直線型乱流加熱装置中のダブルレイヤーの崩壊機構

犬塚 博, 赤壁 勇, 築島隆繁

(名古屋大学工学部)

(1989年5月20日受理/1989年7月6日改訂原稿受理)

Mechanisms of Spontaneous Collapse of Double Layer in a Linear Turbulent Heating Device

Hiroshi Inuzuka, Isamu Akakabe and Takashige Tsukishima

(Received May 20, 1989/Revised Manuscript Received July 6, 1989)

Abstract

Mechanisms of spontaneous collapse of double layer (DL) in a linear turbulent heating device are studied. Parameters which may have effect on the life time τ_D of DL were examined. It is found that the life time of DL depends strongly on the distance between two electrodes and partial pressure of neutral particles, but less on wall materials and size of the wall. It is shown that the empirical law on τ_D can be best explained by a model which assumes that no ion is supplied from the anode and that ions are reflected at the cathode and stagnate in the cathode-side region of DL. Computer simulation based on this model shows that a pressure imbalance is produced across the DL. Then the DL is pushed toward the anode and vanishes when it reaches the anode.

Keywords :

double layer, turbulent heating, mirror machine, computer simulation, plasma transport, nonlinear process, aurora,

1. 緒言

単純ミラー磁場配位の直線型乱流加熱装置 THE NU-II 中で一連の非線形現象の結果として, “準安定” な強いダブルレイヤー (DL, 電気二重層) が形成されることは, 既に報告した¹⁻⁴⁾. この DL は次のような特徴を持っている.

- ① 電位差 ϕ (volt) は, 一対のリング状冷電極を介して外部回路 (コンデンサ) より供給される.
- ② DL を貫流する電流 I_{DL} は電子 Bohm 電流 $I_B = en_e (2 T_e / m_e)^{1/2}$ 以下に抑制される.
- ③ ミラー磁場が $I_{DL} < I_B$ にきいている.
- ④ DL 形成の前駆現象として, まず電子ホールが発生し, それに伴う電子加熱の後にイオン波不安定 (イオ

ン音波, 静電イオンサイクロトロン波など)が発生するが, DL 形成後は, この様な低周波波動は消滅する.

⑤DL が安定に維持されている間は I_{DL} もほぼ一定に保たれている.

⑥DL 形成後, ある時間経過すると再び低周波の不安定波動が励起されはじめ, それに伴って I_{DL} も指数関数的に増加しプラズマは急激に加熱される (乱流加熱).

⑦DL が形成されてから, I_{DL} が $2I_B$ に達するまでの時間を τ_D と定義すると, DL が安定に維持されている間の I_{DL} と τ_D の積はほぼ一定であるという実験式が得られている. 即ち

$$N_C = \frac{I_{DL} \tau_D}{e} = 5.6 \times 10^{15}. \quad (1)$$

DL 形成過程および維持機構に関しては, 時間・空間分解の優れた観測と, 計算機シミュレーションによる解析により, その物理的描像はかなり明らかにされてきた. 崩壊機構については, DL の陰極側に発生しているイオンホールがプラズマの拡張により埋められることで電流抑制機能が消滅し DL を崩壊に導くという説が飯塚らにより提案されているが⁵⁾, (1)式を定量的に説明するに至っていない. 上記の我々の計算機シミュレーションでは, 境界条件として陽極 (陰極) に吸収される電子 (イオン) は他方の陰極 (陽極) から半 Maxwell 分布の初期速度で供給されている. このような条件の下で形成された DL は, $\omega_{pe}t=2000$ に至るシミュレーションにおいても安定に存在し, 崩壊の兆しを見せないという結果が得られている.

本論文では DL の寿命に影響すると考えられる種々の要因について実験的にパラメータ調査を行った結果について報告する. (1)式の右辺の定数の値は種々のパラメータの内, 特に電極間距離に強く依存することが見出された. このことは, τ_D が電極間のプラズマ粒子の総数に密接に関連していることを示唆している. 本論文では, また, ①陽極からイオンは供給されない, ②陰極でイオンは反射され DL の陰極側に留まっている, というより現実的な境界条件のもとで計算機シミュレーションを実行し, τ_D に関し実験結果と矛盾しない結果が得られた.

オーロラや太陽フレアからの高エネルギー粒子の放出は, これらの DL の形成, 発展, そして崩壊に至る過程と関連がある可能性があり, 実験室プラズマでの DL の発生から崩壊に至る間のそれぞれの物理過程の研究は, これらの現象を理解する上で重要である. また, 最近, 磁場閉じ込め核融合装置においてプラズマ周辺に発生する電位差の挙動が粒子閉じ込め改善の観点から注目されている. 我々は, DL の崩壊過程でも電極におけるイオンの挙動および DL を通過するイオンの移動量が DL の寿命 τ_D に大きく影響することを最近見出した.

以下, 第2章では実験装置および測定方法の概要を述べる. 第3章では, これまでに得られた τ_D に関する実験結果を簡単に紹介し, τ_D に影響を与えると考えられる諸要因のパラメータ調査実験の結果を述べる. 第4章では新しい境界条件の下での計算機シミュレーションの結果を述べる. 第5章は討論及び結論である.

2. 実験装置ならびに放電特性の

概要¹⁾

2-1 実験装置の概要

実験に用いた直線型乱流加熱実験装置 THE NU-II の概略を図1(a)に示す。放電管は内径7.5cm, 長さ164cmの円筒状パイレックスガラス製で, その一端にはプラズマ発生装置であるチタンワッシャーガンが, 他的一端には真空ポンプが取り付けられている。放電管の外側には10個のコイルが設置され, コンデンサバンクより供給される電流で中心磁場4.7kG, ミラー比2.2の準定常ミラー磁場を発生させる。この軸方向の磁場強度分布を図1(b)に示す。排気には拡散ポンプを用い, 全ての実験は 4×10^{-6} Torr 以下の背圧で行った。

図1. (a) 直線型乱流加熱装置 THE NU-II の構成図,
(b) 磁場の軸方向分布

最初に, この装置中にチタンワッシャーガンによって作られた密度 $n_e = (1 \sim 10) \times 10^{18} / \text{m}^3$, 電子温度 $T_e = 10 \sim 15 \text{ eV}$ 程度の水素プラズマを導入する。その結果, 直径4~5cmの円柱状のプラズマができ, これが初期プラズマとなる。プラズマ中には外径4.5cm, 内径3cmのアルミニウム製のリング電極が67cm離して挿入されている。この電極は5~20kVに充電された4.26 μF のコンデンサにギャップ・スイッチを介して接続されている。ギャップ・スイッチを短絡することによりコンデンサの電圧は短時間に電極間に移される。その結果, プラズマは一連の非線形応答を順次示した後, 最終的には数keVまで加熱される。なお, この加熱電圧の印加は, 電圧印加の時点でチタンワッシャーガンからのプラズマの供給が既に終了しているように, 十分な遅延時間をとって行った。

プラズマ中の電位は, 図1(a)に示すように, ラングミュアプローブを放電管中心軸上の5点 ($z = z_1 \sim z_5$) に設け, 1ショットで電位の多点同時測定を行うこととした。各プローブの先端の電極部は直径0.2mm, 長さ0.5mm タングステン線で, 単心のケーブルで高抵抗の電圧分圧器に接続されている。更に, エミッタフォロウによるバッファアンプを経て波形記憶装置上に多チャンネル同時記録される。THE NU-IIのプラズマでは興味をもっている期間の電子温度は, プラズマ電位に比べて十分小さいので⁴⁾, プローブによって測定される浮動電位は, ほぼプラズマ電位とみなしうる。

図2. 放電電圧、電流、電位揺動の時間変化：(a) 放電電圧と電流の時間変化、(b) 初期の放電電流、(c) $z=57$ cmの位置のプロープで観測された電位揺動。

図3. (a) $z=2, 10.5, 20.5, 34, 57, 67$ cmの6点での電位の時間変化。(b) (a)のデータの時間空間平面上における等高線。

2-2 放電特性の概要

印加電圧 V_h と電極間を流れる電流 I_h の時間変化の一例を図2(a)に示す。最初の $8 \mu s$ 程は電流の値が小さいのでその間を拡大したのが図2(b)である。電流は、電圧印加直後約100A 迄急増するが、すぐに数10A 迄減少し、数 μs の間ほぼ一定値を保つ。その後、電流は急増し、最大10kA に迄達する。この電流の急増に伴い電圧は図2(a)のように減少する。この電流が制限されている間、図3に示すように DL が発生している¹⁾。

図2(c)に $z=57$ cm の位置のプラズマ電圧測定用プロープで測定される電圧波形に重畳して観測される電位揺動を示す。この波形は、700kHz~10MHz の帯域通過フィルターを通して得られたものである。高域遮断周波数はサンプリング周期の関係から、また低域遮断周波数は寄生回路振動等を除去するために設定された。

図4. DLを流れる電流とDLの寿命の関係.

図5. 電極をニッケルとした場合のDLを流れる電流とDLの寿命の関係.

3. 実験結果

図2(a)の電圧・電流波形からも明らかなように、DLが発生し電流制限が起っている期間は数 μs から数百 μs の寿命で終了し、その後は、プラズマは通常の線形抵抗としてふるまう。数多くの実験に於て、このDLの寿命はショット毎に変化することがわかった。流体モデルでは、DLが定常に維持される為にはDLに流入する電子電流密度はBohm電流密度 I_B よりも大きいことが要求される^{6),7)}。 I_h が $2I_B$ を越えた時刻をDLの寿命 τ_D と定義し、多くのショットについて $\ln \tau_D$ と $\ln I_{DL}$ の関係を求めたのが図4である³⁾。比較的、ばらつきも小さく傾き-1の直線に沿って分布している点が興味深い。この図4の結果は τ_D と I_{DL} の間に $I_{DL} \tau_D = \text{const.}$ という関係が存在することを示唆している。

この結果は、その領域を通った電子の総数 N が臨界値 N_c に達した時、DLの崩壊が起こることに対応している。この様にDLの寿命は、DLを通過する電流（電荷量）に依存していることが示された。さらに、それ以外のどのパラメータがDLの寿命に影響を与えているかを調べるために、壁の材質、電極の材質、放電管の内径、電極間距離等を変化させた実験を行った。

3-1 電極材料の影響

電極での二次電子放出によるプラズマ密度増加のDLの寿命への影響の可能性を調べるために次の実験を行った。通常使用している電極はアルミニウム製で、その場合、一次電子エネルギーが15keVの時、二次電子放出係数は約0.5である⁸⁾。そこで、アルミニウムの2倍程度の二次電子放出係数を持つニッケルを電極材料として用い、両者のDLの寿命に対する影響の比較を行った。

電極がニッケルの場合のDLを流れる電流 I_{DL} とDLの寿命 τ_D の関係を図5に示す。図中斜めの直線

図6. (a) 放電管の内径を変化させた場合のDLを流れる電流とDLの寿命の関係,
(b) アルミナ管を挿入した場合のDLを流れる電流とDLの寿命の関係.

は、図4の電極がアルミニウムの場合の実験結果である。電極をニッケルに変更した場合でも、各ショットにおけるDLの寿命はこの直線とよく一致しており、電極での二次電子放出の効果の影響は否定される。

3-2 放電管の内径および材質の影響

放電管内壁からの中性ガス放出によるプラズマ密度増加のDLの寿命への影響の可能性を調べるために、まず、放電管の内径を変化させる実験を行った。通常、放電管は内径7.5cmのバイレックスガラス管を使用しているが、ここでは、さらに、その内部に内径6cmのバイレックスガラス管を挿入し内径の変更を行った。その結果を図6(a)に示す。図6(a)から明らかなように特にDLの寿命への影響は見られない。

次に、放電管の材質のDLの寿命への影響を調べるために、内管としてアルミナを挿入してその効果を調べた。アルミナとバイレックスガラスでは不純物の放出量に違いがあることが期待される⁹⁾。バイレックスガラスの場合の実験結果と比較を行うため、アルミナ管の内径も6cm、挿入方法は、先のバイレックスガラスの場合と同様にした。この場合の実験結果を図6(b)に示す。全体の傾向はバイレックスガラスを挿入した場合と変わっておらず、放電管の材質をアルミナとした顕著な影響は現れていない。したがって、壁での水素のリサイクリングの効果もDLの寿命には影響を与えない。

3-3 残留中性水素ガスの影響

本実験装置では、プラズマ発生源としてチタンワッシャーガンを用いているため、初期プラズマを導入する際、中性水素ガスやチタンなどの不純物も同時に導入されると見られる¹⁰⁾。これらのガスは、加熱電圧印加時までに全てがポンプにより排出されるわけではなく一部は放電管内に残ると考えられる。そこで、放電管内

図7. 放電管内の中性水素ガス圧を変化した場合のDLを流れる電流とDLの寿命の関係。図中○印で示した点は水素ガスの導入を行わない通常の場合のショット，×印は中性水素ガスの導入を行い放電管内のガス圧を $(5 \sim 7) \times 10^{-5}$ Torrとした場合のショット，□印はガス圧が $(1.4 \sim 1.6) \times 10^{-4}$ Torrの場合のショットである。

図8. 陰極の位置とミラー磁場配位との関係。M1, M2はミラー点の位置を示す。

の残留中性水素ガスのDLの寿命への影響を調べるために、外部より予め放電管内に中性水素ガスを導入し放電を行った。その結果を図7に示す。図中○印で示した点は水素ガスの導入を行わない通常の場合のショット，×印は中性水素ガスの導入を行い放電管内のガス圧を $(5 \sim 7) \times 10^{-5}$ Torrとした場合のショット，□印はガス圧が $(1.4 \sim 1.6) \times 10^{-4}$ Torrの場合のショットである。中性水素ガス圧が高くなるほど、DLを流れる電流値が小さいところで、DLの寿命が延びなくなることがわかる。この結果よりDLの寿命は残留中性水素ガス圧にある程度依存していると見られる。このような中性ガス圧が寿命に影響する現象は、タンデムミラー装置GANMA-10のサーマルバリアーでも見られている¹¹⁾。

3-4 電極間距離の影響

通常電極間距離は67cmであるが、ここでは、陽極の位置は固定したまま陰極の位置を移動させて、電極間距離を変化させた場合のDLの寿命の変化を調べた。陰極は、それぞれ、図8における①～④の点に設置した。その結果、電極間距離は、それぞれ、67cm (①)、50cm (②)、33cm (③)、17cm (④) となる。

図9に電極間距離を変更して行った時の実験結果を示す。(a)は電極間距離が通常、即ち67cmの時の実験結果、(b)、(c)、(d)はそれぞれ電極間距離が50cm、33cm、17cmの時の結果である。電極間距離が短くなると、(1)式の関係で決まる寿命よりDLの寿命が短くなっていることがわかる。この結果より、DLの寿命は電極間距離に依存していると考えられる。

図9. 電極間距離を変更した場合のDLを流れる電流とDLの寿命の関係:
(a) $L=67\text{cm}$, (b) $L=50\text{cm}$, (c) $L=33\text{cm}$, (d) $L=17\text{cm}$.

4. 計算機シミュレーション

第1章でも簡単にふれたように、直線型乱流加熱装置中のDLの崩壊機構では、イオンの輸送が重要な意味を持っていると考えられる。そこで、そのことを確かめるために、電極からはイオンの放出がないという境界条件を導入した一次元の計算機シミュレーションを実施した。我々が過去に行ってきたシミュレーションでは、一方の電極に達した粒子（電子・イオン共）が他方の電極から放出されるという、通常よく用いられる形式の境界条件を採用し、その場合にはDLの崩壊は見られなかった²⁾。今回は、電極に到達したイオンがもう一方の電極から供給されないという、より現実的と考えられる境界条件として、電極に達したイオンが全て電子と再結合するモデルと、電極で全て反射されるモデルの二つの極端な場合について行った。実際には、電極においては、この二つの状況の中間的な現象が発生しているものと思われる。

電極でイオンが全て再結合される境界条件を用いた時の結果を図10に示す。この時の軸方向の電位分布の時

図10. イオンが電極で再結合する場合のシミュレーションの結果:
(a) 電位分布の時間変化,
(b) 電子電流の時間変化.

図11. イオンが電極前面に留まるとした場合のシミュレーションの結果:
(a) 電位分布の時間変化,
(b) 電子電流の時間変化.

間変化を図10(a), 電流の時間変化を図10(b)に示した. 図10(b)でわかるように電子電流が次第に減少してゆき, $\omega_{pe} t = 600$ の後にもDLが陰極前面に安定して存在した. この結果は, 電子電流が時間の経過と共に減少していく点, DLが移動しない点において実際の実験とは矛盾する.

陰極でイオンが反射されとした境界条件を用いた時の結果を図11に示す. このシミュレーションでは, DLは, 時間経過と共に陰極側の密度の増加の為に陽極側へ移動し, $\omega_{pe} t = 320$ を過ぎた時点で崩壊する. この結果は, 実験結果とよく似たふるまいとなっており, プラズマ密度の再配分がDLの崩壊に重要な役割を担っていることを示唆している.

これらの結果は, DLの崩壊が見られなかったシミュレーションに, イオンが電極から供給されないという, より現実的な境界条件を導入することにより, シミュレーションにおいてもDLが崩壊する結果が得られる事を意味している.

5. 討論および結論

以上の実験結果をまとめると、この装置で見られる DL の崩壊に関しては以下のような性質があることが示される。

- (1) DL を通過する電子数がある一定値 N_c を越えると崩壊する。
- (2) その電子数は電極間距離が通常の長さの場合 5.6×10^{15} 個である。
- (3) 中性ガス圧を増大させると寿命が短くなる傾向がある。
- (4) 電極間距離を短くすると寿命が短くなる。

又、壁や電極の材質に関する依存性は、ほとんど見られないことから、それらからの中性水素ガスや不純物の放出の影響という可能性は否定される。そこで、上記の4点を同時に説明できるモデルとして、我々は以下のような「DLの陽極領域のイオンの欠乏によるDL崩壊モデル」を考案した。

THE NU-IIにおいては、プラズマ中に挿入された一対の電極を介して、充電された外部のコンデンサより電流を流し、DLの発生・維持を行っている。電極に到達した電子は電極を通過して外部回路に流れ電流を形成するが、一方、電極に到達したイオンは電極の中に入ることが出来ないで、そこで反射されるか、電極表面で電子と再結合するだけである。したがって、イオンは電子のように外部回路を通過して、反対側の電極から再放出されることはない。又、DLが安定に存在する間は、Langmuirの条件 ($I_i/I_e = (m_e/m_i)^{1/2}$) を満足せねばならないので、DLを通過する電流の内、 $(m_e/m_i)^{1/2}$ はイオン電流である。したがって、この様な系ではDLを通過する電流が存在すると、時間の経過と共に、DLの陽極側のイオンが減少し、陰極側のイオンが増大することとなる。そのイオンの輸送を中性化するように電子も再配分されるので、それらの結果、DLの陰極側のプラズマ密度が増大し、陽極側の密度が減少する。その密度のアンバランスによって、DLは陽極方向に押され、潰されて崩壊する。以上がこのDL崩壊のモデルである。

このモデルが数値的に妥当であることは、次のように示される。最初チタンワッシャーガンにより放電管内にプラズマが導入されるが、その時プラズマ密度の径方向分布を放物線型で近似して、導入される全イオン数 N を求める。

$$N = L \int_0^a n_e(0) [1 - (r/a)^2] 2\pi r dr \quad (2)$$

$$= 5.3 \times 10^{14} \quad (\text{個})$$

ここで、 L は電極間距離、 a は電極の半径、 $n_e(0)$ は軸上での密度である。DLが崩壊するまでにDLを通過するイオン数 N_{ci} は(1)式と、Langmuirの条件より

$$N_{ci} = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \times N_c = 1.3 \times 10^{14} \quad (\text{個}) \quad (3)$$

となる。この値は最初、電極間に存在している全イオン数と同じオーダーの値となる。このことは、このモデ

ルの数値的妥当性を意味している。

このモデルを検証するためには、初期プラズマとしてDLの陽極側に最初に存在するイオン数を変化させた場合に、 I_{DL} と τ_{DL} の反比例関係を保ったまま N_c の値がイオン数に対応して変化することが実験的に確認されればよい。このイオン数を変化させることに対応する実験が、陽極・陰極間の電極間距離 L を変化させてDLの寿命を測定した実験(図9)である。しかし、この図をこのモデルの立場から解釈するには、二つの点を考慮する必要がある。一つは、問題としているDLの陽極側に存在しているイオン数に影響するのは、電極間の全体積ではなく、DLと陽極間の体積であるという点である。したがって、DLの位置が問題となる。一般に乱流加熱装置中のDLは陰極前面で発生し、陽極方向に移動する。もし、その近傍にミラー点があるとDLはミラー点付近で静止する傾向がある¹²⁾。THE NU-IIでは、通常的位置の電極間には図1(b)に示されるように二つのミラー点が存在する。結果、 $L=67\text{cm}$ の場合には、陰極側のミラー点で、 $L=50\text{cm}$ と $L=33\text{cm}$ の場合には、陽極側のミラー点でDLは静止する。このことは、プローブ測定よりも確認されている。問題とする体積は、それらの静止したDLの位置と陽極の位置の間の体積である。

もう一つの問題点は、電子電流とイオン電流がLangmuirの条件の比になるのは、DLが完成し安定に存在する間のみであるという点である。したがって、DLが発生・移動する間の過渡的な期間は除かなくてはならない。この期間は厳密にはショット毎に異なるが、近似的には図2にも示されるようにTHE NU-IIでは通常約 $1\mu\text{s}$ 程度である。この時間を考慮して、図9を書き直したのが図12である。図より、どの電極間距離の場合にも反比例の関係となっていることがわかる。又、図中の破線は、初期プラズマが軸方向に一樣に分布していると仮定して、DLと陽極の間の体積から求まるイオン数より与えられるDLの寿命の直線である。それぞれ、実験値とおおよそ一致している。特に $L=50\text{cm}$ と $L=33\text{cm}$ では電極間距離が異なるにもかかわらずDLの静止する位置が同じ陽極側ミラー点の位置なので、DLの寿命が同じになることも確認される。これらのことは、この装置のような、外部からプラズマを供給しない場合のDL崩壊の機構として、我々が提案したモデルが妥当であることを意味している。

一方、シミュレーションの結果も、イオンが電極から供給されないという境界条件を採用した場合のみDLの崩壊が見られることから、上記のモデルを支持している。特に、電極でイオンを全て再結合させた場合(図10)とそうでない境界条件の場合(図11)とでは、DLの陰極前面の密度に大きな違いが生ずる。そして、後者の場合、陰極とDLの間の領域の密度が増大し、陽極領域との間に密度のアンバランスが生ずる。電極で再結合しないとした境界条件のシミュレーションでのみDLの崩壊が見られることは、DLを陽極側に移動させ押し潰して崩壊させる崩壊過程の中の後半の部分では、この密度差が重要であることを意味している。

なお、ここに中性ガスが存在すると、密度の高い領域であるほど電離現象がより多く発生し、その領域の密度をさらに増大させる事が考えられる。したがって、密度差がより強調される結果となり、DLと陽極の間にあったイオン数から予測される寿命よりも早くDLが崩壊する可能性がある。これが、図7のように中性ガスを導入した場合にDLの寿命が比較的長い領域で反比例関係の直線からずれてくる原因の一つであると考えら

図12. DL 生成時間を考慮した場合の DL を流れる電流と DL の寿命の関係：
 (a) $L=67\text{cm}$, (b) $L=50\text{cm}$, (c) $L=33\text{cm}$, (d) $L=17\text{cm}$.

れる。

今回、直線型乱流加熱装置中に発生するダブルレイヤーの崩壊過程に関する研究を行い、その結果をまとめると以下ようになる。

- (1) DL の寿命に影響を与える要素を調査し、電極間距離の変更により DL と陽極の間に存在するイオン数を変化させると、 $I_{DL} \times \tau_D = \text{定数}$ の関係が保たれたまま、その定数の値のみ変化することを実験的に示した。
- (2) それらの実験結果とシミュレーション結果から、DL の崩壊の物理機構に関するモデルを提案し、その妥当性を検討し、モデルで実験結果が説明できることを示した。
- (3) これらの結果は、今までの外部回路に起因する DL の崩壊機構以外に、DL を流れる電流によるプラズマの内部環境の変化が DL の崩壊を引き起こすことがあることを示すものである。又、この機構は、乱流加熱装置中の DL ばかりではなく、オーロラ等、他の状況における DL の寿命も又、説明出

来る可能性がある。

なお、上記モデルでは、DLの陰極側と陽極側の密度差がDL崩壊の最終的要因となることを指摘しているが、その密度差の測定はシミュレーションでしかなされておらず、実験において軸方向の密度分布は直接的には測定されていない。そこで、この点を確認するために、軸方向の密度分布の測定を行うことが、今後必要であらう。

謝辞

放電管作成等に多大の御協力を頂きました名古屋大学工学部技官 森 光雄 氏に心より御礼申し上げます。

この研究は、文部省科学研究費一般研究の援助の下に行われてきた。又、計算機シミュレーションは、プラズマ研究所大型計算機センターの共同研究として行われた。

参 考 文 献

- 1) H. Inuzuka, Y. Torii, M. Nagatsu and T. Tsukishima : Phys. Fluids **28** (1985) 703.
- 2) H. Inuzuka, Y. Torii and T. Tsukishima : Phys. Fluids **28** (1985) 2106.
- 3) H. Inuzuka, Y. Torii, M. Nagatsu and T. Tsukishima : Phys. Fluids **30** (1987) 3294.
- 4) 築島隆繁, 犬塚博 : 核融合研究 **60** (1988) 121.
- 5) S. Iizuka, P. Michelsen, J. J. Rasmussen, R. Schrittwieser, R. Hatakeyama, K. Saeki and N. Sato : J. Phys. Soc. Jpn. **54** (1985) 2516.
- 6) L. P. Block : Cosmic Electrodyn. **3** (1972) 349.
- 7) L. P. Block : Astrophys. Space Sci. **55** (1978) 59.
- 8) S. C. Brown : in *Basic Data of Plasma Physics*, (1957 The M.I.T. Press, Massachusetts).
- 9) G. M. McCracken and J. W. Partridge : J. Nucl. Mater **63** (1976) 373.
- 10) J. F. Steinhaus, N. L. Oleson and W. L. Barr : Phys. Fluids **8** (1965) 1720.
- 11) 間瀬淳, ガンマ10グループ : 電気学会プラズマ研究会資料 EP-88-54 1988年8月23日.
- 12) R. Hatakeyama, Y. Suzuki and N. Sato : Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 1203.