ブートストラップ電流の検証

岡本正雄¹⁾, 安積正史²⁾, 菊池 満²⁾, 徳田伸二²⁾

谷 啓二²⁾, 金子 修¹⁾, 中島徳嘉¹⁾

(核融合科学研究所¹⁾
日本原子力研究所那珂研究所²⁾)

(1990年2月13日受理)

Observations of Bootstrap Currents

Masao Okamoto, Masafumi Azumi*, Mitsuru Kikuchi*

Shinji Tokuda*, Keiji Tani*, Osamu Kaneko and Noriyoshi Nakajima

(Received February 13, 1990)

Abstract

Recently it is reported that the neoclassical bootstrap currents were observed in three big tokamaks-TFTR, JET, and JT-60. Also in helical systems of ATF and CHS the existence of bootstrap current is being confirmed. In this article, the verification of bootstrap currents and associated theories are presented.

Keywords :

bootstrap current, neoclassical theory, tokamak, helical system, one turn voltage, vertical field, quadrupole field,

1. 序

どこかの国の民話か笑い話に、底無し沼に落ちた男が、呼べど叫べど誰も助けに来てくれない、そこで沈みながら考え、自分の靴の紐を引っ張り、自分自身を持ち上げ沼から這い上って助かった、という話がある。ブートストラップ電流-靴紐電流-の名前の由来はここから来ていると言われている。別の説もあり、ブートストラップ電流とはある種のダイナモ効果であり、複雑なダイナモ機構では磁力線が捻られて、結んだ靴の紐のようになることがあり¹⁾、これがブートストラップ電流の名前の由来と言う人もいる。

トカマクのパナナ領域において、磁場を横切るパナナ粒子の拡散が磁力線方向に大きな電流を誘起しうる事が、1971年Bickerton, Connor, Taylorにより予言された²⁾。この誘起電流はブートストラップ電流-自発電流-と呼ばれ、同じ時期にGaleevとSagdeev³⁾, KadomtsevとShafranov⁴⁾によってもブートスト

National Institute for Fusion Science, Nagoya 464-01.

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

ラップ電流が論じられている。この自然に流れる電流は、平衡をとるためにプラズマ電流を駆動せねばならないトカマクにとっては大変有難いものであるが、永くトカマクにおいて観測されなかった。そもそもプラズマの磁場を横切る粒子拡散や熱拡散が、新古典論の予測より桁違いに大きい事実から考えると、新古典論に基づくブートストラップ電流は存在しないのではないかと疑われた。しかし1984年にトロイダル・オクタポール⁵⁾と、ステラレータ(Proto-Cleo)⁶⁾において、プローブ測定によりPfirsch-Schlüter電流と、ブートストラップ電流の新古典論的電流が観測された。そして1988年、TFTRにおいてブートストラップ電流が観測されたと報告された⁷⁾。以来JET⁸⁾やJT-60⁹⁾においてもブートストラップ電流が観測されるようになり、特にJT-60では β_p (ポロイダル・ベータ)を大きくすると全プラズマ電流のうち、80%程度までブートストラップ電流が担っていると実験事実が解析されている。

一方、新古典論は精密化、体系化が進み、現在トカマクの新古典論は殆んど完成していると思われる(例えば文献^{10),11)})。上記の実験はすべて新古典論に基づく計算と比較されたものである。しかし、プラズマの閉じ込めを支配するプラズマ輸送がトカマクでもヘリカル系でも“異常”であるのに対して、外部から特に駆動しない受動的電流(自発電流)が新古典論的である、少なくともそれに近いというのは非常に不思議な事と思われる。この疑問に対しては、プラズマの揺動が作る磁場方向の電流の大きさや、新古典論に与える揺動の影響が研究されている^{12),13),14)}。

ヘリカル系においても、ヘリオトロン-E¹⁵⁾、W7-A¹⁶⁾、ATF¹⁷⁾やCHS¹⁸⁾においてブートストラップ電流が検証されつつある事は非常に興味深い。ヘリカル系での新古典論はまだ完成されていないが、プラトウ領域や $1/\nu$ 領域ではブートストラップ電流は一応定式化されている^{19),20),21)}。正確にブートストラップ電流を評価するにはドリフト・運動論的方程式を直接数値計算し、又、捕捉粒子の損失等も考慮する必要があるが、理論的定式化の示すところによると、ヘリカル系のブートストラップ電流は磁場配位に強く依存する。特に2重極、4重極の磁場成分の効果が大きく、外部からブートストラップ電流を制御することが可能で、トカマクと比較すると、より直接的にブートストラップ電流を検証できる可能性がある。

本稿では、ブートストラップ電流の検証とそれに関係した話題について簡単な解説を試みる。2.では理論的背景について述べ、3.ではトカマクでのブートストラップ電流の観測について、JT-60を中心に記述する。4.では定常トカマク炉の一例について考え、5.で、ヘリカル系のブートストラップ電流の理論と実験を簡単に述べる。

2. 理論的背景

新古典輸送理論は文献^{10),11)}に、またそれに基づいたブートストラップ電流の解説は本誌の講座「トロイダルシステムにおける電流駆動」の第2章²²⁾で与えられている。本節では、新古典的輸送理論に基づいたブートストラップ電流について、トカマクの場合を例に簡単に述べる。ヘリカル系での理論は5.で実験とともに述べる。またプラズマの異常輸送とブートストラップ電流との関係については最近の研究について少し

紹介する.

磁場 $\mathbf{B}$ に平行な電流 $J_{\parallel}$ は, 運動量のつり合いの磁気面平均

$$q_a \langle n_a \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \rangle = \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{F}_{a1} \rangle + \langle \mathbf{B} \cdot \nabla \cdot \vec{\pi}_a \rangle \quad (2.1)$$

から決定される. ここで $\mathbf{F}_{a1}$ は粒子種 a ($a = e, i$) の粒子に働く摩擦力, $\vec{\pi}_a$ は粘性ストレス・テンソルである. 電場及びそれに伴う密度の揺動 $\vec{E}$, $\vec{n}_a$ が存在すると, $q_a \langle \vec{n}_a \vec{E} \cdot \mathbf{B} \rangle$ から $J_{\parallel}$ が生ずる. この様な“異常ブートストラップ電流”については後述する. 当面このような揺動は無いとし, 新古典論の範囲内で議論する. 電子の受ける摩擦力は

$$\langle F_{e1} B \rangle = -n_e m_e \nu_{ei} \langle (u_{e\parallel} - u_{i\parallel}) B \rangle \quad (2.2)$$

であり, これは良く知られた古典的オーム則である. 但し, $u_{i\parallel}$ は a 種粒子の磁力線に沿う速さ, ν_{ei} は電子-イオン衝突周波数である. しかし, 電子の平均自由行程が磁力線に沿って見た磁場の変化の特性長より長くなると (バナナ, プラトゥ領域), 磁場に平行な粘性力 $\mathbf{B} \cdot \nabla \cdot \vec{\pi}_e$ の効果が重要になる. トロイダル配位では磁力線に沿って磁場が変化するため, トロイダル磁場の弱い領域に捕捉される電子 (捕捉電子) が生ずる. この捕捉電子は電流を担わないので電気伝導度が下がる. それとともに, この捕捉電子と周回電子の間の衝突により粘性力が生ずる. これは,

$$\langle \mathbf{B} \cdot \nabla \cdot \vec{\pi}_a \rangle = 3 \mu_a \langle (\mathbf{b} \cdot \nabla B)^2 \rangle u_{a0}(\psi) \quad (2.3)$$

で表わされる ($\mathbf{b} = \mathbf{B} / B$). ここで u_{a0} はポロイダル流束と呼ばれるもので, ポロイダル磁束函数 ψ のみの関数であり, 反磁性流

$$V_a = -\frac{F}{q_a} T_a \left(\frac{\partial}{\partial \psi} \ln p_a + \frac{q_a}{T_a} \frac{\partial}{\partial \psi} \phi \right) \quad (2.4)$$

との間に

$$u_{a\parallel} = u_{a0}(\psi) B + V_a \quad (2.5)$$

の関係が存性する. 式 (2.4) では F は平衡磁場 $\mathbf{B}$ を

$$\mathbf{B} = \nabla \phi \times \nabla \psi + F \nabla \phi \quad (2.6)$$

と表わした時のトロイダル磁束函数で ψ のみの関数である. 但しここで ϕ はトロイダル角である. 式 (2.3) では, $\mathbf{b} \cdot \nabla B$ は磁力線に沿った磁場の非均一性を表わしている. 係数 μ_a は, ドリフト方程式を解いて得られ¹¹⁾, バナナ領域では

$$\mu_e \simeq n_e m_e \frac{(qR)^2}{\tau_{ee}} \sqrt{\epsilon_i} \quad (2.7)$$

程度になる。ここで q は安全係数、 R は主半径、 τ_{ee} は電子-電子の衝突時間、 $\sqrt{\epsilon_i}$ は捕捉電子の割合である。新古典的オーム則を求めるには、式(2.2)、(2.3)を式(2.1)に代入し、平行電流 $\langle J_{\parallel} B \rangle = n_e e \langle (u_{i\parallel} - u_{e\parallel}) B \rangle$ を求めればよい。この時式(2.5)を使って $u_{a\parallel}$ を消去すれば $\langle J_{\parallel} B \rangle$ が $\langle E_{\parallel}^{(A)} B \rangle$ によるオーム電流と圧力勾配によるブーツトラップ電流との和で表わされる。特にバナナ領域で、円形磁気面の高アスペクト比トカマクに対して

$$J_{bs} \simeq -2.44 \frac{\sqrt{\epsilon_i}}{B_p} \frac{dp}{dr} \quad (2.8)$$

を得る (r : プラズマ小半径。この式では熱束からの寄与は無視している)。また電気伝導度 σ_{NC} は同じ近似で、

$$\sigma_{NC} \simeq \frac{2n_e e^2 \tau_{ei}}{m_e} (1 - 1.95 \sqrt{\epsilon_i}) \quad (2.9)$$

であり、捕捉粒子の割合の分だけ低下する。ブーツトラップ電流は、式(2.3)で表わされる粘性力によるポロイダル流の減衰効果と式(2.5)で示される平衡状態で必ず存在する反磁性流束とで定性的に理解できる。すなわち、軸対称配位であるトカマクでは、粘性による減衰の結果、流束はトロイダル流束(これには粘性が働かない)のみになる傾向があるが、平衡状態で存在する反磁性流束にはポロイダル流束の成分を持つため、これを打消す方向に平行流 $u_{a\parallel}$ が流れねばならない。これがブーツトラップ電流を作ると解釈できる。

式(2.8)より、ブーツトラップ電流密度からのトロイダル電流への寄与は粗く評価して

$$I_{bs}/I_p \propto \beta_p / \sqrt{A} \quad (2.10)$$

となる。ここで I_p は全電流、 A はアスペクト比、 β_p はポロイダルベータである。式(2.10)の I_{bs} の傾向は、平衡と新古典的平行電流 (Pfirsch-Schlüter 電流、ブーツトラップ電流) とを矛盾なく解いた数値計算²³⁾ で定量的に示されている。従って β_p が $\sqrt{A}$ 程度になる高 β_p トカマク・プラズマでは、閉じ込めに必要な全電流のうちかなりの部分が自発的に流れるブーツトラップ電流でまかなえることになる。一方、平衡限界は $\beta_p \simeq A$ であるので、平衡の観点からはこの事が可能となる。しかしながらトカマクでは、閉込めに必要な電流を全てブーツトラップ電流でまかなう事は不可能である。少なくとも磁気軸近傍にブーツトラップ電流以外の外部電流 (オーミックやRF, NBIなどで作られる“種電流”) が必要である (ブーツスト

ラップ電流は自発電流であるが, 完全な“ブートストラップ”ではない)。

次に異常輸送とブートストラップ電流との関係について考える。トカマクの実験で良く知られているように, 電子の粒子拡散および熱拡散は新古典輸送理論の予言よりずっと大きく(10~100倍), この原因としてドリフト波不安定などの微視的スケールで起るプラズマ乱流による電場や磁場の揺動が考えられる。一方, 電気伝導度については古典的な Spitzer 伝導度に合うか, 新古典的伝導度に合うか議論されている事からも分るように, その異常性は小さいと考えられる。また 3. で述べるように, 新古典論に基づいたオーミック電流, ビーム駆動電流, ブートストラップ電流が, 一周電圧を良く説明している事から, 揺動がブートストラップ電流に与える影響は少ないものと推測される。すなわち現在の大型トカマクでは, プラズマ中に発生する電磁場の揺動は, 粒子拡散や熱拡散には強い異常性をもたらすが, 電気伝導度とブートストラップ電流には(あるいは Ware ピンチに対しても)あまり影響を及ぼしていないと考えられている。

異常輸送とブートストラップ電流との関係についての研究を紹介する。Connor と Taylor¹²⁾ は, 電子の熱伝導度の異常性を, $\nu_{e\perp}$ を増大させ, $\nu_{e\parallel}$ は古典的な値のまゝにしておくことによりモデル化し, 異常性のブートストラップ電流への影響を論じている。この時は周回電子と捕捉電子間の相互作用も同じ割合で増大する。その結果, バナナ領域でのブートストラップ電流は修正され, $J_{bs}^a \sim -\frac{1}{B_0} \frac{dp}{dr}$ になる(式(2.8)と比較せよ)。すなわち, 電子の熱伝導度が異常に大きくなるとともに, ブートストラップ電流も新古典値より $1/\sqrt{\epsilon_e}$ 倍大きくなる。しかし, この議論は揺動電磁場のスペクトルの特徴を考慮していないかなり乱暴な議論である。Itoh と Itoh¹³⁾ によると, 静電的揺動が生ずる電流(“異常ブートストラップ電流”)は, 揺動スペクトルの構造に強く依存する。シアー磁場中のスラブ・プラズマ中にドリフト波タイプの静電的揺動 $\tilde{n}$, $\tilde{\phi}$ がある時, この揺動が引き起す粒子束 Γ と平行電流 $j_{\parallel}$ は

$$\Gamma = \frac{1}{B} \sum \langle \tilde{n} \tilde{E}_y \rangle = \frac{nT}{eB} \sum k_y \frac{r}{\omega_*} \left(\frac{\tilde{n}}{n} \right)^2 \quad (2.11)$$

$$j_{\parallel} = -\sigma_{\parallel} \frac{1}{n} \sum \frac{k_{\parallel}}{k} \langle \tilde{n} \tilde{E}_y \rangle = -\sigma_{\parallel} \frac{T}{e} \sum k_{\parallel} \frac{r}{\omega_*} \left(\frac{\tilde{n}}{n} \right)^2 \quad (2.12)$$

で与えられる。ここで $\sigma_{\parallel}$ は Spitzer の電気伝導度, $\tilde{E}_y = -ik_y \tilde{\phi}$, ω_* はドリフト周波数, r は $\tilde{n}$ と $\tilde{\phi}$ の位相差, $\langle \rangle$ はアンサンブル平均, 和はモード全体にわたる。 $k_{\parallel}$ は有理面を境に符号を変えるため, 磁場のシアーと $\tilde{n}$ の半径方向の勾配が $j_{\parallel}$ の大きさを決める。揺動が $k_{\parallel}$ に対して偶であれば $j_{\parallel} = 0$ となる。一般に揺動が作る式(2.11)の Γ は大きい, 揺動の作る式(2.12)の $j_{\parallel}$ は小さい。Shaing¹⁴⁾ は, 静電ポテンシャル揺動が飽和レベルで $\tilde{\phi} = \sum_{m,n,\omega} \phi_{m,n,\omega}$ で与えられるものとし(m, n は夫々ポロイダル, トロイダルモード数, ω は周波数), 電子が磁場に捕捉される事により $\mathbf{B} \cdot \nabla \cdot \tilde{\mathbf{n}}_e$ が大きくなる事と同じアナロジーで, 粒子が $\tilde{\phi}_{m,n,\omega}$ に捕捉されると $e \langle \tilde{n} \mathbf{B} \cdot \nabla \tilde{\phi} \rangle$ が大きくなる事を示し, この効果により, 揺動が誘起する粒子束 Γ^a , 熱束 q^a , 平行電流 $J_{\parallel}^a$ (同時に Ware ピンチ束), 電気伝導度 σ^a はスペクトルに対して次の

ような依存性を持つことを明らかにした。

$$I^a, q^a \propto \sum_{m,n,\omega} \frac{m^2}{|m-nq|} \left(\frac{e\tilde{\Phi}_{m,n,\omega}}{T_e} \right)^2 \quad (2.13)$$

$$J_{||}^a \propto \sum_{m,n,\omega} m \frac{m-nq}{|m-nq|} \left(\frac{e\tilde{\Phi}_{m,n,\omega}}{T_e} \right)^2 \quad (2.14)$$

$$\sigma^a \propto \sum_{m,n,\omega} |m-nq| \left(\frac{e\tilde{\Phi}_{m,n,\omega}}{T_e} \right) \quad (2.15)$$

これらより、文献(18)と同じく、異常ブートストラップ電流 $J_{||}^a$ は揺動のスペクトル構造及びシアーに強く依存することと、一定符号ではない事がわかる。またポロイダル・モード数 m は10のオーダーとみなせるので、揺動 Φ は粒子束と熱束に対して非常に大きい影響を与えるが、ブートストラップ電流には (Ware ピンチにも) 影響は小さく、電気伝導度に対しては殆んど影響がない。そして $e\tilde{\Phi}_{m,n,\omega}/T_e \sim \varepsilon_i$ 程度で粒子拡散や熱拡散は新古典値より2桁程大きくなり得るが、ブートストラップ電流の異常性は小さく、電気伝導度の異常性は殆んどない事が示されている。文献(14)のこれらの結論は、現在のトカマクの実験観測の傾向と一致している。しかしながら、実験結果のより詳細な解析、次世代のトカマク・プラズマにおけるブートストラップ電流の異常性の予測のためには、揺動の大きさ $e\tilde{\Phi}/T_e$ 、及びそのプラズマ・パラメータへの依存性を明らかにする必要がある、それは理論の今後の課題である。

3. トカマクにおけるブートストラップ電流

トカマクにおけるブートストラップ電流の検証はまずTFTR (1988年)において行われた⁷⁾。この実験結果では、低プラズマ電流 ($I_p < 1\text{MA}$) のプラズマに高加熱入力を行うことにより高ポロイダルベータ ($\beta_p \sim 2$) 状態を生成した。無衝突領域の高 β_p プラズマでは、式(2.10)が示すように、ブートストラップ電流が大きくなると予測される。NBIやRFによる電流駆動と同様に、プラズマ電流を一定値に帰還制御しているトカマク装置では、ブートストラップ電流が流れると、変流器コイルによる誘導電流が減少し、プラズマ表面の周回電圧が低下する。また、プラズマ圧力分布が比較的にブロードな場合には、ブートストラップ電流は顕著なホロー分布となり、内部インダクタンス L_i が減少する。この場合にはプラズマ表面の周回電圧がさらに減少する ($V_{\text{surface}} = V_R + \frac{1}{4} \mu_0 I_p R_p \frac{dL_i}{dt}$, V_R は抵抗性電圧)。電子温度分布 ($T_e(r)$)、実効電荷 (Z_{eff}) を測定し新古典理論による電気抵抗率 (η^{NC}) を用いて磁場の拡散の方程式 $\frac{\partial B_p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \eta^{\text{NC}} \left\{ \frac{1}{\mu_0 r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_p) - j_{\text{NC}} \right\}$ を解き、非誘導電流 j_{NC} (ビーム駆動電流とブートストラップ電流) を考慮した場合とそうでない場合のプラズマ表面電圧を計算し、実測値と比較する。この論文は、プラズマ表面電圧の実測値はブートストラップ電流を考慮した場合のみ一致すると結論づけている。この計算評価が妥当であるためには、電気抵抗率 η とビーム駆動電流も新古典的である必要がある。ブートストラップ電流の存在が

示唆されたIAEA京都会議時には η は新古典値からずれているとしていたが、電子温度測定精度向上により、電気抵抗率 η は電子の衝突度パラメータ(ν_{e*})が2程度まで新古典値に一致するとの結論を得ている²⁴⁾。前節に示されているように抵抗率 η の新古典補正もブートストラップ電流も磁力線方向の磁気粘性から生じていることから、磁力線方向の磁気粘性が新古典理論に従うとすれば、抵抗率 η もブートストラップ電流も新古典理論に従うと考えられることに留意する必要がある。ビーム駆動電流が新古典理論の予測に一致していることはDITE²⁵⁾の実験以来多くのトカマクで確認されているが、プラズマの回転はビーム駆動電流を大きく変化させるので、回転速度を測定して計算に考慮する必要がある。TFTRでは分光測定で回転速度を評価している。

TFTRの実験は、かなり過渡的放電であり、中性粒子ビームをバランス入射しているもののビーム駆動電流の計算値が大きい。ビーム駆動電流の少ない高密度プラズマでのブートストラップ電流の確認実験はJETにおいて行われた⁸⁾。TFTRのデータ解析に用いられた実験輸送解析コード(TRANSP)²⁶⁾を用いてTFTR同様の解析をすることにより、プラズマ表面電圧の実測値は、ブートストラップ電流を考慮した場合のみ良く一致することが示された。またポラリメータ測定により電流分布のブロード化も示唆されている。

JT-60は大型トカマク装置の中で唯一NBIが準垂直入射であり、高加熱入力を行っても、ビーム駆動電流がほとんど流れない。これを利用してジュール加熱プラズマから高 β_p プラズマ($\beta_p(dia)=3.2$)まで系統的にデータ分析をおこない、ブートストラップ電流の確認実験を行った⁹⁾。図3-1はJT-60において

図3-1. JT-60における高ブートストラップ放電波形。内部インダクタンスの変化は小さく、定常に近い放電が実現されている。表面電圧の変化はブートストラップ電流を含む新古典理論の予測と一致する。

得られた典型的な高 β_p 放電波形である。NBI加熱が中心加熱となるように配位調整を行い $I_p = 500$ kAのプラズマに20 MW以上の強力な加熱を行った。これにより反磁性測定による β_p ($\beta_p(dia)$)が3以上の準定常状態を1秒以上生成した。縦長非円形プラズマでは磁気解析により、内部インダクタンスと β_{peq} (平衡 β_p)の分離が可能なることを利用し、準定常状態($t = 5$ 秒と5.5秒)での内部インダクタンスを評価すると、この間の内部インダクタンスの変化は極めて小さく、プラズマ表面から吸収されたポインティングエネルギー束は、抵抗性の散逸を起こしたと考えられる。 $t = 5 \sim 5.5$ 秒間の平均表面電圧は60 mVであり、 $T_e(r)$, $n_e(r)$, 線平均 Z_{eff} から計算したブートストラップ電流を考慮しない場合の抵抗性電圧260 mVに比べると極めて小さい。新古典理論の予測するブートストラップ電流を考慮して抵抗性電圧を計算すると図に示すように実験結果と良い一致を示した。この放電におけるブートストラップ電流は全プラズマ電流の約80%に達する。図3・2は測定された温度・密度分布とACCOMMEコード²⁷⁾を用いて計算した磁気面平均の電

図3・2. 高 β_p 放電における温度・密度分布の実測値とそれを用いて自己整合性のある電流駆動コードによって計算した磁気面平均電流分布. $\langle J_{\phi tot} \rangle$:全電流密度, $\langle J_{\phi bi} \rangle$:ブートストラップ電流密度, $\langle J_{\phi OH} \rangle$:OH電流密度, $\langle J_{\phi beam} \rangle$:ビーム駆動電流分布, $q(\psi)$:安全係数分布.

流密度分布である。図に示すようにブートストラップ電流がプラズマ電流の大部分を占めるが中心ピークのイオン温度分布のためブートストラップ電流もかなりピーキングしている(但し中心では0)。この電流分布を用いて計算した内部インダクタンスも磁気解析の結果とよく一致する。JT-60において、TFTRやJETと異なり、準定常な高 β_p プラズマが形成された理由としては、スーパーショットやHモードと異なり、Lモードであるためにプラズマが比較的定常になり易く、温度も相対的に低いために抵抗性緩和時間が短いこと等が考えられる。実測の抵抗性電圧とブートストラップ電流を考慮しない場合の抵抗性電圧の比は全電流に対する誘導電流(オーミック電流)の割合である。図3・3はポロイダルベータ値(β_p)の関数としてオーミック電流の割合を示す。 β_p の広い領域で実測値と、新古典理論に基づく計算値とは良く一致しており、ブー

トストラップ電流の β_p 依存性が実験的に確認された。

新古典理論をJT-60やTFTRのような高 β_p プラズマに適用する際の問題点として、全蓄積エネルギーの30～40%を占める入射ビームの取り扱いがある。TFTRの場合には熱化成分(電子, イオン, 不純物)のもつ粘性力(viscous force)のみを考慮に入れているが, Hirshman-Sigmarのレビュー論文⁽¹¹⁾にも触れられているように、高速イオンも有限の粘性係数をもつ。この効果は、等方的なビーム分布関数の場合に評価されている⁽²⁸⁾。

JT-60のデータ解析において

はビーム成分の流すブートストラップ電流を考慮して解析しており、ビーム成分の流すブートストラップ電流を無視した場合に比べ最大20%ブートストラップ電流が増加する。しかしながら実験結果との比較という面では測定精度の面からいって結論を出すのは現状困難である。

このようにJT-60における実験において、抵抗性電圧の振舞いは新古典理論の予測するブートストラップ電流の存在と矛盾しない。このとき、プラズマの電気抵抗に対する新古典理論補正項も、ブートストラップ電流を発生させる磁場方向の粘性により生じているので電気抵抗も新古典理論に従うと考えられる。プラズマの電気抵抗に関しては中型トカマク⁽²⁹⁾や初期のJT-60データに対しては新古典理論からのずれが報告されたが、測定系の精度向上等により新古典電気抵抗を用いた予測と良い一致を示した。(プリンストンプラズマ物理研究所のM. Zarnstorff氏の調べによると、プラズマの電気抵抗に対する新古典補正を否定する(Spitzer抵抗)結果を出しているのは、PLT(1984), TEXT(1987, 1988), ASDEX(1988), JT-60(1988, EPS)である。但し、現在3大トカマクにおいてはプラズマの電気抵抗に対する新古典補正の存在は広く認められている。) 図3・4は抵抗性電圧の実測値と電場一様を仮定して温度・密度分布と可視制動輻射から求めた実効電荷 Z_{eff} から計算した抵抗性電圧の比較である。ブートストラップ電流が少ない低 β_p のジュール加熱プラズマ(図中0.7V以上のデータ)において新古典電気抵抗を用いた方が新古典補正をしない場合(Spitzer抵抗)に比べ実測の抵抗性電圧を良く説明できる。加熱プラズマ(図中0.6V以下)に

図3・3. 新古典抵抗から予測される抵抗性電圧で規格化した実測電圧(●)は β_p (ポロイダルベータ)と共に減少し、ブートストラップ電流の存在を仮定した場合の抵抗性電圧の計算値(○)と良い相関を示す。

図3-4. 実測の抵抗性電圧と理論計算値（温度、密度、実効電荷は実測使用）との比較

- △; ブートストラップ電流無し+Spitzer 比抵抗
- ; ブートストラップ電流無し+新古典比抵抗
- ; ブートストラップ電流有り+新古典比抵抗

＝4秒）からプラズマ電流を制御している空心変流器回路に流れる電流を一定値に制御し、プラズマ電流の減衰時定数をジュール加熱プラズマとNBI加熱プラズマに対して調べたものである。両者の見掛け上の時定数は6.8秒と27秒であり、ジュールプラズマ（ブートストラップ電流が少ない場合）には新古典抵抗率から予測されるジュール電流の減衰時定数に一致するが、NBI加熱プラズマの場合はブートストラップ電流を考慮しないと時定数は10秒となり、ブートストラップ電流を考慮した場合（29秒）に良い一致を示す。但し時定数の評価には次式を用いた。

$$\tau = \frac{L_p}{2R_p \left(1 - \frac{I_p(\text{bootstrap})}{I_p} \right)} \int \frac{dr^2}{\eta^{NC}}$$

これらのデータに関してはさらに詳細な評価を行う予定である。

ブートストラップ電流の存在は、次節に示すように、トカマク型核融合炉の定常化を現在知られている電流駆動法の予測の範囲で可能とするので、トカマク方式核融合研究に極めて重要なインパクトをもつ。大電流化改造後のJT-60³⁰⁾においても精力的に研究を進める必要がある。

においてはブートストラップ電流を考慮しなければ説明できないのは明らかである。

ブートストラップ電流の存在を調べる他の方法として、プラズマ電流制御を停止し、プラズマ電流の減衰時定数（ L/R 時定数）を調べる方法がある。ブートストラップ電流が存在すれば、高 β_p プラズマのプラズマ電流の減衰時定数はジュール電流に対する電気抵抗から予想される値よりかなり長くなるはずである。

図3-5は、ある時刻（ t

図3-5. プラズマ電流制御停止によるプラズマ電流減衰時定数からブートストラップ電流の存在を調べたJT-60の実験結果。 I_p : プラズマ電流, I_F : 真空変流器電流, β_{p1} (反磁性測定によるポロイダルベータ値)。
E10704: ジュール加熱プラズマ, E10701: NBI 加熱プラズマ
E10701の β_{p1} 増加は主に密度上昇であり, 温度はE10704とほぼ同等であり分布測定から求めたプラズマ抵抗の差からは時定数の差は説明できない。

4. トカマク核融合炉の定常化に対するインパクト

ブートストラップ電流によってトカマク炉を定常化するという概念はBickerton博士によって提案されて以来の歴史をもつ。能動的電流駆動法の研究の進展によって電流駆動効率の理論的予測値がかなり明確になり, 核融合炉条件では, $\eta_{CD} (= \frac{I_p R \bar{n}_e}{P_{CD}})$ は 5×10^{19} MA / m² MW 程度以下であることが明らかになってきた³¹⁾。第3.1節に示したような実験結果をふまえると, トカマク型核融合炉の定常化への手法が明瞭に見えてくる。即ち, プラズマ電流の過半をブートストラップ電流で流すことにより電流駆動装置の所要電力を大幅に削減し動力炉に必要とされるエネルギー増倍率 $Q (= \frac{P_{fusion}}{P_{CD}} > 20)$ を確保する。このためには, ブートストラップ電流 $\propto \beta_p$ の依存性から必然的に高 β_p 炉にならざるを得ないことになる。トカマク・プラズマの β 値に対するトロヨンの法則 $\langle \beta_t \rangle = g \frac{I_p}{a B_t}$ から高 β_p 炉ではトロイダルベータ値は低くなる。図4-1は文献^{9, 32)}で考察されている定常トカマク炉 SSSTR (Steady State Tokamak Reactor) の運転領域である。自己点火領域を目指した次期装置が高い $\langle \beta_t \rangle$ を実現するために高電流低 β_p 領域で運転するのに対し, こ

の動力炉においては低電流高 β_p 領域で運転される。この場合、核融合出力密度を高めるためには高アスペクト比の方が優れている。また、エネルギー閉じ込め特性も Goldston 則のような比例則が成立する場合には高アスペクト比の方が低いプラズマ電流で自己点火領域を達成できる。図4・2はSSTRの($T_i(0)$, $n_i(0) T_i(0) \tau_E$)平面上での軌跡で右に行くほど加熱パワーが増加している。図にはアスペクト比に対して全く逆の依存性をもつ下村-小田島則による閉じ込め予測も示しているが、この場合もほぼ同等の閉じ込め特性を示す。即ち、Lモードの2倍の閉じ込め時間が炉条件で実現されれば、プラズマ電流のかな

図4・1. ($\langle \beta_1 \rangle$, β_p) ダイアグラムとトロイアの法則

$\langle \beta_1 \rangle \beta_p = \frac{g^2 \kappa}{4}$ (実線). 次期装置の運転点とSSTRの運転点. SSTRは高 β_p 運転に特徴がある.

図4・2. ($n_i(0) T_i(0) \tau_E$, $T_i(0)$) ダイアグラムとGoldston Lモード則と下村-小田島Lモード則の2倍の閉じ込め(Hモード)が得られた場合のSSTRの閉じ込め性能予測

りの部分をブートストラップ電流で駆動する定常トカマク型核融合炉が成立し得ることになる。さて、ブートストラップ電流は、プラズマ中心では0であり、通常ホロー分布となる。このためMHD的に安定な電流分布を実現するために、中心部分に能動的電流駆動を付加する必要がある。図4・8は、プラズマ電流の73%

図4・3. ACCOME コードで計算した完全非誘導電流駆動 (NBCD+Bootstrap 電流) 時の電流分布。横軸は、磁束関数でほぼ小半径に対する。(a) は J 分布と q 分布であり、 J_{bd} はビーム駆動電流、 J_{bs} はブートストラップ電流。(b) は NBI のビーム断面を変えることにより q 分布が制御できることを示している。[(A) $a=2\text{m}$, (B) $a=1.8\text{m}$, (C) $a=1.6\text{m}$, (D) $a=1.4\text{m}; b/a=2, 0$]

をブートストラップ電流で流す一方、中心部にNBCD（中性粒子入射電流駆動）を行なうことにより単調増加の q 分布が得られる例である。図に示すように q 分布はNBCDの分布制御により制御することができる。この方式の核融合炉は高 q （安全係数）運転となるため、中心 q 値（ $q(0)$ ）を上げるとバレーニング安定性も改善されるためMHD的にも極めて興味深い領域になっている。

5. ヘリカル系でのブートストラップ電流

ステラレータやヘリオトロン/トルサトロンのようなヘリカル系においては、平衡配位は外部電流のみで作られ、トカマクの様に内部プラズマ電流を駆動する必要はない。そのためヘリカル系はしばしば“無電流”として特徴づけられるが、実際は、ブートストラップ電流、ビーム駆動電流（NBIによる大河電流）、RF加熱に伴う電流、FCT電流等、トロイダル電流が生ずる要因がある。ヘリカル系は外部コイル系の選択、あるいはそれらによる制御により様々な配位を作ることができるが、ブートストラップ電流は磁場配位依存性が強く、又、プラズマの密度や温度の大きさや分布にも強く依存するので、場合によっては非常に大きなトロイダル電流が生ずる恐れがある。このためヘリカル系でのブートストラップ電流は、理論的にも実験的にも興味を抱かれている。理論的には、 $1/\nu$ 領域（バナナ領域）とプラトウ領域においてブートストラップ

電流の表示が導かれている． $1/\nu$ 領域ではブートストラップ電流 J_{bs} は次の式で与えられている¹⁹⁾．

$$\langle J_{bs} B \rangle = -2.95 \frac{f_i}{f_c} G_{bs} \left\{ a_1 (T_e + T_i) \frac{dn}{dV} + a_2 n \frac{dT_i}{dV} + a_3 n \frac{dT_e}{dV} \right\} \quad (5.1)$$

こゝで、 B 、 n 、 T_e 、 T_i は磁場強度、プラズマの密度、電子温度、イオン温度で V は体積を表わし、 f_i 、 f_c は夫々捕捉粒子、周回粒子の割合 ($f_i + f_c = 1$) である． G_{bs} は磁場配位により決まる幾何形状因子で、 a_1 、 a_2 、 a_3 は数値因子で $\langle \rangle$ は磁気面平均を表わしている．式 (5.1) に関しては、本誌の講座「トロイダルシステムにおける電流駆動」の第2章において詳しく解説されているのでこゝではくり返さない．注意すべきことは、式 (5.1) の G_{bs} は軸対称系では $G_{bs} = B_t/B_p$ (B_t はトロイダル磁場、 B_p はポロイダル磁場) となり、式 (5.1) は、大アスペクト比のトカマクのバナナ極限の表示式 (2.8) を与えるが、非軸対称系では、 G_{bs} は磁場構造に非常に強く依存することである．これは、ブートストラップ電流を作っているトロイダル・リップルに捕捉された粒子の運動が、いかにヘリカル・リップルに妨げられるかという事と深く関係している． G_{bs} は非軸対称系においては一般に数値計算をしなければ求まらない．文献[38]では、ヘリオトロン/トルサトロン型の大型ヘリカル装置 ($L=2$, $R \simeq 4\text{m}$, $B \simeq 4\text{T}$) について、外部軸対称コイル系によるポロイダル場の制御が G_{bs} へ与える影響を数値計算により研究した．こゝでは主として垂直磁場と4重極磁場の影響を調べている．垂直磁場 B_V は、プラズマを水平方向に移動させ、4重極場 B_Q は、プラズマ断面の楕円度を変化させる．この論文の結果では、 B_V の制御によりプラズマをトーラス外側へ少し移動させると G_{bs} は減少し、内側へ移動させると G_{bs} は増加する． B_Q の制御の効果は極めて顕著で、楕円度を小さくしてトーラス方向に平均したプラズマのポロイダル断面が横長になると G_{bs} は大きくなり、楕円度を大きくして縦長にすると G_{bs} は殆んどゼロになる． G_{bs} は平均小半径 ρ の函数であり、 $n_e(\rho)$ 、 $T_e(\rho)$ 、 $T_i(\rho)$ が与えられると式 (5.1) から $\langle J_{bs} B \rangle$ が計算され、全電流 $I_{bs} = \int_0^{a_p} 2\pi \rho d\rho \langle J_{bs} B \rangle B / \langle B^2 \rangle$ が求まる (a_p はプラズマの平均半径)．プラズマの移動を磁気軸シフト δ_{axis} で表わす．外部ポロイダル・コイルの作る B_V とヘリカル・コイルの作る B_V とが丁度打消す時 $\delta_{axis} = 0$ とすると $\delta_{axis}/a_p \simeq 0.1$ から $\delta_{axis}/a_p \simeq -0.1$ までシフトさせると、論文[38]で用いた n_e 、 T_e 、 T_i の例では I_{bs} は1.5倍から2倍程度増加する．またこの論文の例では B_Q の制御により I_{bs} が約500 kAから数kAまで変化する．文献[20]ではATFについて G_{bs} のポロイダル場への依存性を調べ、文献[38]と同様の傾向を示している．この論文では、2本のヘリカル・コイルに流す電流の大きさの比を変えることによりブートストラップ電流を非常に小さくできることも示している．

プラウト領域でのブートストラップ電流は次の式で与えられる²¹⁾．

$$\langle J_{bs} B \rangle = -H_{bs} \frac{v_{Te}}{\nu_{ei}} \left\{ b_1 (T_e + T_i) \frac{dn}{dV} + b_2 n \frac{dT_i}{dV} + b_3 n \frac{dT_e}{dV} \right\} \quad (5.2)$$

ここで v_{Te} は電子の熱速度, ν_{ei} は電子-イオン衝突, b_1, b_2, b_3 は数値因子である. H_{bs} は磁場構造で決まる複雑な因子である. 文献³³⁾ では様々な配位に対して H_{bs} を数値計算し, その結果, H_{bs} は垂直磁場 B_v や 4 重極磁場 B_Q に対する依存性は弱く, トロイダルピッチ数 M に強く依存することが判った. これは $1/\nu$ 領域では B_v や B_Q に対する依存性が強いのに対し, M 依存性はあまり強くないのと対照的である. 数値計算の結果から H_{bs} はモデル場に対する表示

$$H_{bs} = 2\pi^2 R_0 \left\{ \epsilon_i^2 - \left[L + \epsilon M \left(\frac{\rho}{R_0} \right)^2 \right] \epsilon_h^2 \right\} \quad (5.3)$$

で充分近似できることが判った. ここで R_0 は大半径, ρ は平均小半径, ϵ は回転変換, ϵ_i と ϵ_h は夫々トロイダル・リップル, ヘリカル・リップルの大きさを表す. もし $\epsilon_h = 0$ であると式 (5.3) はトカマクのプラトウ領域での結果と一致し, ブートストラップ電流は小さい値に留まる. しかし ϵ_h は ρ とともに大きくなり, プラズマの周辺で式 (5.3) の ϵ_h^2 に比例する第 2 項が, ϵ_i^2 に比例する第 1 項より大きくなるとかなり大きなブートストラップ電流が流れ, しかもこの時 H_{bs} は符号を変え, 負の方向 (ポロイダル磁場を弱める方向) に流れる可能性がある. トロイダル・ピッチ数 M が大きくなると ϵ_h も大きくなり, 式 (5.2), 又は (5.3) に従うと大きな負のブートストラップ電流が流れる事になる. 文献³³⁾ では, 大型ヘリカル装置では, バラボリック分布のプラトウ領域にあるプラズマ中に $M=10$ で $I_{bs} = -30$ kA, $M=14$ で $I_{bs} \simeq -200$ kA のブートストラップ電流が流れると計算している.

式 (5.1) と式 (5.2) は夫々バナナ極限とプラトウ極限における表示であり, トカマクの場合の様に両領域を結ぶ式は無い. 任意の衝突周波数領域においてブートストラップ電流を計算するには, DKES コード^{34,35)} を用いて直接ドリフト運動論方程式を数値計算する必要がある.

実験面においては, 1984年に, ヘリオトロン E で, ブートストラップ電流が観測されたと報告されている¹⁵⁾. 最近になって米国の AFT や核融合科学研究所の CHS が新しいヘリカル装置として稼動を始めたが, これらの装置においてもブートストラップ電流が検証されつゝあるように思われる. ATF¹⁷⁾ では ECH プラズマに対して, 外部ポロイダル・コイル系を制御して, 磁気軸をシフトさせたり, 4 重極場を変えプラズマ断面形状を変化させたりして, トロイダル電流 I_p の測定を行った. 外部ポロイダル・コイル系の制御によりプラズマのパラメータは変わるが, ECH のパワー $P_{ECH} = 200$ kW で, およそ $n_e \simeq 4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $W_p \gtrsim 1$ kJ, $T_e(0) = 400 \sim 600$ eV, $I_p = 1 \sim 2$ kA である. 一周電圧は 0.003 V 以下でオーミック電流は無視できる. また, ECH は B に垂直に入射され, 測定されたトロイダル電流 I_p は $\tilde{n}_e$ とともに大きくなり, またヘリカル・コイル電流 I_{HF} を逆にすると I_p も逆転するので, ECH による電流は無く, I_p はブートストラップ電流を直接測定していると思われる. プラズマは周辺と中心近傍を除いては $1/\nu$ 領域にある. プラズマをより縦長にしていくと I_p は小さくなり $\delta_{axis} \simeq 0$ の時はプラズマに楕円度を充分つけることにより $1/\nu$ にすることができる. $\delta_{axis} = -2$ cm の時は, $\delta_{axis} \simeq 0$ に比べ約 1 kA 程 I_p は大きく, またこの場合もプラズマ断

面をより縦長にすると I_p は小さくなる。 I_p の値は理論値とおむね一致する。ブートストラップ電流 I_{bs} の他の依存性、 $I_{bs} \propto W_p$, $I_{bs} \propto B^{-1}$ も確かめられている。

CHS¹⁸⁾ においてもECHプラズマで1 kA程度のプラズマ電流が観測されており、4重極成分への依存性が見られている。ただしその傾向はATFとは異なり、最適な4重極成分値がある結果になっている。CHSではプラズマが完全に無衝突領域に入っておらず、また理論的には、プラトウからバナナへの遷移はまだ扱えないので今後の検討が必要である。CHSでは入射角可変のNBIを1台持っているが、今までのところ基本的に接線入射を行っているためビーム駆動電流(大河電流)が(大半径が小さな事もあり)大きい。実際低密度領域 ($\bar{n}_e \simeq 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) では15 kAにも及ぶ。しかし高密度領域 ($\bar{n}_e \simeq 7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) , 又は低磁場においてはビームを入射しているにも拘らず、トロイダル電流はビームと逆方向に流れる事が観測された。同様な電流の逆転現象は、ビーム入射角を接線方向から垂直方向へ変化させていくときにも見られた。この原因は、ブートストラップ電流が逆方向に流れるためと思われる。理論的にも式(5.8)で示したように、プラトウ領域のプラズマはヘリカル・リップルの大きな配位ではブートストラップ電流は反対方向(B_p を打ち消す方向)に流れ得る。

以上のように、ヘリカル装置ではブートストラップ電流が直接的に観測されており、実験と理論との比較が今後精力的に進められていくものと思われる。

6. 終りに

トカマクとヘリカル系におけるブートストラップ電流の検証について概観した。ブートストラップ電流が流れるという事は次の様な意味を持つ。

i) トカマク・プラズマ中で、ブートストラップ電流が全電流に占める割合が大きくなると、電流駆動のための循環エネルギーを大巾に節約出来る。この為、ITERでは、30%程度のブートストラップ電流を期待している。一方、ブートストラップ電流をより積極的に採用して、トカマク炉の最適化をはかるアプローチもある。4. で述べた高 β_p 定常トカマク炉の概念は、その一例である。この様に、ブートストラップ電流の検証は、トカマク炉設計概念の選択子を広げ、今後のトカマク実験の方向にも大きな影響を与えらると思われる。

ii) ヘリカル系にとってはブートストラップ電流は必ずしも好ましいものではない。もちろんヘリカル系でどの程度までトロイダル電流が流れても良いかという事は充分研究せねばならないが、ヘリカル系が大型化され、高温・高密度のプラズマが得られる様になると、配位によっては回転変換を完全に変えてしまう程のブートストラップ電流が流れ得る。もちろんダイポール場や4重極場の制御により小さくできるが、許される程度のブートストラップ電流を生ずる配位が、MHD安定性やプラズマ輸送にとって好ましいものかどうか、理論・実験両面からの研究が必要である。

iii) 理論的には、ブートストラップ電流の検証は非常に興味深いものである。プラズマ輸送現象の中で、

粒子拡散や熱拡散は大きな異常性を示すのに、ブートストラップ電流や電気伝導度は新古典的に振舞っている様に見える。新古典的ブートストラップ電流が存在するならWare ピンチ も存在する事になる。揺動が引き起す拡散や電流についての研究は 2. で少し紹介したが、将来、より高温プラズマになった時ブートストラップ電流に与える揺動の効果はどのようなものになるか、運動量閉じ込めとどのような関係にあるか、等多くの理論的課題がある。

ヘリカル系ではブートストラップ電流は、トカマクより直接的に(例えば垂直入射のNB I 加熱ではブートストラップ電流のみがトロイダル電流になる)測定し易く、又、外部からの制御が容易であるので、ブートストラップ電流について、理論・実験両面からのより定量的な比較が可能であると思われる。今後のブートストラップ電流の研究は、トカマクとヘリカル系の相補的研究の一つの課題となって行くと思われる。

参 考 文 献

- 1) H.K. Moffatt : *Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids*. Cambridge University Press, 1978.
- 2) R.J. Bickerton, J.W. Connor and J.B. Taylor : *Nature Phys. Sci.* **229** (1971) 110.
- 3) A.A. Galeev and R.Z. Sagdeev : *in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Proc. 4th Int. Conf., Madison, 1971), Vol. 1, IAEA Vienna (1972) p.481.
- 4) B.B. Kadomtsev and V.D. Shafranov : *in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Proc. 4th Int. Conf., Madison, 1971) Vol. 2, IAEA, Vienna (1972) p.479.
- 5) M.C. Zarnstorff and S.C. Prager : *Phys. Rev. Letters* **53** (1984) 454.
- 6) J.D. Treffert, J.L. Shohet, and H.L. Berk : *Phys. Rev. Letters* **53** (1984) 2409.
- 7) M.C. Zarnstorff, M.G. Bell, and M. Bitter, *et al.* : *Phys. Rev. Letters* **60** (1988) 1306.
- 8) C.D. Challis, J.D. Cordey, H. Hamnen *et al.* : *Nucl. Fusion* **29** (1989) 563.
- 9) M. Kikuchi, M. Azumi and K. Tani *et al.* : *Nucl. Fusion* **30** (1990) No.2 or 3 (in press).
- 10) F.L. Hinton and R.D. Hazeltine : *Rev. Mod. Physics* **48** (1976) 239.
- 11) S.P. Hirshman and D.J. Sigmar : *Nucl. Fusion* **21** (1981) 1079.
- 12) J.W. Connor and J.B. Taylor : *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion* **11** (1987) 37.
- 13) S.I. Itoh and K. Itoh : *Phys. Letters A* **127** (1988) 267.
- 14) K.C. Shaing : *Phys. Fluids* **31** (1988) 8.
K.C. Shaing : *Phys. Fluids* **31** (1988) 2249.
- 15) S. Besshou, O. Motojima, M. Sato, *et al.* : *Plasma Phys. Contr. Fusion* **26** (1984) 565.
- 16) U. Gasparino, H. Maassberg, M. Tutter and W7-A Team : *Plasma Phys. Contr. Fusion* **30** (1988) 283.
- 17) M. Murakami : "Status of The ATF Experimental Program - Overview of Recent Results," *1st Int. Toki Conf. Plasma Phys. Contr. Fusion*, Toki, 4-7 Dec., 1989.
- 18) O. Kaneko, Y. Takeiri, H. Yamada, *et al.* : "Driven Currents in Neutral Beam Heated CHS Plasma," *1st Int. Toki Conf. Plasma Phys. Contr. Fusion*, Toki, 4-7 Dec., 1989.
- 19) K.C. Shaing and J.D. Callen : *Phys. Fluids* **26** (1983) 3315.
- 20) K.C. Shaing, B.A. Carreras, N. Doninguez, *et al.* : *Phys. Fluids* **B1** (8) (1989) 1663.
- 21) K.C. Shaing, S.P. Hirshman and J.D. Callen : *Phys. Fluids* **29** (1986) 521.
- 22) 岡本正雄, 中島徳嘉, 徳田伸二 : *核融合研究* **62** (1989) 348.
- 23) S. Tokuda, T. Takeda and M. Okamoto : *J. Phys. Soc. Jpn.* **58** (1989) 871.
- 24) D. McCune, M.C. Zarnstorff and M.G. Bell, *et al.* : *Bull. Am. Phys. Soc.* **30**, No9 (1989) 4R25.
- 25) W.H.M. Clark, *et al.* : *Phys. Rev. Letters* **45** (1980) 1101.

- 26) R.J. Goldston, D.C. McCune, and H.H. Towner, *et al.*: J. Compt. Phys. **43** (1981) 61.
- 27) K. Tani, M. Azumi and R.S. Devote : submitted to J. Compt. Phys.
- 28) M. Azumi, M. Kikuchi and K. Tani : Res. Rep. Japan Atomic Energy Research Institute, JAERI-M 89-103 (1989) 231.
- 29) S. Ejima, T.W. Petrie, A.C. Riviere, *et al.*: Nucl. Fusion **22** (1982) 1627.
- 30) M. Kikuchi, T. Ando and M. Araki, *et al.*: Proc. 15th Symp. Fusion Tech. (1988 Utrecht), **1** (1989) 287.
- 31) K. Borrass, S. Cohen and F. Engelman *et al.*: Rep. ITER, ITER-IL-Ph-5-9-81, Jan. , 1990.
- 32) M. Kikuchi : Res. Rep. Japan Atomic Energy Research Institute, JAERI-M 89-164, Nov. , 1989.
- 33) N. Nakajima, M. Okamoto, J. Todoroki, Y. Nakamura and M. Wakatani : Nucl. Fusion **29** (1989) 605.
- 34) S. Hirshman, *et al.*: Phys. Fluids **29** (1986) 2951.
- 35) W. van Rij, *et al.*: Phys. Fluids **B1** (1989) 563.