を生み、中央付近では $n_e(r)$ は平坦またはホローになり易い。そうした時には、中央付近では x_e は改善されない（場合によっては悪くなる）事が考えられ、閉じ込めエネルギーの増分は周辺の「ゲタ」からの寄与になる。その時には、大型化してゆくにつれH相での改善は目だたないものになってゆく。

不純物は、新古典論によれば $\Gamma_z \propto (-p_z' / Z p_z + p_i' / p_i)$ なので、pedestal が形成されると蓄積が加速される。まず遷移（L→H）により SOL プラズマが減り不純物流入が減り Z_{eff} は遷移直後は減るが、その後蓄積され Z_{eff} は上昇する傾向にある。

ELM (Edge Localized Mode)

ELM は H_α / D_α や $\tilde{B}$ のバーストを伴うので、ELM を起こすものが何であるのか考える時に、やはり安定性に基づく議論とそうでないものに分かれる。

安定性を破るとする仮説は、H相が第一安定領域にあるというモデルを取ると、表面近傍の ∇p （又は $\nabla n \dots$ ）に閾値 ∇p_c があるとする事で定量化できる。MHD モデルを取り、バルーニングモードを考えると、ダイバータ配位では ∇p_c はセパトロックスに近づく程大きく取れ（ $\nabla p_c \propto \hat{s}$ ）、リミターの場合と定量的に異なる。しかし実験で到達できる ∇p は（少なくとも評価されている ∇p_e は）、リミターとダイバータでは（表面でそれぞれ $\hat{s} \rightarrow 0$ (1), $\hat{s} \rightarrow \infty$ の差があるにもかかわらず）大きな差は無い。またダイバータ配位というひとつの配位の中でも、ELM の時とその他で表面の ∇p は図 12 にある程度には互いに近い値を取る。また、ELM 前の ∇p が ∇p_c に達していないようなデータもしばしばみられる。この事から考え、当面は不安定性の閾値では整理できていないというべきである（第二安定領域にH相があると考える立場に立って、ELM では安定性が失われるとするモデルもあろう。そうすると、バーストの形でプラズマを放出すると第一安定領域へとパラメータは移行する。再度第二安定領域であるH相にもどる機構が説明できない。

前述の不純物の蓄積に着目し、Ohkawa は周辺での Z_{eff} が H→L の遷移（回復すれば ELM になる）を引き起こすというモデルを提案している⁴⁹⁾。実際 DIII-D の計測によれば、ELM のバーストとバーストの間に周辺での Z_{eff} が上昇し、ELM のバーストにより急に減少する³⁵⁾。この増加減少の周期的な振舞が観測されている。新古典論的な遷移の理論モデルによれば、径電場の正・負の解の閾値 λ_c は Z_{eff} に影響を受け高くなる。更に E_r による不純物の回転速度は super thermal になりバナナ巾が大きくなるので不純物の外向きの流れが主イオン同様に生じる。そして E_r を下げ E_r の負の状態（L相）に戻そうとする。前記のモデルによれば Z_{eff} が周辺で上昇すると、実現されている pedestal 勾配では、 λ が λ_c より小さくなってしまい、電場が逆転し L 相へと転ずる。transport barrier が消滅した後の周辺プラズマは ρ_b^2 / D_e の程度の時間で消える。この損失で λ も下がるが Z_{eff} も下がるので、再度 H 相へと遷移が起こる。この繰り返しは ELM であるとする仮説である。この考え方によると、ELM には不純物源の強さや SOL でのシールド効果、主プラズマ周辺の急勾配などで決まる Z_{eff} の値が鍵になる。それ等は外部から再現性よく制御できるとはかぎらない。プラズマ位置の少しの差で ELM の周期が変わったり、細かい多数の ELM のある場合や大きな独

立したELMや、ELMの消失など、 ∇p (∇n , $\nabla T \dots$) 自体はさほど変わらなくともバーストの周期や大きさなどのELMについては予言しにくい多様性があるが、それを不純物の量が多くパラメーターで微妙に影響されるという事で説明できよう。この検証は Z_{eff} や E_r の計測を待つ所である。長期的にELMのバーストを多数回繰り返す時に、プラズマがどの様になってゆくのかは、中心部に不純物が蓄積してゆくか否かによる。中心部に不純物が蓄積してゆけば、領域 A' に流入する熱流 P_{in} は除々に減少してゆき、ついには $Z_{eff} = 1$ の場合の q の極小値より小さくなり、その場合もはやHに復活することは不可能となる。

ダイバータ・リミター位置

リミターであっても新古典理論的なモデルに立つと、内側にある限りロスコーン損失はダイバータ配位と同様に論ずる事ができる。上, 下, の場合も程度の差に過ぎない。外側にX点があるダイバータ配位では確かに[15]で論じられる様に ν_{eff} が大きくなる。しかし $\omega_b \rightarrow 0$ となるのはセパトリックス面上のみで、有限の ρ_b やシアの効果から ω_b も小さくなくても有限に止まり、 ν_{eff} は大きくなるが発散はせず、セパトリックスが上下や内にある場合と定量的には異なるものの同じ様な議論は可能である。ただし、ロスコーンに落ち易くなるので(2)式から予言される様に閾値になる T (∇T)は高くなる事が予想される。

この他に、電子についても同じ傾向がある事がわかる。同じ熱流 Q に対して T_e は低くなる。その理由は、熱流の源とsinkの距離が近くなるためである。磁力線に添った熱流のバランスから電子温度について

$$T_b^{3.5} - T_d^{3.5} \propto QL \quad (3)$$

が得られている⁵⁰⁾。ここで T_d はダイバータ/リミター板上の温度、 T_b はプラズマ表面温度(赤道面内、トーラス外側)であり、 L はその二点間の磁力線に添った距離である。そこでLモードの時の熱流に於て次の様な仮説を採用する。すなわち、熱は磁気面を横切って逃げる時にトーラスの外側から逃げる^{42, 51)}。

(図20参照)。これは新古典論の予言する所であり、また不安定性もバルーニングモードの効果や、捕捉粒子が弱磁場側にある事を考えると磁気面を横切る熱流はトーラス外側に生じることになる。この仮説を採用すれば、内側リミターであっても、 $L \sim qR$ 程度を確保することが出来、高い電子温度 T_b 値を取る事ができる。しかし、外側リミターでは熱流の源とシンクが近いので $L \sim 0$ となり、電子温度が低く止まる。

以上の様に、ロスコーンに落ちるイオンの衝突頻度と電子温度の両面から、リミター/ダイバータの位置が境界での条件に与える影響をモデル化できる。ここで見られる様に、セパトリックスの位置が生むのはH/L遷移条件としては定

図20. トーラス外側から逃げる熱流の概念図。

量的な差である。ある配位で出来易い / 出来にくいと考えるべきで、出来る / 出来ないと考えるべきものではあるまい。

4. Hモードの問題点と課題

Lモードプラズマの閉じ込め則からリアクターを設計すると、大型化が要請され、小型化し(すなわち、小出力安価)で ignition にたどりつこうとすると、Hモードの閉じ込めをそのシナリオに必要としている。一方、Hモードの描像を作って行くにつれて、Hモード自体のかかえている問題点や課題が山積みしている事が明らかになって来た。すなわち、プラズマの閉じ込め特性に関して、大型化する場合や他のパラメータ領域に外挿し得る信頼できる理解がまだまだ不足しているという問題点は言うに及ばない。一方、Hモードが実現されるにしても、実際の炉設計のシナリオで要求されるダイバータ機能や、粒子捕給または加熱方式などに代表される外部系との両立性やプラズマの制御性に関して、解決されていない問題は多い。以下では、Hモードの周辺外部機器に及ぼす効果や、外部系のHモードに及ぼす効果などを現在までに得られている実験的知見や理論的モデルを通じて考え、今後の実験で検証されなければならない点や結果から得られるであろう今後の見通しについて述べる。

4-1 外部系との相互作用とその両立性——ダイバータ機能、粒子補給、加熱方式——

粒子排気はダイバータ機能としての一つの役割であるのが、H相に入った時には主プラズマから定常的な粒子流がダイバータ部に流れ込まなくなる。当然、ダイバータ室内のプラズマの昇圧効果もなくなり、dense-cold ダイバータ・プラズマは成立しなくなってしまう。現状では、H相の中のELMによる間欠的バーストの際に一気に除去するという受動的立場にあり、必然的に強力な強制排気が必要となる。またこの場合にはELM活動という不安定な自己排気機能を利用するわけであるが、その時に十分不純物がとり除かれしないと放射で主プラズマはつぶれてしまう可能性がある。これらに対してオープン・ダイバータ方式とクローズド・ダイバータ方式の優劣はわかっていない。

熱流の排気に対しても同様の事が言えて、バーストの際の熱流の最大値と不規則性による負荷の変動をダイバータ部で十分吸収できるかが問題となろう。また、H相にある場合には、プラズマの表面近傍のイオンも高温になっている。このイオンの高温部分はL相の時と比べて壁に近くなっており、中性原子との荷電交換で生じて壁をたたく中性粒子束が高エネルギーになり、壁のスパッタリングが大きくなるだろう。また主プラズマからの放射損失による壁への熱負荷が増す事になる。ダイバータ機能の一部である遠隔放射冷却の作用が期待できない事を鑑みると、壁材等への拘束条件がきつくなる事を示唆する。それらのために、主プラズマ表面の transport barrier の有効性をもう一度考え直す必要性が出来る⁵²⁾。

粒子の制御に関してもいくつか問題がある。NBI加熱の時、H相に入るとELMにない場合には密度は無制御の状態で上昇を続ける。ここでNBIを切ると、中心部での粒子源がなくなり、境界層部分

に粒子源が集中し、密度は平坦だったり、時にはhollowな分布となってしまう。 x_e の性質で述べた様に中心部の閉じ込めを良くしようとする中心部の密度を上げる必要があるが、今の所、解決策は出来ていない。粒子制御と加熱を独立の外部系（例えば、ペレットとRF加熱）で制御しようという動きもあるが、ペレットの場合は密度の持込み方が定常的ではなく周期的になり、入射に従ってプラズマの温度を冷やしてしまう特性があり、RF加熱は二次的な不純物の効果が問題となり易い。粒子束の transport barrier に対し不純物がどの様に排気され得るか、粒子排気の必要はあるものの、その見通しがたっていない。

粒子排気、不純物除去機能を減ぜられてH相でいかに中心密度を上げるかが問題であり、両立性の有無を調べ、両立する方法の開発が問題であろう。

H相の利用と、加熱方式の両立性についての議論は、粒子の制御性（不純物制御も含む）と切り離して考える事はできない。たとえばNBIの場合には加熱の際に中心に粒子を持ち込む。RFの場合には中心に粒子は持ちこまないが、アンテナ材やその周辺の壁材などの不純物を持ち込み易い。またアンテナ近傍のリサイクリングにより周辺の粒子源を増し得る。不純物の存在はELMやH/L遷移の原因の一部と考えられるので、十分対策がなされなければならない。ELMを起こさない様な運転を行うと放射でプラズマ自体をつぶす可能性もある（radiation collapse）。またRF加熱の場合は、SOLプラズマの密度変化がプラズマに結合するパワーに敏感に影響してしまう。H相とELM時のICRFのアンテナ負荷の比は10倍程も違う実験結果（DIII-D）もあり、急激な密度変化は加熱入力の変常性を保つことに困難さを要求する。もともとの負荷抵抗が十分大きければH相での負荷抵抗下に応じられる。両立させるには、それをみこした位相制御などの能動的制御が必要となる。

4-2 モデル理論とその実験的検証への示唆

実験結果の解釈やその推論からの問題点を挙げて来たが、今度は我々のモデル理論と比較しながら今後の実験的検証や方向性について考えてみよう。

新古典理論的な考え方で遷移を説明しようとするとき、鍵になるのは A' の局所的なパラメータと、 A' へ流れ込む熱流 Q と粒子流の関係式である。加熱パワーは Q と直接対応しないので、threshold power という考え方は直接に原理を検討するデータではない（例えば、ASDEXとJFT-2MはHモードに遷移するthreshold powerは何倍も異なるが、閾値と考えられる A' すぐ内側の温度はいずれも5-600 eV程度（代表的な値）であり、装置サイズが似ている事を反映している）。Interpretationを経るにしても Q を評価し、表面近傍の Q と n , T という量との相関を取る事が必要である。2章、3-1章で述べられている様な性質は当面の所、ここで述べたモデルと矛盾はしていない（少なくとも定性的に）が、電場が全く測られておらず、“hidden variable”の立場に止まっている。直接に E_r , E_θ を測る事が新古典理論的な考え方のモデルの妥当性を判断するために不可欠な要素である。モデルの検証の為にはまだいくつかの実験法がある。たとえばエッジ部分の加熱が中心加熱よりL→H遷移をさせやすい事が示されている。そこで、ECH, ICRF

などで共鳴部分を移動させてその効果を定量的に検証できるかである。またNBIの場合 co-injection と正の E_r と対応するので、 E_r を持ち上げる事によって L→H 遷移しやすくなると考えられる。

一方、磁場の揺動が分岐の引金であるとする考え方も、現在は作業仮説として成立する。この場合、transport barrier が形成される A' の領域の揺動を評価することが必要である。それが分岐を生じ、その為にスクレイプオフ・プラズマへと流出して行くプラズマが減少する事を示す事が出来るか否か、今後の実験に待つ所である。

熱流が convective であるのか conductive であるのかは上記の機構の妥当性を考える touch stone のひとつであるから、実験の定量的なデータが望まれる⁵³⁾。

プラズマ H 相に入ると周辺の急峻な勾配は不純物の内側の向きへのドリフトを誘起する。また不純物は電場の向きを負にしようとして H→L 遷移を強制誘起しようとする。この効果の大小はそこに存在する不純物の種類 ($m_z / Z m_i$, m_z , m_i は不純物と主イオンの質量) に依存するはずであるが、まだ実験的な検証はない。これらの L→H, H→L 遷移の制御性が確立されない限り、炉心でのシナリオの H 相への依存度は弱めざるを得ない事になる。

また H 相の利用を考えるのであれば、ダイバータ機能等の不安定さを克服しなければならない事を意味する。そのためには、L 相, H 相, ELM 時に、どのような粒子や熱流がどのような分布を持ってどのような強度でダイバータ板に入ってくるのか、それがダイバータ板の負荷として耐えられるものなのか、装置が大きくなった時への外挿性はいかなるものなのかも調べておかなければいけない事柄であろう。

もちろん、プラズマを自己燃焼状態へと加熱するプロセスでは、H モード状態にあると追加熱パワーが少なく済む長所を持っている。そこで、必要なパワーを定量的に予想するときに現状から将来への外挿性を考える必要がでてくる。加熱パワー P とプラズマ・エネルギー W_p との関係がどのような形にあるかスケーリング則の形で整理する例として off-set linear な形 $W_p = W_0 + \tau_{inc} P$ という式を用いるとする。中型装置では、 τ_{inc} が H モードと L モードで差がある様であるが、大型装置ではその差異が小さくなる。改善 W_0 の方に大きく見える³⁰⁾。OH プラズマで H モードとなる場合の閉じ込め時間が実験的に得られればより明確になるであろう。その W_0 や τ_{inc} のスケーリングだけでなく、 W_p の中身が熱粒子によるのかそれとも高速粒子であるのか区別する必要がある。すなわち、速度分布によって (また D , T 粒子と α 粒子のどちらであるかによって) 核反応出力が異なるため、自己点火領域への必要なパワー評価が変わるからである。

4-3 将来の見通し

H モード=イコール= トカマク閉じ込めの救世主という時代は終わりを告げようとしている。H モードは、まだその正体を我々に見せぬまま、我々に多くの問題点を投げかけている。H モードが境界付近の障壁だけで成り立っているという立場にたつと、中心部の n_{xe} は L 相と H 相とに差がない事を意味し (JET の結果がこれを示唆している事は前述の通りである) 大型化した場合に核融合出力で評価するとそのメリットは相

対的に小さくなる事になる。不純物や粒子排気対策に対しても、新たな問題を投げかけている。またこれらの観点とは別にプラズマ性能を規定している β 限界値とか low- q 運転の限界とかが独立の拘束条件として存在しそれぞれ炉心プラズマを別々に拘束している。 β 値限界や q 限界をゆるめたりこれらの拘束条件をゆるめる試みとして別種の運転方法（たとえば電流駆動）など実験がなされているが、それらとここで検証した事との両立性や相補性に関する実験も進むだろう事が期待されている。

一方、Hモード（L/H遷移）がプラズマのパラメーター（境界層部分までを含む）で決められるという観念に立つと、核燃焼プラズマ炉心で自然にL→H遷移（もしくはその回帰）を引き起こす事も推測される。図4のリミタの場合や図5の場合の様に T_b の上昇しにくい場合であっても、いざ十分な核融合反応が生じると、その熱流は追加熱の入力の一桁以上大きいものとなる。内部に生じる核反応出力の上昇とともに境界温度が閾値を越してしまう事は想像に難くない。前に述べた様に燃焼時にはLモード的運転の方が制御しやすいという見方が一般的であり、炉心の信頼し得るシナリオのためには、今度は、いかにしてHを起こさない様に制御するか、という問題もかかえこんでいる。もちろん安易に表面だけ磁気面をこわせばよいというような事は解決になっていない。すなわち、不純物の累積より早く制御できることが必要であり、プラズマの応答も考えた磁場の応答の速さが問題になる。さらに、Lモードに移行する程磁気面が乱れた時に粒子排気といったダイバータ機能さえ失われかねないからである。炉心プラズマの挙動は益々もって予測の難しいものに思える。我々は、ここに示した様な問題意識を持ちながら今後の実験や理論の進展がある事を望むものである。

謝 辞

ここで述べられた事をまとめるためには、安積正史、下村安夫、松田慎三郎、小田島和男、鈴木紀男、永見正幸、嶋田道也、三浦幸俊、若谷誠宏、東井和夫の各氏のほかの方々との議論を参考にさせて頂きました。また特に K. Lackner, F. Hinton, T. Ohkawa, F. Wagner, K. Burrell, S. Yoshikawa, D. Duchs の各氏との議論及びコメントに感謝いたします。図版の再録は原著者及び出版社、日本原子力研究所の御好意によるものです。

本報文作成にあたっては文部省科学研究費（一般研究）及び核融合特別研究の援助を受けました。また、原研一大学協力の事業にも負う所が大きい事を感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) F. Wagner, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1408.
- 2) F. Wagner, *et al.*: in Proc. Workshop on "Basic Physical Processes of Toroidal Fusion Plasmas" (Varenna, Italy, 1985).
- 3) 岡本正雄, 他, 核融合研究 **58** (1987) 105.
- 4) K. H. Burrell, *et al.*: in Proc. 11th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Aachen, 1983 (Pergamon Press, New York, 1983) Vol. 1, 11.

- 5) S. M. Kaye, *et al.* : in Proc. 11th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Aachen, 1983 (Pergamon Press, New York, 1983) Vol. 1, 19.
- 6) K. McGuire, *et al.* : in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984 (IAEA, Vienna, 1985) Vol. 1, 117.
- 7) 例えば Y. Miura, *et al.* : Research Report JAERI-M 86-148 (1986).
- 8) J. Luxon, *et al.* : in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (IAEA, Vienna, 1987) Vol. 1, 159.
- 9) A. Tanga, *et al.* : in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (IAEA, Vienna, 1987) Vol. 1, 65.
- 10) H. Nakamura and JT-60 Team, to be submitted to Nuclear Fusion.
- 11) 小田島和男, 核融合研究 56 (1986) 81.
- 12) 伊藤公孝, 伊藤早苗, 核融合研究 57 (1987) 280.
- 13) 伊藤公孝, 伊藤早苗, 核融合研究 57 (1987) 379.
- 14) T. Ohkawa, KAKUYUGO KENKYU 56 (1986) 274.
- 15) T. Ohkawa, KAKUYUGO KENKYU 56 (1986) 427.
- 16) 辻 俊二, 核融合学会 (1987) 第4回秋季講演会予稿集 26 Aa 4.
- 17) F. Wagner, *et al.* : J. Nucl. Material 121 (1984) 103.
- 18) K. Hoshino, *et al.* : J. Phys. Soc. Jpn. 56 (1987) 1750.
- 19) K. H. Burrell, *et al.* : presented in "Workshop on H-mode in Tokamaks" (San Diego, 1987).
- 20) M. Keilhacker, *et al.* : Plasma Phys. Contr. Fusion 28 (1986) 29.
- 21) F. L. Hinton, Nucl. Fusion 25 (1985) 1457.
- 22) F. Wagner, Nucl. Fusion 25 (1985) 1490.
- 23) K. Toi, presented in ASDEX Seminar in Schloss Ringberg (Schloss Ringberg, 1987).
- 24) JT-60 Team, Research Report JAERI-M 87-009 (1987).
- 25) V. P. Bhatnagar, *et al.* : in Bull. American Phys. Soc. 32 (1987) 5V5.
- 26) F. Wagner, Europhys. News 16 (1985) 48.
- 27) F. Wagner, *et al.* : Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1453.
- 28) M. Keilhacker, *et al.* : Plasma Phys. Contr. Fusion 26 (1984) 49.
- 29) K. Lackner, *et al.* : Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984 (IAEA, Vienna, 1985) vol. 1, 319.
- 30) A. Tanga, *et al.* : Nucl. Fusion 27 (1987) 1877.
- 31) M. Keilhacker, as in Ref. [19].
- 32) M. Keilhacker, Plasma Physics and Controlled Fusion 29 (1987), 1401.
- 33) E. R. Muller, *et al.* : J. Nucl. Mater. 121 (1984) 138.
- 34) P. Gohil, as in Ref. [19].
- 35) N. Brooks, as in Ref. [19].
- 36) M. Keilhacker, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984 (IAEA, Vienna, 1985) vol. 1, 71.
- 37) T. Ohkawa, *et al.* : Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 2101.
- 38) F. L. Hinton, *et al.* : in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984 (IAEA, Vienna, 1985) vol. 2, p. 3.
- 39) T. Ohkawa, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (IAEA, Vienna, 1985) vol. 2, 221.
- 40) C. M. Bishop, Nucl. Fusion 26 (1986) 593.
- 41) T. S. Hahm, *et al.* : Phys. Fluids 30 (1987) 133.
- 42) S. -I. Itoh and K. Itoh, Research Report HIFT-141 (Hiroshima Univ., 1987).
- 43) S. Saito, *et al.* : Nucl. Fusion 25 (1985) 828.
- 44) M. Shimada, in Bull. American Phys. Soc. 32 (1987) 7V14.
- 45) 鈴木紀男, 私信 (1987).
- 46) T. Ozeki, *et al.* : Research Report JAERI-M 87-004 (1987).
- 47) J. D. Callen, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1540.
- 48) トロイダル回転を考慮したより厳密な I^i の表式が得られている (K. Itoh and S. -I. Itoh, to be published) が, (2) 式は定性的に (数係数を除き) 正しい事がわかる。

- 49) T. Ohkawa, *et al.*: to be published in Kakuyugo Kenkyu.
- 50) M. Keilhacker, *et al.*: Phys. Scripta T212 (1982) 443.
- 51) S. Yoshikawa, private communication (1987).
- 52) 下村安夫, “トカマク開発の現状と課題” (科学研究費核融合特別研究第三班報告書 FR3 (86)-3 (1986)に掲載)
- 53) O. Gruber (presented in “Workshop on H-Mode in Tokamaks” (San Diego, 1987)) によれば, L → H 遷移に伴い, 電子とイオンの convective loss が大巾に減っているだけでなく, 電子の conductive loss の減少も表面近傍で認められている様である。