

小特集 ヘリカル系における H モード

5. 東北大学ヘリアック装置における外部電場制御による新古典的特性

北島 純男

東北大学大学院工学研究科

(原稿受付: 2006年3月3日)

TU-Heliac 装置 (ヘリカル軸装置) では, 閉じ込め改善モード遷移時におけるイオン粘性の新古典的特性について, 電極バイアスによる外部電場制御を利用して研究が続けられている. ポロイダル回転に必要な $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 駆動力は LaB_6 製熱陰極を使って外部から制御されおり, イオン粘性によるダンピング力をポロイダル回転の駆動力から見積もることに成功した. 計測されたダンピング力はポロイダルマッハ数 M_p に対して非線形である. 即ち, 新古典理論から予想されているようにポロイダルマッハ数 $-M_p = 1 \sim 2$ 付近で極大値を持つことが確認された.

Keywords:

stellarator, heliac, neo-classical theory, H-mode, viscosity, radial electric field, electrode bias

5.1 序論

大型トカマクやステラレータ装置[1-7]で観測されている L-H 遷移の bifurcation 現象は粘性の非線形性が重要な役割を担っていると新古典理論より予測されている. 小型テーブルトップ装置では自発的な H モード遷移を誘起することは, ほぼ不可能であるが, プラズマ内に挿入した電極を用いてプラズマをバイアスすることにより径方向電場, プラズマ回転を誘起することは可能である. 多数の装置において電極バイアス実験は行われており[8-15], 新古典理論/異常輸送と径方向電場との関係が議論されている. Interchangeable Module Stellarator (IMS) 装置において電極のバイアス電圧を三角波で掃引し, イオン粘性を計測している. ポロイダルマッハ数 M_p が 10~15 の範囲で, 粘性に非線形性があることが報告されているが, その領域でプラズマが閉じ込め改善モードに遷移している明確な報告はない[16]. Helically Symmetric Experiment (HSX) 装置では電極バイアスによるプラズマ回転の立ち上がり, 立ち下がり の時定数を計測し, 新古典理論モデル[17]と比較している. また, 時定数の配位依存性 (QHS 配位と mirror 配位) についても報告されている[18]. Electric Tokamak 装置においては正負のバイアスによる粒子の振る舞いやピンチ効果の違いについて報告されている[19]. 一方, 立体磁気軸装置である東北大学ヘリアック (TU-Heliac) 装置では電極バイアスによる閉じ込めモード遷移における粘性の極大値の効果について研究している[20]. LaB_6 製の熱陰極を利用してプラズマをバイアスし, プラズマのポロイダル回転のための $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 駆動力を外部から制御し, ポロイダルイオン粘性をこの駆動力から見積もることに成功した[21]. この

実験により L-H 遷移において粘性の極大値が鍵を握っていること[22-25]が確認された. ここでは, TU-Heliac 装置におけるバイアスプラズマの特徴, イオン粘性の評価法, 衝突周波数依存性, 配位依存性について報告する.

5.2 東北大ヘリアック装置での径方向電場の外部制御

5.2.1 熱陰極による径方向電場制御

プラズマ中に挿入した電極をバイアスすることにより非両極性径方向粒子束を変化させ, これにより径方向電流 j が流れ, この電流と矛盾しない径方向電場が形成されると考えられている. したがって, 電極バイアスにより, 径方向電場を外部から制御するが可能となる. さらに, 定常状態では, ポロイダル回転の $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 駆動力は運動量の散逸項であるポロイダルイオン粘性力と中性粒子との摩擦が釣り合うこととなり, $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 駆動力と中性粒子との摩擦を見積もることができればイオン粘性を評価することが可能となる. 以前の TU-Heliac 装置でのバイアス実験では, 冷電極と正の定電圧を用いて, ポロイダルマッハ数が $M_p > 1$ の領域で高プラズマ密度モードに遷移させることに成功し, $M_p = 1 \sim 2$ で計測されたイオン粘性力が極大値を持つことが示された[20]. しかし, 冷電極ではポロイダル回転のための駆動力を連続的に制御することは不可能である. そこで, 我々は電子注入型である熱陰極を用い, プラズマ回転の $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 駆動力を外部から制御できるように定電流電源によりバイアスする方式を採用した. 熱陰極は冷電極と比較して電極電流を外部から制御するのに非常に有利である.

Neo-Classical Characteristics with External Electric Field Control in TU-Heliac

KITAJIMA Sumio

author's e-mail: sumio.kitajima@qse.tohoku.ac.jp

5.2.2 TU-Heliac 装置のバイアスプラズマの特徴

TU-Heliac 装置は周期数 4 の小型ヘリアック装置であり (大半径 0.48 m, プラズマの平均小半径 0.07 m), コイル系は 32 個のトロイダルコイル, 中心導体コイル, 1 対の垂直磁場コイルにより構成されている [26-28]. コイル電源は 2 段のパルスフォーミングネットワークを利用したコンデンサバンクであり, それぞれのコイルに独立にコイル電流を供給している. 磁場のフラットトップは 10 ms である. 電極バイアスのターゲットプラズマは周波数 18.8 kHz, 出力 35 kW の低周波発信器によるジュール加熱により生成されている. ジュール加熱電力はトロイダルコイルの外側に巻かれた一対のポロイダルコイルに供給されており, ジュール加熱時のプラズマ電流, ワンターン電圧はそれぞれ約 300 A, 100 V である [29]. 放電用ワーキングガス (He) は放電毎に真空容器に注入され, 真空容器を排気系からバルブで遮断するガス封入方式を採用している. バイアス実験用電極は電子注入源として働く LaB₆ 製の熱陰極 (直径 10 mm, 長さ 17 mm) である. 熱陰極は低磁場側から水平にプラズマに挿入されており, ヘリアック特有な空豆型のポロイダルプラズマ断面のくびれた場所に電極が置かれている. 熱陰極は絶縁された電源で加熱され, 定電圧あるいは定電流電源を用いて真空容器に対して負のバイアス電圧, 電極電流が供給されている. 線電子密度はマイクロ波干渉計で, プラズマの温度, 密度, 空間電位, およびこれらの揺動の径方向分布はトリプルプローブで計測している.

最初に, TU-Heliac 装置でのバイアスされたプラズマの特徴について調査した. 実験はバイアス電源として定電圧電源を用い, 真空容器に対して負の電圧を印加して行われた. このバイアスにより, プラズマ中には強い負の径方向電場および電場シアが誘起されていることが確認された. この電場はバイアス初期には磁気軸近傍で形成され, その後, プラズマ周辺に広がっていく. 電場が形成されると, マイクロ波干渉計による線電子密度は 2 ~ 3 倍に増加し,

電子密度分布は急峻化し, トリプルプローブにより計測された浮動電位, イオン飽和電流の揺動は抑制されていることが確認された [30].

電極バイアス実験では電極からプラズマへの入力電力があるため, プラズマの蓄積エネルギーと電極からの入力電力との関係の評価が必要がある. Fig. 1 に熱陰極からの入力電力とプラズマの蓄積エネルギーとの関係を示した [31]. この実験では定電圧電源を用いてプラズマをバイアスしている. また, ジュール加熱の入力電力は一定に保持されている. 蓄積エネルギーは密度温度積から見積もられており, 電子密度は干渉計で計測し, 電子温度はプラズマ内部ではほぼ一定であるので, 電子温度の平均値を示す場所にトリプルプローブを固定して, そこでの電子温度を採用している. TU-Heliac 装置ではジュール加熱で生成されたターゲットプラズマは L-mode プラズマであると考えられている. 電場形成後の入力電力に対する蓄積エネルギーの傾きは電場形成前の傾きに対して約 2 倍大きいことがわかる. これはエネルギー閉じ込め時間が約 2 倍増加したことを意味しており, 電極バイアスによる蓄積エネルギーの増加が熱陰極からの入力電力だけによるものではないことが示されている. 蓄積エネルギー評価でイオンの寄与を無視しているが, HeII のドップラー拡がりによるイオン温度計測によるとイオン温度は電子温度の約 1/5 である.

つぎに, バイアス電源に定電流電源を用いて電極電流を線形的に減少させて, ポロイダル回転の駆動力が外部から能動的に制御できるかどうかの可能性について調査した. この実験において, 電極電流が減少しているにもかかわらず, 電極電圧が増加する電流領域があることが発見された. 即ち, 電極電圧と電極電流との関係に「負性抵抗」を示す領域があることを示している. この電極電流掃引実験においても, 電極電流を線形的に減少させて電極特性曲線が負性抵抗を示す前の時間領域 (比較的大きな電極電流が流れている領域) では, 前述した定電圧バイアス実験のときと同様な閉じ込め改善モードの特性を示していた [21].

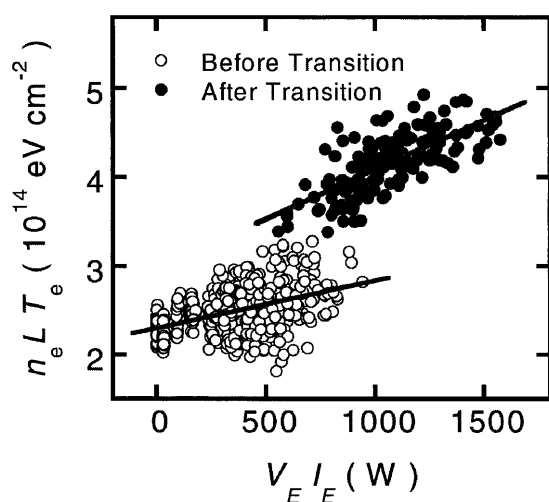


Fig. 1 蓄積エネルギーの電極入力電力依存性 [21].

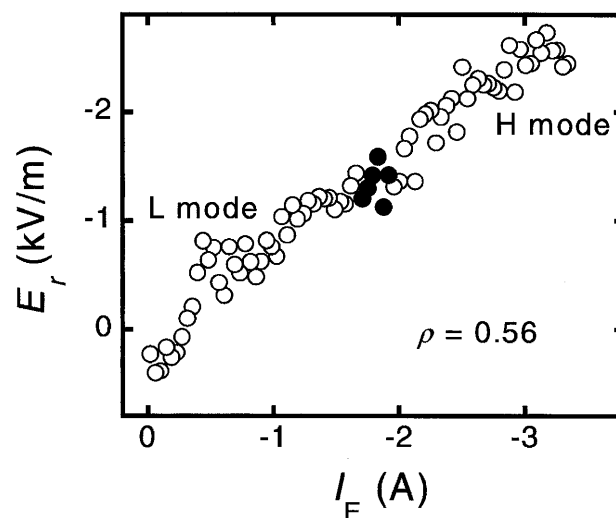


Fig. 2 径方向電場 E_r ($\rho = 0.56$) の電極電流 I_E 依存性. 黒丸は負性抵抗領域のデータに対応する [21].

電極電流を線形的に増加させる実験も行っており、この場合も電極特性曲線に負性抵抗を示す領域があることを確認している。さらに、L-H, H-L モードの遷移の違い(電極電流を線形的に増加させる、または減少させる)により、電極入力電力とプラズマの蓄積エネルギーとの関係にヒステリシスがあることも観測した[32]。したがって、TU-Heliac 装置でのバイアス実験において、これらの現象は H モード遷移に伴う bifurcation 機構が起きていることを示していると考えられる。

さて、ポロイダル回転のための $j \times B$ 駆動力が能動的にコントロールできるかどうかの可能性をデモンストレーションするために、電極電流に対する $\rho = 0.56$ の径方向電場を Fig. 2 に示す。この図において黒丸は負性抵抗領域のデータに対応している。図から明らかなように、径方向電場は電極電流に対しほぼ線形的な関係にあり、電極電流掃引バイアスによりポロイダル回転の駆動力を能動的に制御できる可能性を示している。さらに、径方向電場とプラズマのポロイダル回転速度との関係を調査するために、多芯のラングミュアプローブアレイによりイオン飽和電流の揺動からプラズマの回転速度の計測を試みた。ラングミュアプローブアレイの先端は同一磁気面上に設置する必要があり、電子銃から放出された低エネルギー電子ビームを利用してプローブ先端位置を校正した。FFT 解析によるとイオン飽和電流の揺動の周波数は 80 kHz から 130 kHz に広がっている。各プローブの揺動の信号を見ると、信号はほぼ同様な波形をしており、ポロイダル角に依存した位相のずれが確認できた。したがって、プラズマが剛体回転をしていると仮定すると、位相シフトからプラズマの回転速度が見積もれることになる。位相速度は信号の相関のピーク間の差から求めた。Fig. 3 は、このようにして求めたプラズマのポロイダル回転速度と $E \times B$ ドリフト速度との関係を示している。ここで、電場 E はトリプルプローブにより計測し、電場は局所的な値を用い、磁場の値は磁気面平均した値を用いた。図から明らかなように、電極電流掃引バイアスによりプラズマの回転速度は広い領域にわたっ

て変化させることができ、揺動の位相シフトから見積もられたプラズマの回転速度と $E \times B$ ドリフト速度がほぼ一致していることがわかる。これらのことより、電極電流掃引によりプラズマのポロイダル回転が外部から制御できることが示された。

5.3 粘性の評価

5.3.1 粘性とポロイダルマッハ数

ポロイダル回転の $j \times B$ 駆動力からイオン粘性によるダンピング力を見積もり、新古典理論と比較する。イオン温度とプラズマ圧力の勾配は粘性の大きさにはほとんど影響がなく、ヘリカルリップルの値は粘性が極大値を示すポロイダルマッハ数には大きく影響を与えない。したがって、ヘリアック配位は複雑な磁場成分を持っているが、イオン粘性とポロイダルマッハ数との大まかな関係を知る上で、ここではトロイダルリップルのみを考慮し、イオン粘性の理論値としてプラト領域での Rozhansky のモデル[33]を採用した。また、中性粒子との主たる衝突として荷電交換を仮定し、反磁性ドリフト速度とトロイダルフロー速度は無視した。Fig. 4 において、縦軸は規格化した $j \times B$ 駆動力をあらわし(L は磁気軸の長さ)、横軸はポロイダルマッハ数 M_p である。実線はイオン温度 T_i が 1 eV, 4 eV と 20 eV の場合の新古典理論によるイオン粘性ダンピング力を示している。ダンピング力の理論値は $1 < -M_p < 3$ の領域で極大値を持っていることがわかる。また、高ポロイダルマッハ数領域 ($-M_p > 3$) ではダンピング力の主たる成分は中性粒子との摩擦項となり、この項はポロイダルマッハ数に対して線形的に増加する関係にある。四角印が電極電流より求めた駆動力である。ポロイダルマッハ数は径方向電場とイオン温度を $T_i = 0.2 T_e$ と仮定して求めた。 $E \times B$ 回転速度とマッハプローブによる回転速度[31]が等しいとすると、この仮定は妥当なものである。また、前述したラングミュアプローブアレイから求めた回転速度もこの仮定を支持している。実験より求めた駆動力はポロイダルマッハ

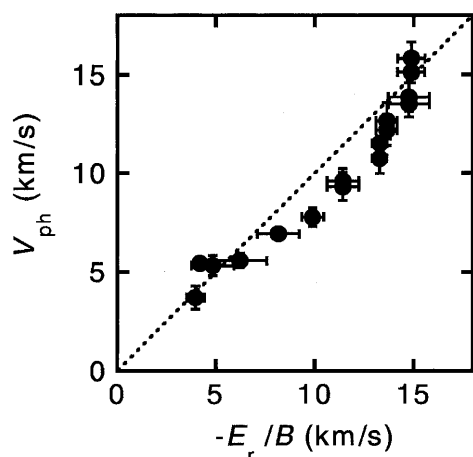


Fig. 3 イオン飽和電流揺動の位相シフトより求めたプラズマの回転速度と $E \times B$ ドリフト速度との比較。径方向電場はトリプルプローブより求めた[21]。

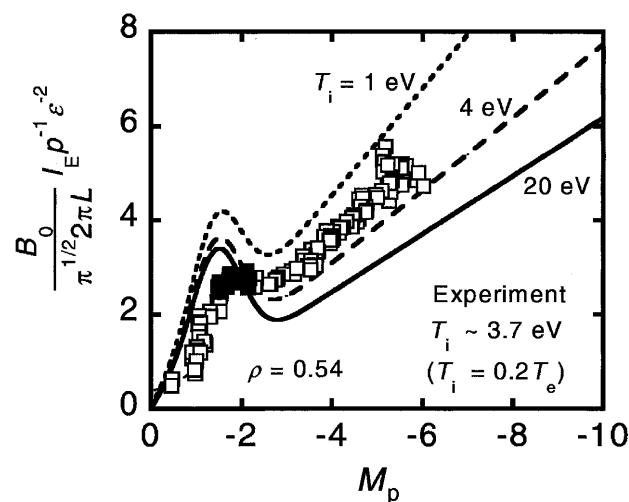


Fig. 4 計測されたダンピング力(四角印)と新古典理論によるダンピング力(—と---)のポロイダルマッハ数 M_p 依存性。黒四角印は負性抵抗領域のデータに対応する[21]。

数 1.5 で極大値を持っており、新古典理論値とも良く一致している。さらに、プラズマが負性抵抗性を示すのは極値近傍であることがわかる（黒四角印）。これらのことより、イオン粘性の極大値近傍で L-H 遷移が起きていると考えられる。

5.3.2 中性粒子の影響

我々の TU-Heliac 装置のように小型テーブルトップ装置では中性粒子との衝突について特に注意を払わなければならない。TU-Heliac 装置において高ポロイダルマッハ数領域ではポロイダル回転の主たるダンピング力は中性粒子による摩擦と考えられる。駆動力に対する中性粒子との衝突の効果を調べるために、封入 He 中性ガス圧を変化させて実験を行い、駆動力を求めた。Fig. 5(a) は封入ガス圧を $p = 0.7 - 5.4 \times 10^{-2}$ Pa の範囲で変化させたときの電極電流と電極電圧との関係である。すべての条件において、丸で囲まれた負性抵抗領域があることがわかる。遷移条件に関しては、封入ガス圧が減少するに従って電極電圧、電極電流ともに減少していく傾向にある。封入ガス圧を減少させる（衝突周波数を減少させる）に従ってより強い径方向電

場が形成され、より簡単にポロイダル回転が形成されることが確認されている。Fig. 5(b) は縦軸に規格化した $j \times B$ 駆動力、横軸にポロイダルマッハ数 M_p がとられている。それぞれの点は電極電流より求めた駆動力を示している。ポロイダルマッハ数を求めるにあたってはイオン温度は $T_i = 0.2 T_e$ であることを仮定した。図中の曲線は摩擦項を含めた新古典理論値であり、これらダンピング力は $1 < -M_p < 3$ 領域で極大値を取ることがわかる。Fig. 5(b) から明らかなように、すべての封入ガス圧で $-M_p \sim 1.5$ 近傍において実験より求めた駆動力は極大値を取り、低ガス圧のとき、即ち、低衝突周波数の実験条件のときは理論値とよく一致している。しかし、高封入ガス圧の場合は実験値と理論値との間に大きな差異がある。この差異は評価に採用した荷電交換反応断面積の不確実性によると現在の所考えている。中性粒子との衝突は十分考慮していかなければならない課題ではあるが、すべてのガス圧の条件で新古典イオン粘性が極大値を取る領域 $1 < -M_p < 3$ でプラズマは負性抵抗性 (closed symbols) を示していることは注目に値すると考えている。さらに、電極特性曲線においては負性抵抗を示す電極条件は封入したガス圧量により、大きく異なっているにもかかわらず、この負性抵抗に対応するポロイダルマッハ数は封入ガス圧量にほとんど影響を受けていない。

5.3.3 配位依存性

さらなる課題は新古典イオン粘性に対する磁場成分の効果を明らかにすることである。ヘリカルリップル成分を減少させるとイオン粘性力を減らせる可能性があり、閉じ込め改善モードへ容易に遷移させることができると期待できる。ヘリアック配位は 3 系統のコイル、トロイダル磁場コイル、中心導体コイル、垂直磁場コイルにより形成されている。種々の磁場配位をこれらのコイルの電流比をかえることによって形成することが可能であり、磁場の Fourier 成分も広範囲にわたって変化させることが可能である。我々は、回転変換角の径方向分布は固定して、磁気軸位置 R_{ax} をシフトさせることによりトロイダルリップル、ヘリカルリップル、バンピネスがそれぞれ 30, 20, 80% 変化する配位を選択した。選択した配位の磁場の Fourier 成分は Table 1 のようになっている。この Fourier 成分の自由度 (独立ではない) によりイオン粘性を多少ではあるが変化させることができる。配位をかえて実験を行い、プラズマが負性抵抗を示した時の粘性と配位を特徴的に表す磁気軸位置 R_{ax} との関係を図 6 に示す。この図では、摩擦項は駆動力から差し引かれている。摩擦項を見積もる際に使用した荷電交換の断面積は文献 [34] による。Fig. 6 中には Shaing

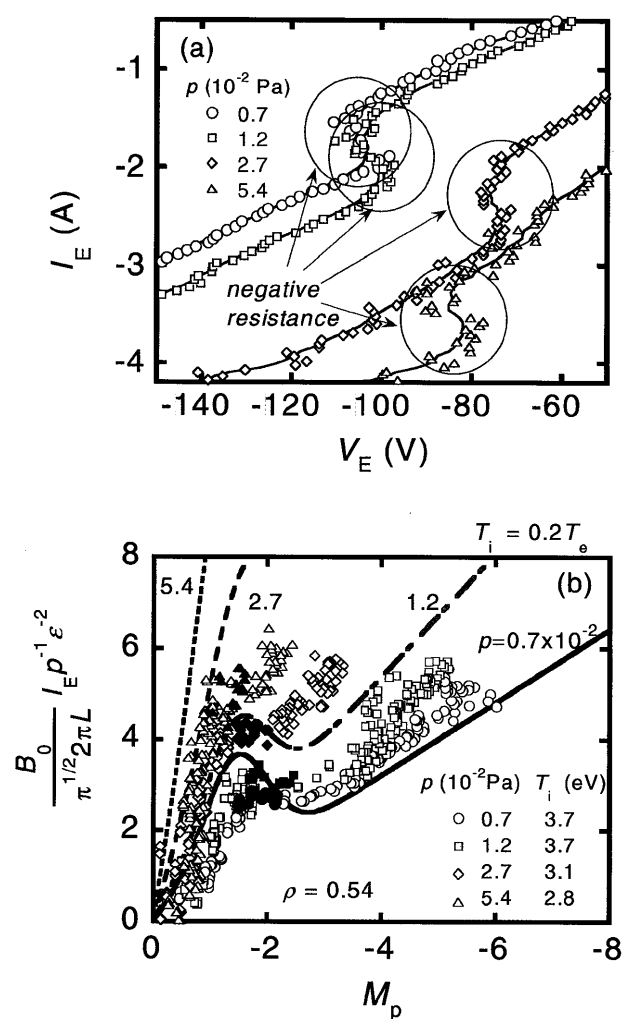


Fig. 5 (a)種々の封入ガス圧 $p = 0.7 - 5.4 \times 10^{-2}$ Pa における電極電流 I_E と電極電圧 V_E との関係。 (b)計測されたダンピング力 (離散点) と新古典理論によるダンピング力 (----と—) のポロイダルマッハ数 M_p 依存性。Closed symbols は Fig. 5(a)の負性抵抗領域のデータに対応する [21]。

Table 1 選択された 4 配位の磁気面量と磁場の Fourier 成分 [36].

R_{ax} (cm)	a (cm)	Well depth (%)	ε_{mn} ($r/R_0=0.05$; Boozer)		
			(0,1)	(1,0)	(1,1)
7.3	6.3	-0.99	-0.09	-0.051	-0.060
7.5	6.6	-0.11	-0.11	-0.049	-0.056
7.9	6.8	2.3	-0.13	-0.040	-0.051
8.4	6.2	4.1	-0.16	-0.039	-0.050

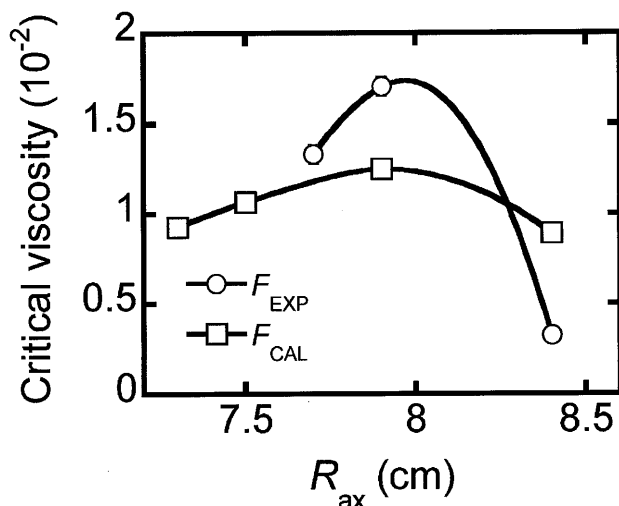


Fig. 6 L-H遷移に必要なポロイダルイオン粘性の磁場配位依存性. 各配位の磁気軸位置を横軸にとられている. 白丸, 四角はそれぞれ実験値, 理論値を表す[36].

のモデル[23, 25, 35]による磁気軸位置 $R_{ax} = 7.3, 7.5, 7.9$ と 8.4 cm の場合の新古典理論値の極大値も示されている. 理論値では磁気軸 $R_{ax} = 7.9$ の場合が最大値を示し, 内寄せ, 外寄せ配位で小さくなる. 実験より求めた3配位の粘性は定性的に理論値と一致していることがわかる[36]. しかし, 粘性の絶対値を求める際には, 誤差は摩擦項の評価量に大きく依存し, また, 粘性が極大値を取るポロイダルマッハ数はイオン温度とプラズマ圧力の勾配に依存しており, 粘性に対する磁場成分の効果を明らかにするにはさらなる実験上の工夫が必要である.

5.4 結論

TU-Heliac装置においてLaB₆製熱陰極を用いて電極バイアスを行い, ポロイダル回転の駆動力を外部から制御することに成功した. 径方向電流は定電流電源により外部から制御されており, ramp up/downすることが可能である. 径方向電流がある電流領域を超えると閉じ込め改善モードが誘起され, このモードではエネルギー閉じ込め時間は約2倍となり, 電子密度分布は急峻化し, ポテンシャル, 密度揺動は抑制されている. この遷移領域は, L-H/H-L遷移を伴うbifurcation現象, すなわち, 電極特性曲線上の「負性抵抗性」と蓄積エネルギーと入力電力との関係の「ヒステリシス」で特徴づけられている. 実験より見積もられたポロイダルイオン粘性はポロイダルマッハ数に対し非線形性を示す. すなわち, 新古典理論で予測されているように $-M_p = 1 \sim 2$ で極大値を示す. TU-Heliac装置ではコイルの電流比を変更することにより磁場のFourier成分を広範囲に変化させることができ, 異なる磁場配位での粘性は理論値と定性的に一致した. すべての条件において, bifurca-

tion現象はイオン粘性の極大付近あるいは極大値の高ポロイダルマッハ数側で観測されている. 以上のことより, トロイダル装置でのL-H遷移において, イオン粘性の極大値が重要な鍵を担っているのではないかと結論づけることができる.

参考文献

- [1] F. Wagner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **49**, 1408 (1982).
- [2] K.H. Burrell *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 1432 (1987).
- [3] M. Kotschenreuther *et al.*, Phys. Plasmas **2**, 2381 (1995).
- [4] V. Erckmann *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2086 (1993).
- [5] K. Toi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 1289 (1996).
- [6] S. Okamura *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, A113 (2004).
- [7] M.G. Shats and D.L. Rudakov, Phys. Rev. Lett. **79**, 2690 (1997).
- [8] R.J. Taylor *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63**, 2365 (1989).
- [9] R.R. Weynants *et al.*, Nucl. Fusion **30**, 945 (1990).
- [10] L.G. Askinazi *et al.*, Nucl. Fusion **32**, 271 (1992).
- [11] E.Y. Wang *et al.*, Nucl. Fusion **35**, 467 (1995).
- [12] G. Van Oost *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 621 (2003).
- [13] C. Hidalgo *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 287 (2004).
- [14] C. Silva *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 163 (2004).
- [15] I.C. Nascimento *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 796 (2005).
- [16] H. Dahi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 3976 (1998).
- [17] K.C. Shaing *et al.*, Phys. Fluids **29**, 521 (1986).
- [18] S.P. Gerhardt, Phys. Rev. Lett. **84**, 015002 (2005).
- [19] R.J. Taylor *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 1634 (2005).
- [20] S. Inagaki *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 3697 (1997).
- [21] S. Kitajima *et al.*, Nucl. Fusion **46**, 200 (2006).
- [22] S.-I. Itoh and K. Itoh, Phys. Rev. Lett. **60**, 2276 (1988).
- [23] K.C. Shaing and J.E.C. Crume Jr., Phys. Rev. Lett. **63**, 2369 (1989).
- [24] K.C. Shaing, Phys. Fluids B **5**, 3841 (1993).
- [25] K.C. Shaing, Phys. Rev. Lett. **76**, 4364 (1996).
- [26] S. Kitajima *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **30**, 2606 (1991).
- [27] T. Zama *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **32**, L349 (1993).
- [28] E. Nakamura *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 889 (1997).
- [29] S. Kitajima *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Ser. **4**, 391 (2001).
- [30] Y. Tanaka *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Ser. **6**, 371 (2003).
- [31] S. Kitajima *et al.*, Int. J. Appl. Electromagn. Mech. **13**, 381 (2002).
- [32] H. Takahashi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 39 (2006).
- [33] V. Rozhansky and M. Tendler, Phys. Fluids B **4**, 1877 (1992).
- [34] F.C. Barnett ed, COLLISIONS of H, H₂, He and Li ATOMS and IONS with ATOMS and MOLECULES, ORNL-6086, Vol. 1, A-72.
- [35] M. Yokoyama *et al.*, NIFS-519 (1997).
- [36] H. Takahashi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Ser. **6**, 366 (2003).