

6. L-H 遷移における乱流と粒子輸送

SHATS Michael G., PUNZMANN Horst and XIA Hua

Research School of Physical Sciences and Engineering, the Australian National University

(原稿受付: 2006年 3月13日)

粒子閉じ込め特性と乱流によって引き起こされる粒子輸送との関係について, H-1 ヘリアック装置の比較的低温のプラズマを用いて研究した実験結果について述べる. このプラズマは次元相似という観点において, 大型トカマクの L-H 遷移時における周辺ペDESTAL部と共通の物理的条件を備えている. 実験結果の示すことは, Lモード, Hモードどちらの場合においても, 乱流は直接的に粒子輸送を決定するのではなく, 径電場と帯状流(zonal flow)との相互作用を通して粒子輸送に影響を与えていることがわかった.

Keywords:

H-mode, turbulent flux, zonal flow, non-ambipolarity, radial electric field

6.1 序言

本章では, L-H 遷移における乱流輸送の役割についての研究結果のレビューを行う. 実験結果としては H-1ヘリアックの研究に限定するが, その結果が他のヘリカル系にどのように関連するかについても簡単に触れる. このような研究にはそれなりの限界があるが, 一方プラズマと閉じ込め磁場の特性はどのような実験においても共通点があり, この実験の特徴を十分活かすことが可能である.

トラスプラズマの全粒子輸送と乱流輸送との関係は, いまだ明確に理解されているとはいえない. 多くの実験において, 揺動によって引き起こされる粒子束の変化が, そのまま全体の閉じ込め特性の変化に結びついていないことが観測されている (例えば参考文献[1]). 一方, 電場とそのシアの変化と揺動による粒子束の変化との間には, より強い相関がみられる [1, 2].

本論文では, H-1ヘリアックの Lモードと Hモードの輸送を比較することにより, 同様な結論が得られることを述べる. Hモードにおいて乱流が抑制された時, 同時に密度が上昇することから全体の閉じ込めが改善されたと理解することができる. 一方では, 密度分布の変化と乱流による粒子輸送の変化との関係は, しばしば矛盾する結果を示すことがある.

H-1ヘリアックにおける研究の結果を一言で表現すると, 乱流が粒子輸送に与える影響は間接的で, 電場を通して影響を与えている. この結論の根拠についての議論を以下に示す.

H-1ヘリアックの実験結果と他の実験における L-H 遷移との物理的共通性については, H-1ヘリアックの低温プラズマと大型トカマクのプラズマとの間の次元的相似性によって論理的な根拠が与えられる. 次元的相似の概念は

Turbulent Particle Transport in the Context of L-H Transitions

SHATS Michael G., PUNZMANN Horst and XIA Hua

corresponding author's e-mail: michael.shats@anu.edu.au

Kadomtsev によって提案され[3], その後 Conner と Taylor によって発展させられた[4]. この概念はトカマクやヘリカル系の研究において, 将来の核融合炉レベルのプラズマの閉じ込めを予想するために用いられる輸送のスケリング則の論理的な根拠にもなっている. 無次元量のいくつか等しいプラズマは, 次元的に相似であると称される.

DIII-D トカマクの周辺ペDESTAL部のプラズマ[5]と H-1ヘリアックのプラズマは, いくつかの無次元量が共通となっている. 密度勾配のスケール長 ($L_n = n_e / |\nabla n_e|$) で規格化したイオンのラーモア半径は, 両者において $\rho^* = (0.4-1)$ であり, 電子イオン間の実効衝突周波数と電子のバウンス周波数との比として定義された相対的衝突周波数 ν^* は, H-1ヘリアックでは $\nu^* = (0.5-5)$, DIII-D では $\nu^* = (1-12)$ である. ベータ値(プラズマ圧力と磁場の圧力の比)は両方の実験でのペDESTAL部で $\beta = 0.01$ となっている. これらの3つの無次元量に対して, H-1ヘリアックの閉じ込め領域と DIII-D トカマクの周辺プラズマは, 一致しているかもしくはかなり共通な領域にあるといえる. さらに中性粒子の存在に関しては, DIII-D の周辺部においてもまた電離度が100%となっていない H-1ヘリアックにおいても, 重要な働きをしているという点で共通点がある.

6.2 Lモードにおける乱流スペクトルと揺動による粒子束

Fig. 1(a)に, H-1ヘリアックの Lモードプラズマに対して, 半径 ($r/a \approx 0.5$) の位置で測定した, 浮遊電位 V_f とイオン飽和電流, $I_{sat} (\sim n_e)$ の周波数スペクトルを示す. 両者とも 80 kHz 以上まで広がった乱流成分を示すと同時に, いくつかのコヒーレントなモードも示している (最大のものは 4 kHz 近辺). Fig. 1(b)には, ポロイダル方向の電場 E_θ

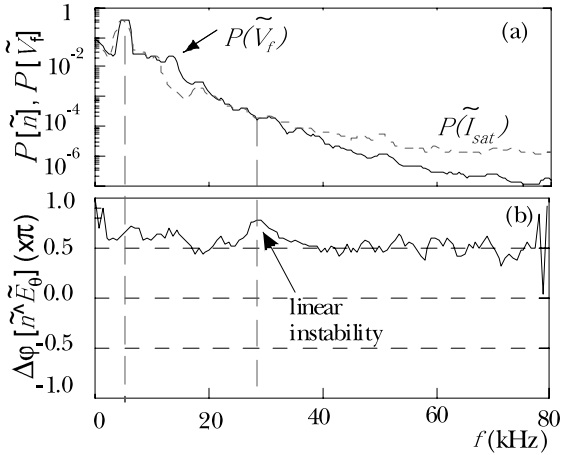


Fig. 1 (a)Lモードにおける浮遊電位 (V_f : 実線), イオン飽和電流 ($I_{sat} \sim n_e$: 点線) の揺動成分のワースペクトル, (b) E_θ と n_e の揺動間の位相差

と n_e の揺動成分間の位相差を示す。この位相差 ϕ_{nE} に加えて, E_θ , n_e の揺動成分の振幅を用いて, 揺動による粒子束を(1)式のように表すことができる,

$$\Gamma_{\parallel} = \frac{2}{B} \int_0^{\infty} k(\omega) \times |\gamma_{nE}(\omega)| \times \cos[\phi_{nE}(\omega)] \times [P_n(\omega) P_E(\omega)]^{1/2} \times d\omega \quad (1)$$

ここで, γ_{nE} は E_θ と n_e の間のコヒーレンスである。位相差 ϕ_{nE} はスペクトルの広い範囲においてほぼ $\pi/2$ であり, 大きな粒子束を生み出さない。周波数 $f = (25 - 30)$ kHz の領域は, 線形不安定性が存在していることが明らかになっている[6]。この近辺ではドリフト波不安定性から予測される通りに, ϕ_{nE} は $\pi/2$ からずれた値を示す。 ϕ_{nE} は, 強いコヒーレントなモードが存在している 4 kHz 付近においても $\pi/2$ と異なる値を示している。Fig.1 に示すプラズマでは, $\Gamma_{\parallel} = \langle \tilde{n} \tilde{V}_r \rangle = \langle \tilde{n} \tilde{E}_\theta \rangle / B_t$ によって計算される揺動による粒子束のほとんどは (>90%), このコヒーレントなモードが駆動している。Fig.2 には Γ_{\parallel} の径方向分布を示すが, この分布の最大値は 4 kHz のモードの振幅強度最大の位置と一致している。

プラズマを L-H 遷移の条件に近づけると[7], 乱流スペクトルは拡大して新たなコヒーレントなモードも現れる。乱流による粒子束の構造は複雑になり, しばしば粒子束が内向きとなる領域も出現することがある。

Fig.3 にそのような場合の一例を示す。これまでの実験から, H-1ヘリアックにおける揺動に基づく粒子束が非両極性であることが示唆されている[8]。非両極性の流れを引き起こすメカニズムとしていくつかの原因が検討されている。電子とイオンのラーモア半径の違いに起因する有限ラーモア半径 (FLR) 効果, Reynolds stress からの影響[9] などにより, 揺動が電子とイオンを異なる速さで輸送する可能性が議論されている。揺動に基づく非両極性拡散は次式で表される径方向電流を発生させ,

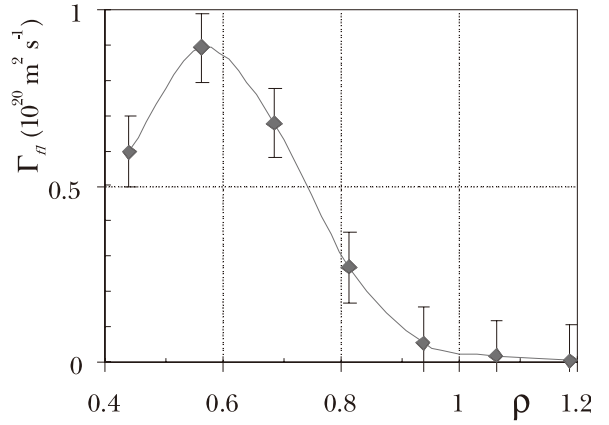


Fig. 2 Lモードにおける揺動による粒子束の半径方向分布。粒子損失の大部分は $f=4$ kHz のコヒーレント・モードによる。

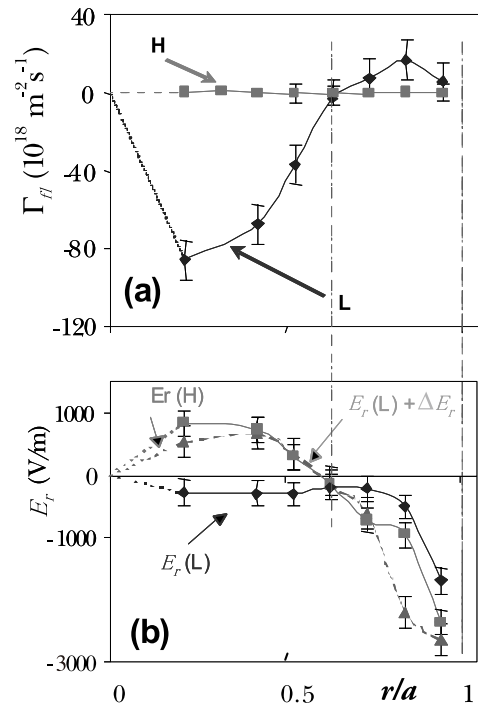


Fig. 3 (a)揺動による粒子束の半径方向分布, (b)Lモード(菱型印)とHモード(四角印)における電場の半径方向分布。図(b)の三角印は, 揺動による粒子損失の抑制から予想されるHモード中の E_r を示す。

$$J_r = e(\langle \tilde{n}_i \tilde{V}_{ri} \rangle - \langle \tilde{n}_e \tilde{V}_{re} \rangle) \quad (2)$$

この電流は径方向電場を変化させる。

実験における E_r の変化は, L-H 遷移に要する時間 Δt の間の時間変化として考えると, ポアソン方程式より以下のように近似できる,

$$\frac{\epsilon_0 \epsilon_{\perp}}{e} \frac{\Delta E_r}{\Delta t} = -\Gamma^{\text{AN}} \quad (3)$$

ここで, $\Gamma^{\text{AN}} = \Gamma_e^{\parallel} - \Gamma_i^{\parallel}$ は, 揺動による非両極性粒子束を表す。

Fig.3(a)はLモードにおける揺動による粒子束の分布を示す(磁場強度がL-H遷移のための値よりも少し小さい

時). 特徴的なことは, Γ_{\parallel} の値がプラズマ半径の中心部 2/3 において負 (内向きの流れ) であることで, その外側では外向きになっている. 四角印で示したものは, H モード中の電子の揺動に基づく粒子束であり, L モードと比較して 2 桁近く減少していることがわかる.

Fig. 3(b)に L モード中の E_r の分布を示す (菱型の点). それに対して H モード中の電場は四角印で示してある. この実験では, プラズマの外側 2/3 の領域全域で大きな電場の勾配が生成されている. 三角印と点線で示したデータは, L モード中の電場の値 $E_r(L)$ に, (3) 式で示すような非両極性の異常粒子束から見積もられる ΔE_r を加えた値を示す. このモデルからの評価値 $E_L(L) + \Delta E_r$ と H モードでの電場の実測値 $E_r(H)$ は良い一致を示している. プラズマが L モードから H モードに遷移する際に平衡状態が一旦失われ, 電場もそれに対応して変化する. 電場の変化に対応してプラズマの輸送過程も変化し, 全体として新しい H モードの平衡状態が確立される, という経過をとっていると考えられる.

6.3 Hモード中の乱流によって駆動される平均的な $E \times B$ の流れ

乱流によって, ポロイダル方向にもトロイダル方向にも対称な平均的な $E \times B$ の流れが生成されることはよく知られている. 帯状流 (zonal flow) と称されるこのような流れは, 電位構造としては $m = n = 0$ を持っている [10]. このような平均的な帯状流は, H-1ヘリアック実験 [11] ではプローブ測定により, CHS 実験 [12] では重イオンビームプローブによって実験的実証がなされた.

H モードにおける低周波帯状流の最初の観測は文献 [11] に報告されている. L-H 遷移後に電場の強い勾配が生成された時, 新しい第二の不安定性が観測された. この不安定性は電場の勾配によって駆動され, Kelvin-Helmholtz 不安定性とよく似た特徴を持っている. まず $f = 15$ kHz 近傍にコヒーレントな振動が現れる. 不安定性が成長して揺動スペクトルが広がってくると, Fig. 4 に示すように E_r のスペクトルに低周波成分が現れてくる. この帯状流生成のメカニズムとして可能性の高いものは modulatory instability である [13]. Fig. 4(a)に示した E_r の揺動のウェーブレット解析の結果に見られるように, 帯状流の周波数領域は $f < 1$ kHz である. E_{pol} の揺動は Fig. 4(b)に示しているが, 対応する 1 kHz 近辺の成分は非常に小さい. これは帯状流の特徴 $k_r \gg k_{\theta} \sim 0$ を示していると考えられる.

H モード中の E_r の勾配が, L モードを支配している低次モードのコヒーレントな揺動の抑制のために必用な限界値 (shear decorrelation threshold) を大きく上回る場合は, 第二の不安定性がさらに成長することが観測された. この不安定性は E_r が最大値を取る半径位置に極在する. このような第二の不安定性が成長する H モードを揺動的 H モード (fluctuation H-mode) と呼んでいる [14, 15].

Fig. 5(a)に示すように, この揺動的 H モードにおける径方向電場は, 半径分布の中に 2 つの負値のピークを示す. この電場を含む径方向の力のバランスは以下の式で表される.

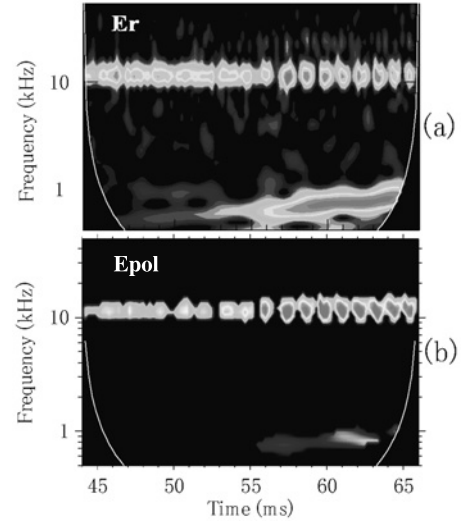


Fig. 4 ウェーブレット解析による, 電場の揺動スペクトルの時間変化. (a)は径方向成分, (b)はポロイダル成分を示す. 半径位置は $r/a=0.45$. 詳細は文献 [11] 参照.

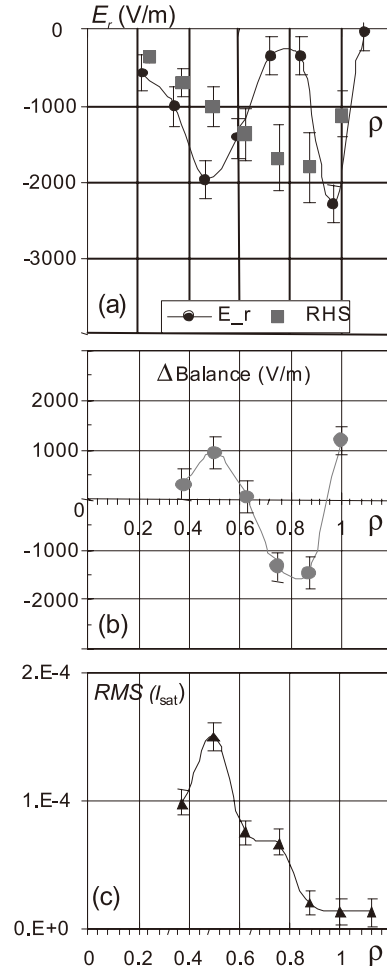


Fig. 5 揺動的 H モードにおける, (a)径方向電場 E_r の測定値と第 4 式の右辺の分布, (b)両者の差, $\Delta \text{Balance} = (z_i e n_i)^{-1} \nabla P_i - V_{\theta i} B_{\phi} + V_{\phi i} B_{\theta} - E_r$, (c)イオン飽和電流の揺動成分の二乗平均値.

$$E_r = (z_i e n_i)^{-1} \nabla P_i - V_{\theta i} B_{\phi} + V_{\phi i} B_{\theta} \quad (4)$$

(4) 式の右辺の値を Fig. 5(a)中に灰色の四角で示すが, E_r

の実測値との間で大きくずれていることがわかる。Fig. 5 (b)に示すように、バランスのずれは $r/a = 0.5 - 0.8$ の領域で大きい。周波数領域が $f = (12 - 16)$ kHz にある第二の不安定性による揺動の径方向分布を Fig. 5(c)に示すが、Fig. 5 (b)のバランスのずれの存在する領域とかなり一致している。揺動的 H モード中での、揺動によって引き起こされる粒子束は内向きである。この揺動によるプラズマの流れが発生し、その流れによって局部的に変型された径方向電場が E_r 分布の複雑な構造をもたらしている可能性も議論されている [15]。

この揺動によって発生する流れは、まさに Fig. 4 に示されている低周波の帯状流そのものである。この帯状流がプラズマの閉じ込めにも貢献することが文献 [11] で議論されている。これらの結果は、広帯域の乱流が存在していない場合においても、揺動に基づく帯状流が発生することがあることを示している。我々の実験においては、そのメカニズムとしては modulatory instability の可能性が高い。

6.4 まとめ

以上述べた、揺動によって引き起こされる粒子束に関する実験結果に、H-1ヘリアックの最近の成果についての発表内容も加えて、要点をまとめる。

- ・第2節で述べたように、H-1ヘリアック実験ではLモード中の広帯域乱流成分は重要な粒子輸送を担っていない。
- ・異常輸送のほとんどの部分は、低周波のコヒーレントモードが担っている。これらのモードによって発生する輸送過程は、電場とその勾配を小さくする傾向がある [8]。
- ・L-H 遷移における電場構造の変化は、 Γ_{\parallel} の変化とつじつまが合っている。
- ・いくつかの実験結果は、シミュレーションの結果と符合している [16]。観測されたコヒーレントモードの発生には geodesic curvature が関係している。またこのモードは sideband mode と考えられる [7]。
- ・sideband mode の発達の段階で、 $m = n = 0$ の GAM に類似のモードが発生する [7]。
- ・この GAM 類似のモードは径方向輸送を引き起こさない。その代わりにL-H遷移の寸前に瞬間的に E_r の勾配を

増加させる [17]。さらに $m = 1, 2$ のモードを抑制することによって揺動による輸送を軽減し、強い電場の勾配を引き起こして閉じ込め改善に導く [7]。

- ・広帯域の乱流成分が、逆エネルギー・カスケードによってゼロ周波数の帯状流を発生させていることを示す明確な観測結果がある [6, 7]。この流れが局所的な径電場を発生させ、測定された E_r と径方向の力のバランスとの間に見られる値の不一致を引き起こしている (第3節に述べた揺動的 H モードと同様の結果)。
- ・帯状流、あるいは揺動によって生成される局所的な径電場はHモードにおいても観測される。Lモードと異なり、その生成のメカニズムは modulatory instability である。低周波の帯状流の生成は、揺動的 H モードにおいて最初に観測された。

(日本語訳：岡村昇一)

参考文献

- [1] K. Toi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, A237 (2002).
- [2] M.G. Shats, Phys. Rev. Lett. **84**, 6042 (2000).
- [3] B.B. Kadomtsev, Fizika Plazmy **1**, 531 (1975).
- [4] J.W. Connor and J.B. Taylor, Nucl. Fusion **17**, 1047 (1977).
- [5] T.N. Carlstrom and R.J. Groebner, Phys. Plasmas **10**, 1867 (1996).
- [6] H. Xia and M.G. Shats, Phys. Plasmas **11**, 561 (2004).
- [7] M.G. Shats, H. Xia and M. Yokoyama, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, S17 (2006).
- [8] W.M. Solomon and M.G. Shats, Phys. Rev. Lett. **87**, 012145 (2001).
- [9] P.H. Diamond and Y. B. Kim, Phys. Fluids B **3**, 1626 (1991).
- [10] P.H. Diamond, S.-I. Itoh, K. Itoh and T.S. Hahm, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, R35 (2005).
- [11] M.G. Shats and W.M. Solomon, New J. Phys. **4**, 30.1 (2002).
- [12] A. Fujisawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 165002 (2004).
- [13] A.I. Smolyakov and P.H. Diamond, Phys. Plasmas **7**, 1349 (2000).
- [14] M.G. Shats and D.L. Rudakov, Phys. Rev. Lett. **79**, 2690 (1997).
- [15] M.G. Shats W.M. Solomon and J.N. Talmadge, J. Plasma Fusion Res. **4**, 219 (2001).
- [16] B.D. Scott, New J. Phys. **7**, 92 (2005).
- [17] H. Punzmann and M.G. Shats, Phys. Rev. Lett. **93**, 125003 (2004).