

磁気圏型装置 RT-1 で観測されるプラズマの自己組織化現象

齋藤晴彦*, 吉田善章, 森川惇二, 矢野善久, 川面洋平

H. Saitoh*, Z. Yoshida, J. Morikawa, Y. Yano, and Y. Kawazura

東京大学新領域創成科学研究科

Graduate School of Frontier Sciences, The University of Tokyo

*現所属: マックスプランク・プラズマ物理研究所

*Present Affiliation: Max Planck Institute of Plasma Physics

1. 初めに

磁気圏型装置 RT-1 は, 磁気浮上させた超伝導マグネットが発生するダイポール磁場配位中で高性能のプラズマ閉じ込めを目指す実験装置である[1-3]. ダイポール磁場を用いたプラズマ研究は, 木星磁気圏で観測される高速流を持つ高 β プラズマをヒントに提案された[4]. 超高 β プラズマに対して優れた安定性を持つという特徴を活かして, ダイポール磁場配位では, 既存の配位では不可能とされる先進燃料を用いた核融合を目指す研究が実施されている[1,5]. 強い非一様性を持つダイポール磁場配位における荷電粒子の自己組織化現象は, プラズマの基本的な緩和過程としてそれ自体が興味深い研究対象である[1,3]. またトロイダル配位では, 荷電粒子を電荷符号に依存せずプラズマとして捕獲する事が可能である. 軸対象なトロイダル磁気面配位という特性を活かして, ダイポール磁場配位では, 反物質[6]を含む多様な非中性プラズマ[7-13]の実験研究を行う事が可能となる.

ダイポール磁場配位における荷電粒子や荷電粒子の集団であるプラズマの性質を理解する上で, 鍵となる量は断熱不変量である[4]. よく知られているように, 低エネルギーで磁化した荷電粒子はダイポール磁場中で 3 つの周期運動を持ち, 対応する作用として 3 つの断熱不変量が定義される. それらは, ラーマー回転に対する磁気モーメント μ , バウンス運動に対する作用積分 J , トロイダル回転に対する磁場フラックス Ψ である. 磁化した荷電粒子に対して Ψ は正準角運動量 P_θ と近似的に一致する. P_θ の保存は系の軸対称性に起因するものであり, 直線型配位やダイポール配位における非中性プラズマの良好な閉じ込め特性の原因となっている. これらの断熱不変量は, 実際の系では様々な理由で非保存となる. μ と J は, 荷電粒子が磁化していない時には保存されない. 特に磁場がヌル点を持つ時には, 断熱不変量の非保存の効果は顕著となり様々な現象が観測される. また, 系が軸対象でない場合には Ψ は保存されない. 閉じ込め配位に時間的に変動する電磁場が存在する時にもまた, 断熱不変量は非保存となる. 通常, 粒子のトロイダル方向の回転周波数はラーマー回転やバウンスと比較して非常に遅いので, プラズマが内在する低周波の揺動により Ψ は容易に非保存となる. 時間的に変動しない軸対称なダイポール磁場中

の荷電粒子の運動について、一般的には保存量となるのはエネルギーと正準角運動量のみであり、粒子軌道は非可積分となる[3,4].

プラズマが内部に擾乱を持たず粒子運動の断熱不変量が保存される時、軸対称なダイポール磁場中において荷電粒子運動は磁気面上に捕獲され、良好な閉じ込めが実現される。これに対して、プラズマが内部に乱流的な擾乱を持つ場合には、断熱不変量の非保存化を通して、荷電粒子の磁気面を横切る径方向輸送が可能となる。それにより、プラズマの緩和現象として巨視的な構造が形成される[3]。ダイポール磁場配位では、主として磁場の強力な非一様性に起因して、極めて急峻な勾配を持つ密度分布が緩和状態となり得る事が理論的に示されている[1]。温度ゼロの極限では、これは磁束管当たりの粒子密度の平坦化に相当する現象であり、初期状態からの「拡散」として理解する事が出来る。しかし、実際の系において、装置固有の境界条件の下で、有限温度のプラズマがどのような保存量を選びどのような構造を自己組織化するかは自明ではない。

RT-1 では、このようなプラズマの構造形成現象を実験的に解明する事を目指して、また反物質等の新しいプラズマ研究を実験室において可能にする事を目指す観点から、トロイダル非中性(純電子)プラズマの実験研究を実施している。特に、ダイポール磁場を発生させる超伝導マグネットを磁気浮上させる事により、RT-1 では惑星磁気圏と同様の閉じた磁気面を生成し、プラズマに与える擾乱を極限的に抑制する事が可能である[2,14]。これにより、ダイポール磁場中でプラズマが本来の性質として生成すると考えられ構造形成現象を高精度で実験的に検証する事が可能となる。本稿では、RT-1 装置で観測された純電子プラズマの構造形成と閉じ込め特性[15-18]について報告する。非接触の静電揺動計測を通して、電子入射直後の不安定状態から安定な閉じ込めが実現される過程のプラズマの状態を調べると共に、閉じ込め時間の評価を行った。また、電子入射中には電位分布及び電子密度分布の直接計測を併せて行い、プラズマの内部構造を明らかにした。以下では、実験装置及び計測結果について述べる。本原稿は「既

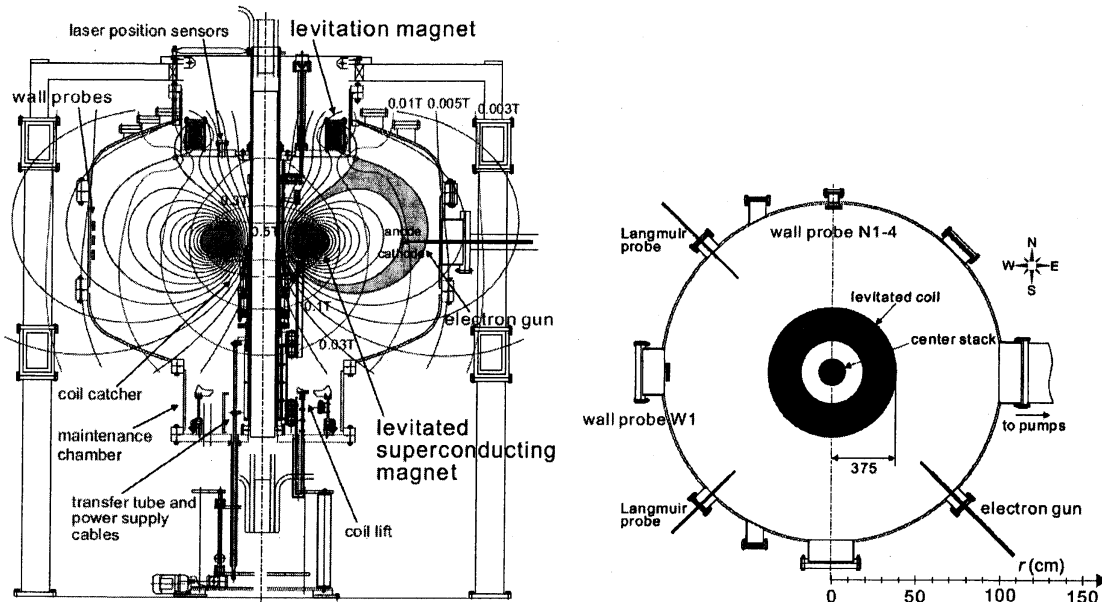


図 1: RT-1 装置のポロイダル投影図及び水平断面図。磁気面及び磁場強度を併せて示す[16].

発表論文の要約][16-17](Reprinted with permission from [H. Saitoh, Z. Yoshida, *et al.*, Phys. Plasmas 17, 112111 (2010); H. Saitoh, Z. Yoshida, *et al.*, Phys. Plasmas 18, 056102 (2011)]. Copyright [2010,2011], American Institute of Physics.)の形態を取っており,特に実験上観測された非中性プラズマの構造と構造形成に影響を与える揺動について具体的な実験手法や手順を中心に記述した.

2. RT-1 実験装置および電子銃, 計測システム

本実験を実施した RT-1 装置の構成を図 1 に示す[2]. 直径 2m の真空容器の内部には, ダイポール磁場を発生する超伝導マグネットが配置されている. プラズマ実験に先立ち, ダイポール磁場マグネットは装置下部のメンテナンサポートにおいて 20K まで冷却された後, 外部電源を使用した直接給電により励磁され, 永久電流モードとなる. 励磁を終えたマグネットは冷却系(2本のトランスファーチューブ)及びコイル計測・制御系(3本の計測ピン)から分離され, 昇降機を用いて図に示すような装置赤道面まで上昇される. これらの一連の操作は真空容器の内部で実施される. 真空容器の上部に, レーザー位置センサ及び電流をフィードバック制御された引き上げマグネットが配置されており, これによりダイポール磁場マグネットの安定磁気浮上が実現される. RT-1 の超伝導マグネットは 2160 ターンの Bi-2223 高温超伝導線材から構成されており, ステンレス鋼製のコイルケースの内部には, 励磁用の給電部や永久電流スイッチ, 温度センサ等が配置されている. ダイポール磁場コイルと引き上げコイルの電流定格値はそれぞれ 250kA と 28.8kA であり, 図 1(a) に示すようなセパトリス配位が形成される. マグネットには熱絶縁が施されており, 無冷却状態で約 6 時間のプラズマ実験を実施(その間の電流減衰は 1% 以下)事が可能である. プラズマ実験終了後は, マグネットはメンテナンサポートに回収され, 消磁後に再冷却を経て次回実験が可能となる. なお, RT-1 の真空容器内部には, 落下事故の際にマグネットの損傷を防止するためのキャッチャや回収時のコイル回転を行うためのターンテーブル等, 様々な機械機構が備えられている.

本研究では, 大電流タイプの LaB_6 カソードを用いた電子銃により電子入射を行ってプラズマを生成した. 図 2 は, 電子銃の構造及び真空容器を含む電気回路構成である. カソードの前面には, 真空容器電位のモリブデン製アノードが設置されており, 負電位 V_{acc} にバイアスされたアノードとの間で電子は加速される. カソードの背面にはカソード保護プレートが設置されており, カソードと同電位で使用される. カソー

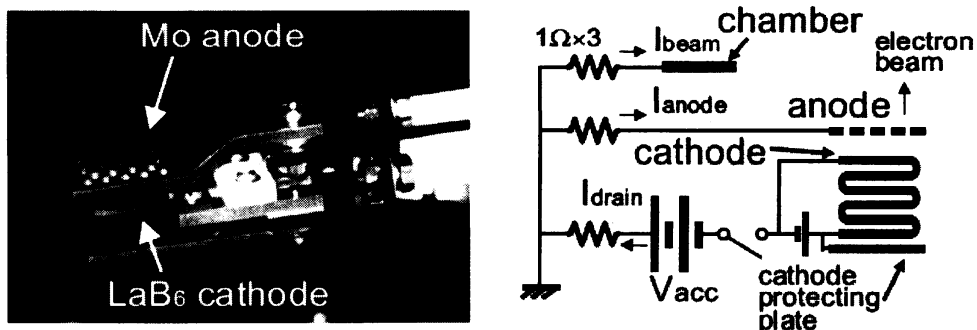


図 2: RT-1 の電子銃の構造及び電子入射を行うための電気回路構成[16].

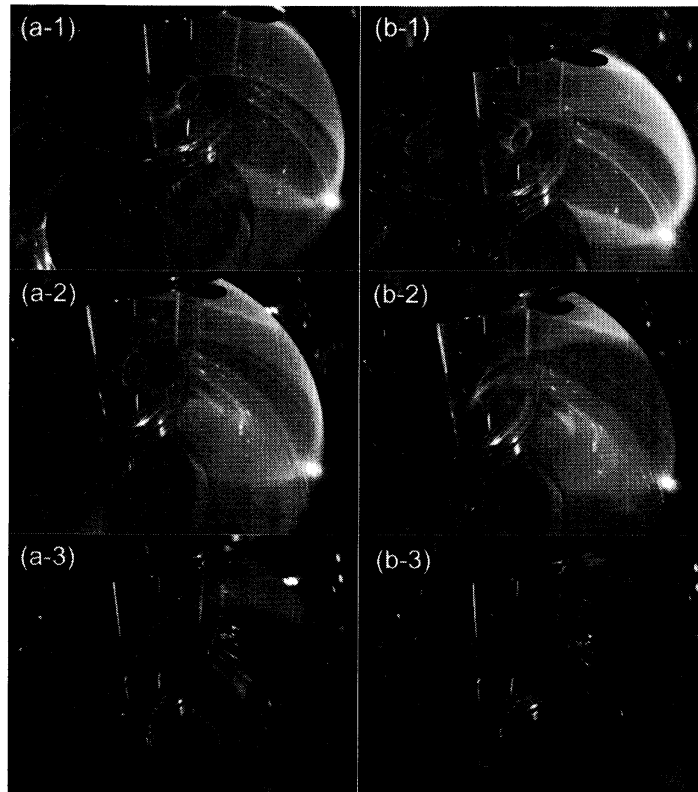


図 3: ガス中への電子入射による磁気面の可視化. (a)超伝導コイルのみによる純 dipole 磁場配位と(b) 浮上コイルの併用によるセパトリス配位の磁気面の可視化. 赤道面上の(1) $r=70\text{cm}$, (2) $r=80\text{cm}$, (3) $r=90\text{cm}$ に配置した電子銃から, $1 \times 10^{-2}\text{Pa}$ の水素ガスを封入した RT-1 に 500V で電子入射を行った.

ドからのドレイン電流, アノード電流, 真空容器内部に入射されたビーム電流はそれぞれ 1Ω のシャント抵抗でモニタされる. 電子銃は径方向に駆動可能であり, セパトリス付近から閉じ込め領域までの幅広い領域で電子入射を行う事が可能である.

RT-1 の純電子プラズマの計測システムは, 下記に述べるような静電的計測器から構成される. Wall probe は, プラズマに与える擾乱を抑制して非接触の計測を行う事が可能であり, 電子入射中に加えてそれに続く安定閉じ込め期間中もプラズマ診断を実施する事が出来る. Wall probe の計測チップは金属フィルムであり, これを真空容器内部のプラズマ外部に配置する事により, プラズマの電荷に対応した鏡像電荷を高精度の電流増幅器で計測する. プラズマの静電的な揺動に加えて閉じ込め電荷の絶対値に関する情報を得る事を目的として, 電流増幅器の下段にはアナログ積分回路が導入されている. 純電子プラズマにより誘起される鏡像電流は比較的小さく, 積分回路の特性による時間的なドリフトの影響が無視出来ず, 長時間の電荷変動を計測する事は困難である. しかし, プラズマ生成時や閉じ込め終了時等の比較的短い時間スケールで電荷の変動が発生する場合には, 鏡像電荷の絶対値を評価する事が可能である. さらに, 複数の wall probe を使用して鏡像電荷の多点計測を実施する事で, プラズマの密度分布構造を推定する事が出来る. また, 電子入射中には Langmuir プローブによる計測を実施した. プローブチップとして加熱型のタングステンフィラメントを使用しており, 空間電位の計測が可能である.

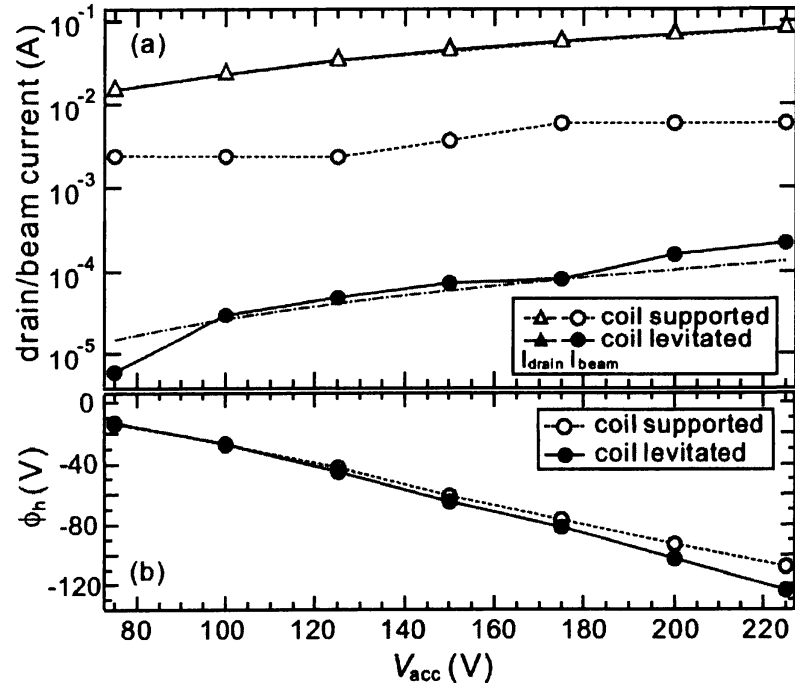


図 4: マグネットの磁気浮上により, 空間電位に大きな変化が見られない一方で, 電子銃から供給されるビーム電流は急減する. (a)マグネット支持状態 (open)と浮上状態 (closed)の, カソードからの引き出し電流 (三角)とビーム電流 (丸). (b)閉じ込め領域の周辺 ($r=80\text{cm}$)で観測される空間電位[16].

3. RT-1 における純電子プラズマの構造

3-1. 電子入射中のプラズマの構造と安定化の条件

RT-1 の純電子プラズマ (図 3) は, 閉じ込め領域の周辺部に配置した電子銃から電子ビームを入射する事で生成される. 単一粒子軌道は電子銃と同一の初期磁気面に補足されるが, 内在する揺動の効果により内向き輸送が発生し, 閉じ込め領域でプラズマが生成される. 本項では, 電子入射中の電流のバランスとマグネットの磁気浮上の効果について述べる. 図 4 は, 様々な加速電位 V_{acc} で電子入射を行った際に観測される, 電子銃の電流及びプラズマ内部の空間電位を示している. マグネットの磁気浮上の効果を確認するため, 浮上を行わない場合には, 引き上げ電源は定格の 90% で運転し, ほぼ同等の形状の磁気面を形成した. 磁気浮上の効果により, 空間電位及びカソードの引き出し電流に大きな変化が観測されない事に対して, ビーム電流 I_{beam} は 1/10 以下まで低下する. 従って, 電子入射中のプラズマに対しては, マグネットの支持構造による損失が 9 割以上を占めている. マグネット磁気浮上時の電子損失源としては, 中性粒子との衝突及びエッジに導入した電子銃の影響がある. 中性粒子との衝突の効果は比較的小さく, 電子銃と交差する領域の磁気面 (図 1 でハッチした領域) で電子が再結合する事が, 電子入射中の電子の主な損失源である. なお, 電子入射中, ほぼ定常的な空間電位分布が形成されているので, 電荷 Q と I_{beam} を用いて電子の閉じ込め時間は $\tau = Q / I_{beam}$ で与えられる. 後述の電位分布から見積もった電荷を使用すると, マグネットを浮上させない場合と浮上させた場合それぞれの典型的な閉じ込め時

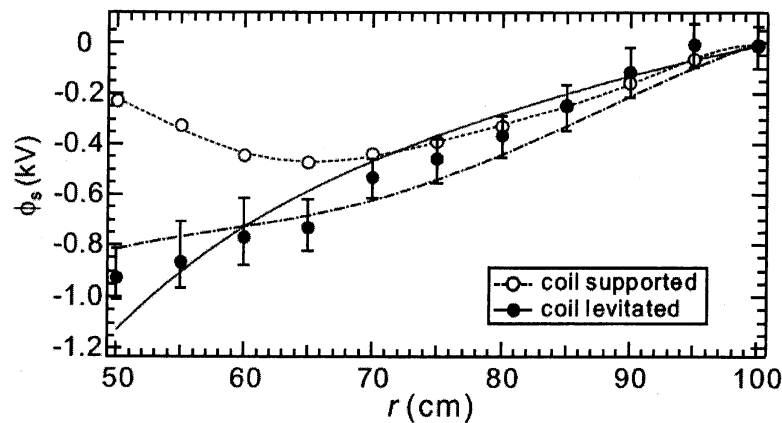


図 5: マグネットの磁気浮上により, 内側に中空状分布が解消され, 剛体回転に近い電位分布が形成される. マグネットを浮上させない時(open)と浮上させた時(closed)の径方向電位分布. 実線は RT-1 の磁場中で剛体回転を与える電位分布, 鎖線は図 6 の密度分布からの電位分布の計算値である[16].

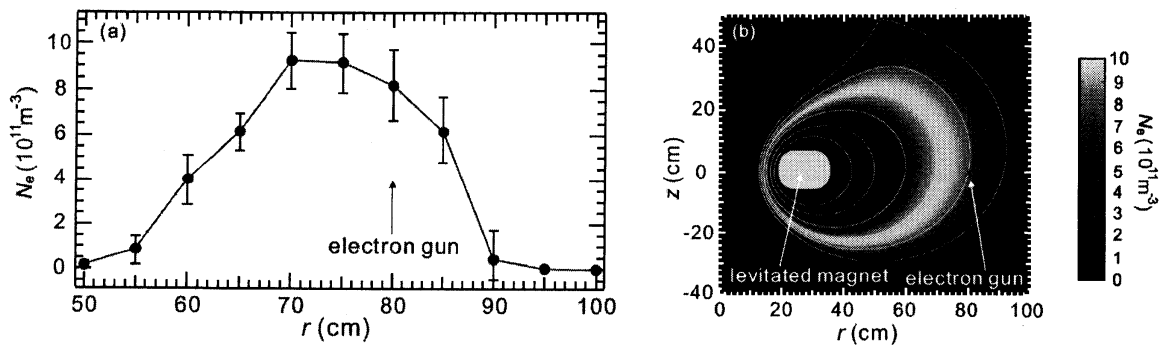


図 6: 電子入射中の (a) 静電プローブにより計測された径方向電子密度分布と, (b) 磁気面上で密度が均一と仮定した場合の rz 断面における密度分布[16].

間は $10\mu\text{s}$ 及び $100\mu\text{s}$ と与えられる. このように, マグネットを磁気浮上させた条件においても, 電子入射中にはエッジに配置した電子銃の構造物が主要な電子の損失源となっている.

電子入射中のプラズマの内部構造を静電プローブで計測した結果を示す. 図 5 は, $r=80\text{cm}$ から $V_{\text{acc}}=500\text{V}$ で電子入射を行った際の, エミッシブプローブで計測した空間電位分布である. ダイポール磁場マグネットの浮上を行わない時には, マグネット表面の金属容器は真空容器(外壁は $r=100\text{cm}$ に位置する)と同電位であり, 図に示すような中空状の電位分布が形成される. この時, プラズマ中には $E \times B$ ドリフトにより(RT-1 の純ポロイダル配位では, $E \times B$ 流速はトロイダル方向となる)極めて強いシアを持つ流れが生成される. 静電揺動計測によれば, この場合には電子入射を停止した後に良好な閉じ込めを維持する事は不可能であり, プラズマ密度は急速に減衰する. これに対して, マグネットを磁気浮上して電子を入射した場合には(図 4), 中空状の電位分布構造は解消される. 図中に, 実線でトロイダル方向に剛体回転($\omega=2 \times 10^5 \text{rad/s}$)を実現する電位分布を示した. これは, 観測される電位分布と比較的良好な一致を示

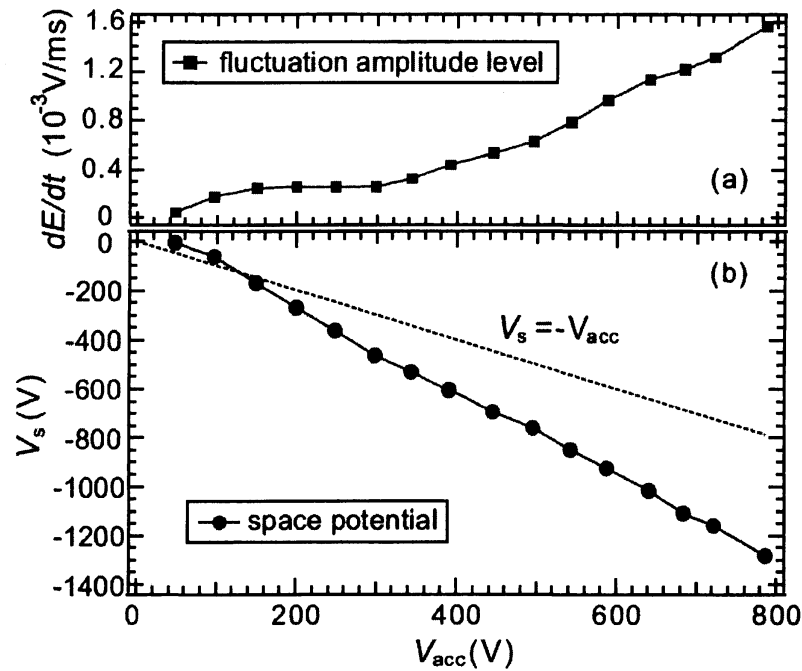


図 7: 電子の入射エネルギーを変化させた際の、(a) プラズマの持つ揺動レベルと (b) プラズマ内部の赤道面上の $r=60\text{cm}$ で観測された空間電位. 揺動レベルは $V_{\text{acc}}=300\text{V}$ を超える付近から顕著に上昇する傾向が見られる. 一方、空間電位は V_{acc} に対してほぼ線形であった[16].

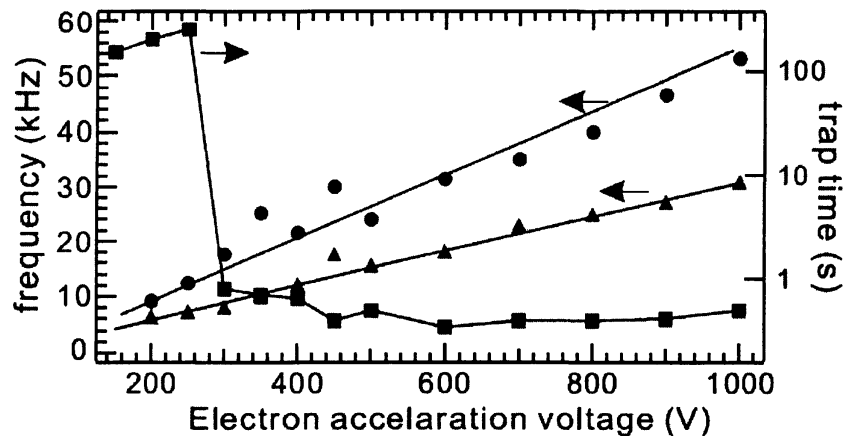


図 8: 電子入射停止後の安定閉じ込め時間(■)と、電子入射中(●)及び入射停止後(▲)に観測される基本波の揺動周波数を、電子の入射エネルギー V_{acc} に対する依存性として示した. 安定な閉じ込めが実現されるのは、 $V_{\text{acc}}=250\text{V}$ 以下の場合に限られる[16].

しており、プラズマ中のシア流が電子入射中においても大きく減少する事を示している. なお、エミッシブプローブによる空間電位の計測結果は、密度分布計測と矛盾しない結果となる. 図 6 に示す密度分布の計測結果から数値的に計算した電位分布を図 5 中に鎖線として示す. このように、マグネットを磁気浮上

させる事により、電子入射中のマグネット容器が負電位へと帯電し、この中で純電子プラズマが剛体回転に近い構造を形成している事が分かる。

こうした内部導体の状態による安定性の変化は、支持コイルを使用した Proto-RT における先行研究 [19-21]と対照的である。Proto-RT では、ダイポール磁場マグネットは絶縁された金属ワイヤにより真空容器中に配置されていた。マグネット表面を覆う形でトーラス型の電極が設置されており、表面電位の外部制御が可能であった。Proto-RT で純電子プラズマの安定閉じ込めが実現されるのは、電極表面を V_{acc} と同程度の負電位にバイアスした場合であり、電子入射中からプラズマ中のシア流を抑制する事が重要である事を示している。後述のように、プラズマ中で支配的に観測される揺動の周波数は、非中性プラズマの代表的な揺動モードである diocotron モードの周波数及び伝搬特性と一致している。なお、本項で報告する純電子プラズマ実験に基づいて、ダイポール磁場配位においては、陽電子と電子のペアプラズマを生成する計画が進められている。電子と陽電子を同程度の割合で混合する過程では、プラズマ内部の電位分布構造が時間的に変化する事から、不安定性を抑制するために電位分布の制御が重要となる可能性が高く、今後の研究課題である。

実験パラメータとして、電位の内部構造に加えて安定性に大きな影響を与えるのは、電子の入射加速電位 V_{acc} である。図 7 に、プラズマの揺動レベルと空間電位を V_{acc} の関数として示す。電子銃の動作中に関しては、 $V_{acc}=800V$ に至るまで定常的にプラズマを生成する事が可能であるが、 $V_{acc}=300V$ を超える付近から揺動の大きさが顕著に増大する。プラズマの持つ揺動の周波数と、電子入射停止後にプラズマが安定化して保持される時間を示したものが図 8 である。 $V_{acc}=250V$ 以下では、電子入射を停止させる前後で観測される周波数の差異が比較的小さく、プラズマが安定状態へと遷移する事が可能であった。こ

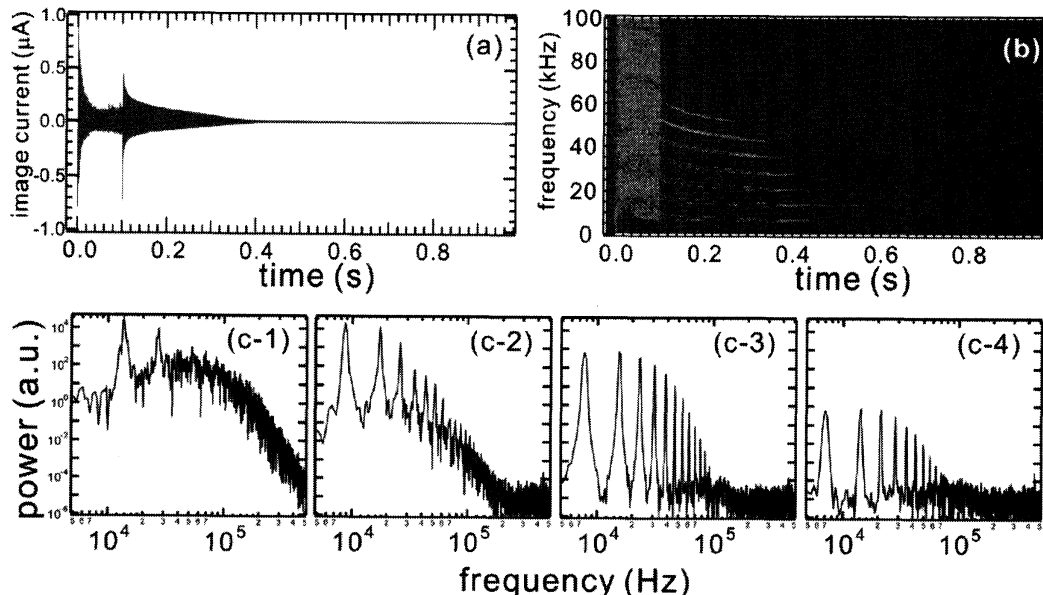


図 9: 電子入射停止後の安定化時の揺動計測結果を示す。(a)Wall probe により観測した静電揺動と、(b)FFT によるその周波数スペクトルの時間変化、(c)それぞれ(1)電子入射中の $t=0.01s$, (2)停止直後の $t=0.11s$, (3) $t=0.2s$, (4) $t=0.6s$ のスペクトル[17].

れに対して、 $V_{acc}=300V$ を上回る初期運動エネルギーで電子を入射した場合には、非常に短い閉じ込めしか実現されない。剛体回転に近い平衡状態が実現されるか否かは、内部導体の電位が強い影響を与える事が明らかになっている。磁気浮上マグネットの電位計測は RT-1 では実施されていないが、電子入射を継続して実施してマグネットを負電位に帯電させた時に閉じ込め性能が改善する傾向が得られている。こうした事から、RT-1における境界条件の下で安定に存在可能な純電子プラズマの密度は、ある程度装置依存的に決定されているものと考えられる。

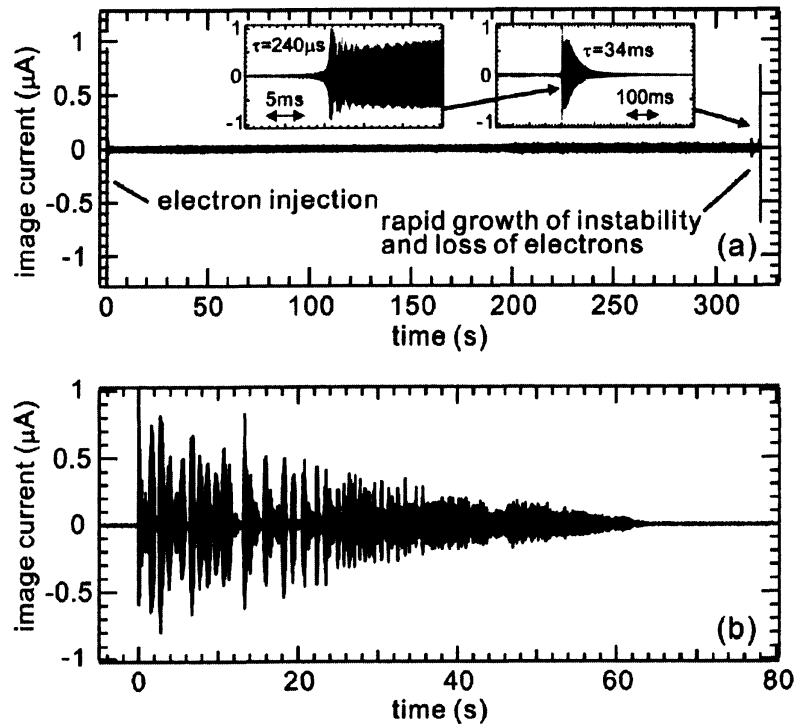


図 10: 揺動を停止した後に観測される 2 種類の典型的な揺動波形. (a) 揺動が極めて安定な状態に遷移する場合と, (b) 安定化と不安定化を繰り返す 2 つのケースが観測される[17].

3-2. 安定閉じ込め中のプラズマの内部構造

安定な閉じ込めが実現される場合のプラズマの静電揺動を wall probe を用いた計測により観測し、安定化したプラズマの特性と、構造形成について調べた。図 9 は、電子入射の開始から安定な閉じ込め状態が実現されるまでの純電子プラズマの揺動計測結果である。電子入射を $t=0s$ に開始した後、初期には比較的大振幅であった揺動は徐々に減衰し、ほぼ定常状態となる。この時、18kHz 及び 36kHz 付近にやや広いピークを持つモードと乱流的な揺動成分が観測される。電子入射を $t=0.1s$ に停止後、揺動強度は一時的に増大するが、0.3s 程度で揺動強度が減衰すると共に、顕著なピークを持つ基本周波数は約 8kHz へと低下する。この際に、プラズマの持つ乱流的な揺動成分の強度のみが選択的に減衰して、顕著なピーク(基本波及びその整数倍の周波数を持つ)のみが観測されるに至る。その後、安定化した状態は長時間に渡り持続する。

図10は、電子銃の動作停止後に観測される典型的な揺動波形である。図9(a)に示すように、安定化に成功した場合にはプラズマの揺動レベルは電子入射中の1/100以下に低下し、最大で300秒以上の安定な状態が持続した後に、不安定性の急成長による密度崩壊により閉じ込めは終了する。これに対して、図10(b)に示すやや不安定な状況の場合も観測される。この場合には、電子入射停止後に一度安定化した揺動のレベルが比較的短時間で再び顕在化し、減衰と成長を繰り返しながら最大で70秒程度持続する。揺動の振幅強度は長い時間スケールで減衰を見せており、また閉じ込め終了時に電荷の大きな減衰が観測されないことから、この場合には閉じ込め中にプラズマが徐々に失われており、極端に良好な閉じ込めは実現されていないものと考えられる。それぞれの典型的な場合について、実験的に観測される閉じ込めの持続時間(安定状態に入った場合には不安定性急成長による閉じ込め終了まで、揺動の減衰と成長を繰り返す場合には揺動が観測されなくなるまで)を、背景圧力の関数として示したものが図11である。安定閉じ込めに成功しなかった場合の閉じ込め時間が短い事に対して、安定閉じ込めが実現された場合の閉じ込め時間は比較的長い。安定閉じ込めが実現された場合には、低ガス圧領域において、背景圧力 P_n に対する閉じ込め時間は単純な $1/P_n$ 依存性を示しておらず、非線形な過程が閉じ込め時間を決定している事を示している。約 10^{-4} Pa 以上の真空度で 10^{-6} s にビームの入射を行うと、中性粒子との衝突電離による中性プラズマが発生する事が観測されている。その場合には閉じ込め領域で有意な空間電位は観測されず、純電子プラズマを保持する事は不可能となる。

プラズマ生成の各段階で、前述の多点 wall probe を使用して密度分布の推定を行った。Wall probe は $r=100$ cm の真空容器外壁に配置されている。境界条件として真空容器及びダイポール磁場マグネットの形状を考慮して、 rz の2次元で Poisson 方程式を解く。電子プラズマは赤道面上で r 座標に対してベキ乗分布を取り、磁気面上で同一密度分布を取る事を想定し、3点の wall probe 上に誘起される鏡像電荷が実験結果を最も良く再現する分布の再構成を行った。電気信号のアナログ的な回路積分を行う上で、鏡像電荷に対応する微小信号に対する電気回路の電圧ドリフトの影響は無視できない影響を与え、数秒以上の長時間計測を高精度で行う事は困難であった。そこで、電子入射の開始時、停止時、閉じ込め

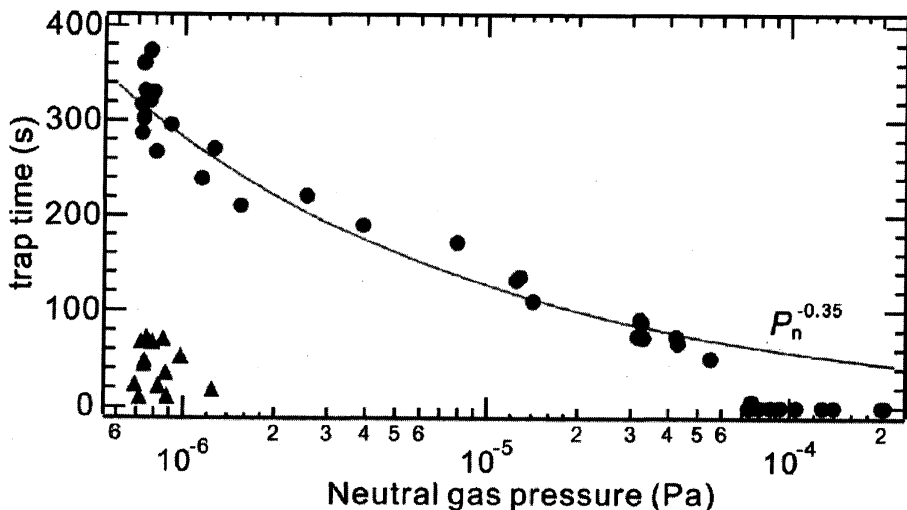


図11: 2つの閉じ込めモード(図10)について、観測される閉じ込め時間の、背景ガス圧力依存性[17].

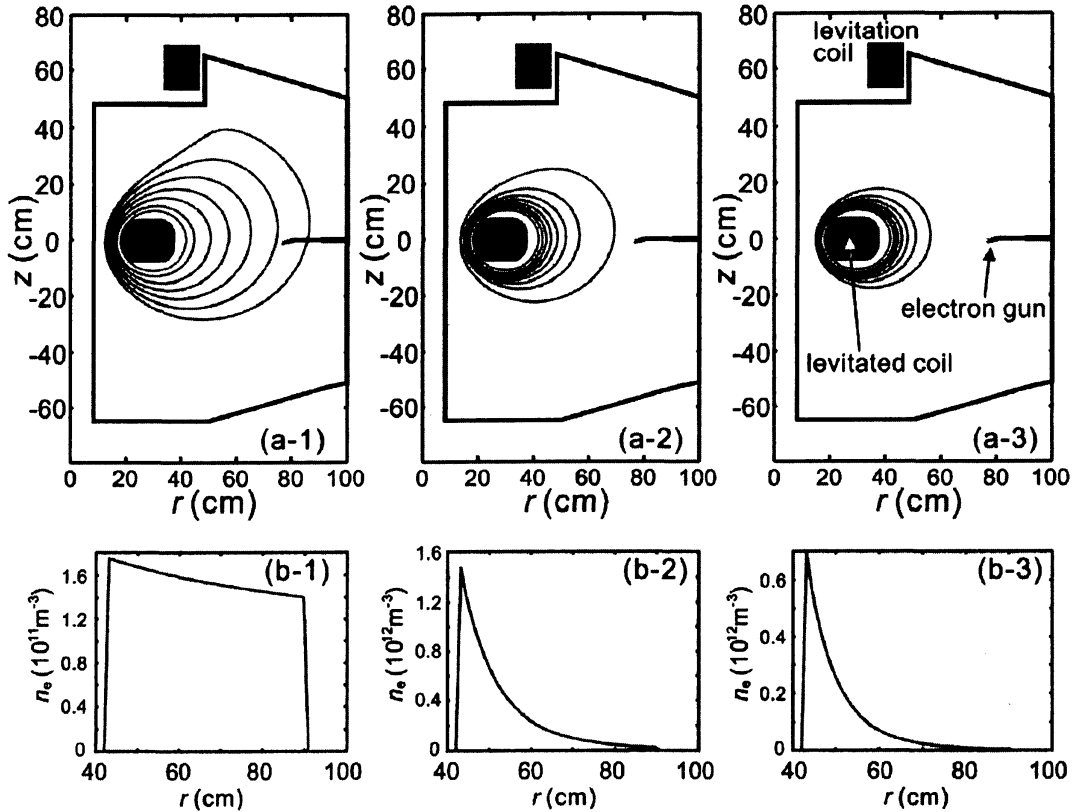


図 12: 内向きに輸送された電子プラズマは、強磁場領域でピークした分布を長時間安定に保持する。(1) $t=0s$ の電子ビームの入射中, (2) $t=0.1s$ の入射停止の直後, (3) $t=320s$ の密度崩壊の直前, それぞれの, (a)推定された電子密度分布と, (b)赤道面($z=0cm$)上での分布[17].

の終了時の, それぞれ急激に電荷が変化する各段階に着目して, この段階で変化する電場強度の計測を行い, それにより密度分布の再構成を行った. 図 12 は, 各段階の推定されたプラズマ分布である. 電子銃の動作中(図 12(1))には, 電子プラズマは閉じた磁気面内部のほぼ全域に分布しており, 磁気面を横切る内向き輸送が入射の初期段階から実現されている事が分かる. 電子入射停止後(図 12(2)), 電子銃が位置する弱磁場の外部領域で密度が急低下し, 強磁場領域にピークした分布が観測される. こうした急勾配を持つ分布形状は 300 秒以上保たれ, 不安定性の急成長により閉じ込めが終了する段階(図 12(3))まで持続している.

以上の計測結果から, ダイポール磁場配位においては, 電子入射の停止後には, 内側の強磁場領域に極めてピークした構造を分布が安定状態として長時間に渡って保持される事が明らかとなった. 一方で, 多点 wall probe による密度分布の再構成法は, 十分な空間分解能を持っておらず, 特に強磁場領域での詳細なプラズマの分布は明らかになっていない. 前節に述べたように, 安定閉じ込め中のマグネット表面の電位は計測不能であるが, 負電位に保たれている事は間違いないものと思われる. 従って, ミラー磁場の効果に加えて電場による反射効果を含めて平衡状態が決定されていると予想される. 強磁場領域での詳細な構造について, 非接触の非破壊計測を実施する事は純電子プラズマでは困難であるが, 陽電

子プラズマを使用した消滅ガンマ線による計測を通して可能になる事が期待される。

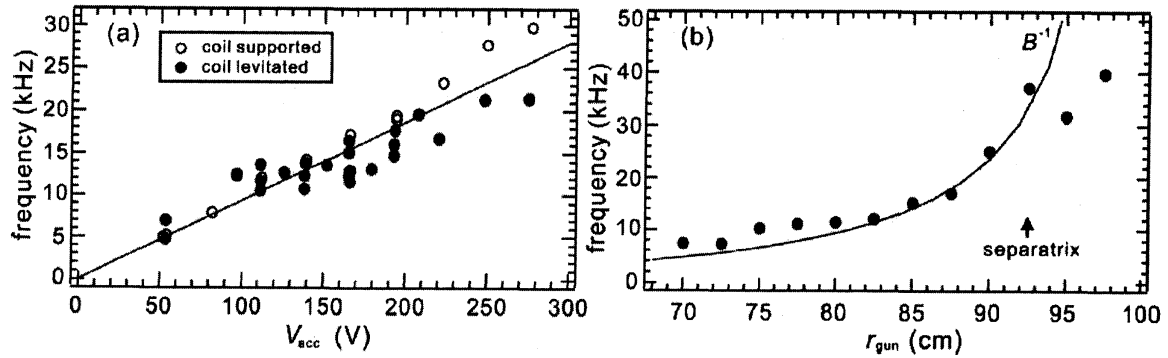


図 13: 揺動周波数は、電場と磁場強度に対して E/B 依存性を示す。電子入射中に観測される純電子プラズマの揺動の基本波の周波数の、(a)入射エネルギー及び(b)電子銃位置に対する依存性。(a)は、マグネットの磁気浮上を行った時と行わない時のデータを含む[17].

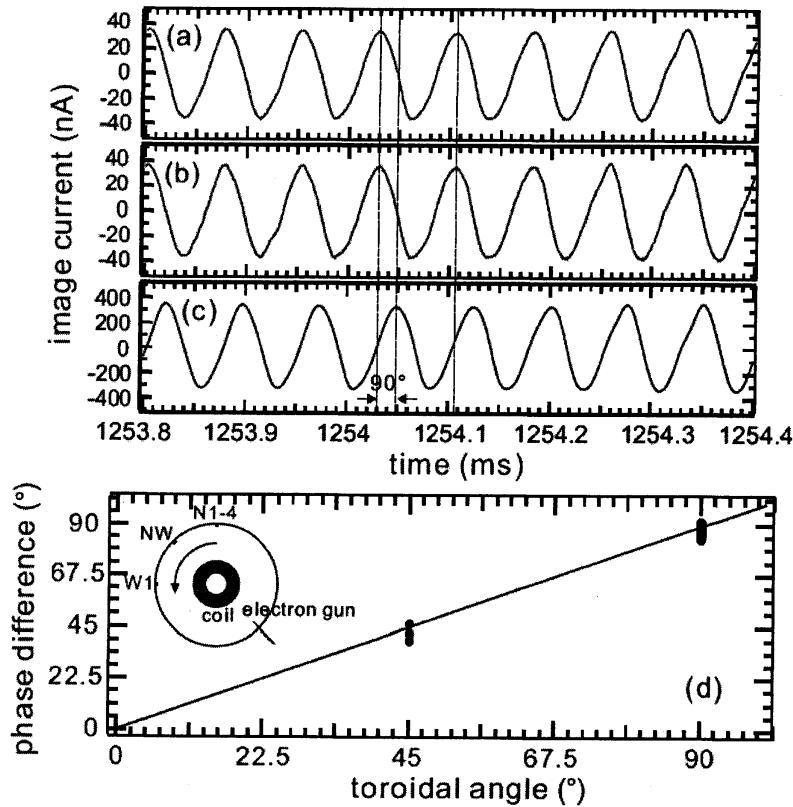


図 14: 異なる位置で計測した揺動の計測結果は、位相差がトロイダル方向にのみ存在する事を示している。(a)北側赤道面の N1 ポート、(b)同じく北側で z 位置の異なる N2 ポート、(c)西側赤道面の W1 ポートに設置した wall probe で計測した揺動波形。(d)また、ポロイダル方向に観測される位相差は、揺動の伝搬方向は電子の ExB ドリフト方向と一致する事を示している[16].

3-3. RT-1 における純電子プラズマの揺動特性

上述のように、電子入射中及び安定閉じ込み中の非中性プラズマは特徴的な揺動モードを持つ。こうした揺動特性とプラズマの内部構造には密接な関係があるものと予想される。電場強度の計測が可能な電子入射中の揺動及び空間電位計測によれば、観測される周波数の基本波(数十 kHz)は、 $E \times B$ ドリフトによるトロイダル方向への電子の周回周波数帯と一致している。また、図 13 に示す通り、揺動の周波数には電子銃の加速電位(図 7 に示す通り、これは空間電位に対してほぼ線形の関係にあり、従って電場 E とほぼ線形に近い関係となる)及び電子銃位置の磁場 B に対して E/B の依存性を示している。

揺動の伝搬方向とトロイダル方向及びポロイダル方向の伝搬特性の計測を行った。RT-1 には、真空容器の北側ポート(赤道面の N1 及び z 位置の異なる N2-4)、北西赤道面の NW1 ポート、西赤道面の W1 ポートのそれぞれに wall probe を設置しており、揺動の局所計測が可能である。それぞれの金属フォイルに誘起される鏡像電流を、高速($\sim 1\text{MHz}$)の電流アンプを使用して位相差を含めて計測した。図 14 に、ポロイダル方向に異なる位置((a)と(b))、トロイダル方向に異なる位置((a)と(c))において計測した揺動波形を示す。位相差が観測されるのは、電子の $E \times B$ ドリフト方向と一致するトロイダル方向のみである。ポロイダル方向には計測可能な位相差は観測されない。RT-1 装置の北側には、赤道面から最大で z 方向に 45cm 離れた位置までの 4 ポートにそれぞれ wall probe が設置されているが、これらで観測した信号間に

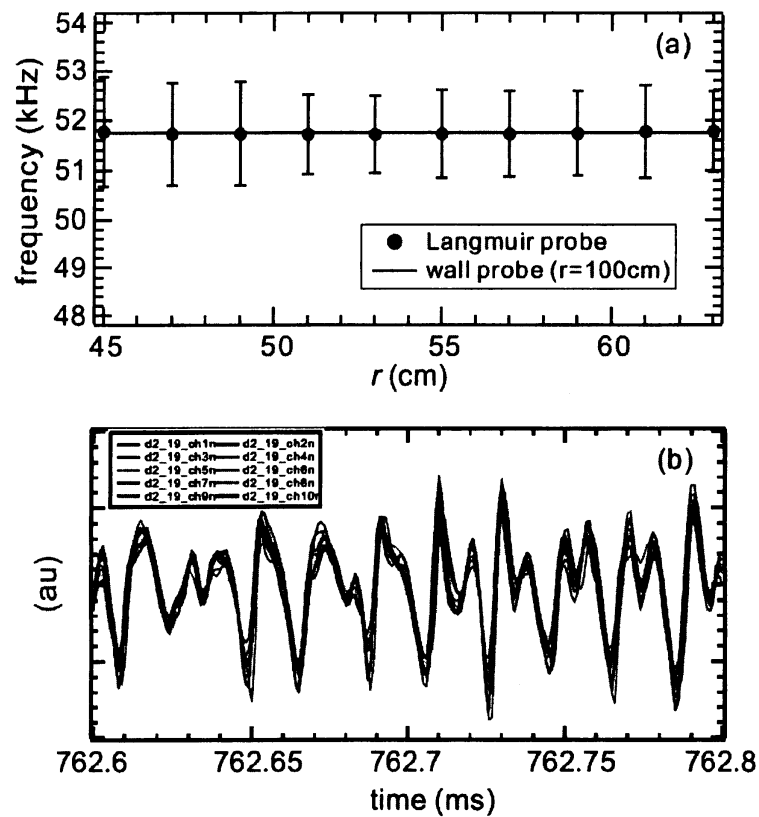


図 15: (a)異なる r 位置での同時計測の結果、プラズマ内部の径方向の異なる位置及び装置外部で同一の周波数を持ち、(b)またそれぞれの信号間には明確な位相差が観測されない[16].

計測可能な位相差は存在しなかった。また、図 14 (d)に示すように、いずれも赤道面の北側(N)、北西側(NW)、西側(W)の三点にて揺動の同時計測を行った結果、伝搬の向きは電子の ExB ドリフト方向と同一である事が明らかになった。また、トロイダル方向とポロイダル方向に加えて、径方向の揺動の変化を調べた結果が図 15 である。Wall probe ではプラズマ中の局所的な計測は困難であるので、2cm の間隔で 10ch のチップを持つ rake 状の Langmuir probe を使用して計測を行った。その結果、プラズマ内部の計測範囲全域において観測される周波数はほぼ等しく、これはプラズマの外部で wall probe で計測された周波数と同一であった(図 15(a))。この事は、比較的計測対象領域が広い(空間分解能が低い)wall probe を使用した計測で、非常にピークした周波数スペクトルが観測される事と矛盾しない計測結果である。

以上の計測により、RT-1 のダイポール磁場中において、揺動は電場と磁場のクロスフィールド方向に ExB 速度で伝搬する事が明らかとなった。これらの特徴は、直線型装置で観測される diocotron モードの純ポロイダル磁場中のトロイダル配位版である事を示している。電子入射の開始直後や停止直後には、プラズマは剛体回転から大きく異なる分布構造を取り、その際には diocotron モードは不安定となり、大きな静電揺動を持つ。こうした時間的変動を持つ電場が存在する場合には、系は軸対称ではなく、断熱不変量(ここでは第三断熱不変量)は非保存となり、径方向への乱流的な輸送が発生する。輸送により位相空間における平坦化(これは非一様なダイポール磁場中では極めてピークした密度分布を与える)が実現された場合には、プラズマは安定化して輸送効果は低減し、極めて長時間の安定閉じ込めが実現されるものと考えられる。

4. まとめと今後の課題

磁気圏型装置 RT-1 において、超伝導マグネットを磁気浮上させてプラズマへの擾乱を極限的に抑制する事により、ダイポール磁場中で非中性(純電子)プラズマが自己組織化する構造を実験的に調べた。マグネットを磁気浮上させる事により、プラズマ内部に配置された超伝導マグネット表面は負電位に帯電し、トロイダル流のシアが小さい、剛体回転に近い密度分布を形成された。電子入射の停止後には、プラズマはより長時間持続可能な状態へとさらに安定化し、内向き輸送を経て閉じ込め領域内側の強磁場領域に強いピークを持った分布が自己組織化された。こうした構造の寿命は、中性ガス圧力に対して強い依存性を示しており、最大で 300 秒以上持続する事が観測された。

ダイポール磁場配位は端部を持たないトロイダル配位であり、単一粒子からなる非中性プラズマに加えて、電子陽電子等の反物質プラズマへの適用が原理的に可能である[22,23](古典的過程による閉じ込め時間の評価は図 16 参照)。通常のプラズマを特徴付ける顕著な特性は、構成粒子である電子とイオンの間の大きな質量差である。電荷と質量の比 (charge to mass ratio) の非対称性は、周囲の電磁場に対する荷電粒子の応答速度が構成粒子によって異なる事を意味する。波動現象や不安定性等、通常のプラズマで観測される多様な現象の多くは、こうした質量の非対称性に起因して出現する性質である。これに対して、等しい質量の粒子から構成される「ペアプラズマ」というクラスが存在し、電子陽電子プラズマ、C60 プラズマ[24]、宇宙空間で観測されるダストプラズマ等にその例を見る事が出来る。ペアプラズマは、通常のイオン電子系のプラズマとは異なる特異

な性質を示す事が理論的に予測されており、その詳細な性質を実験的に解明する事は基礎物理として興味深い研究課題である。特に、電子陽電子系は極めて軽い粒子から構成されるため、低周波から高周波までの幅広い領域において、ペアプラズマの波動特性の実験研究を実施する事が可能になる。また、宇宙物理学の理論研究や近年のガンマ線観測によれば、パルサー磁気圏や活動銀河核等で大量の電子陽電子が対生成する可能性が示されている。天体磁気圏の強磁場中では、シンクロトロン冷却によって低温の電子陽電子プラズマが存在し得るため、電子陽電子プラズマが介在する様々な現象は、天体現象の素過程として重要であると予測される。こうした観点から、電子陽電子プラズマの実験研究を可能にしてその基本的性質を実験的に解明する事は意義深い。

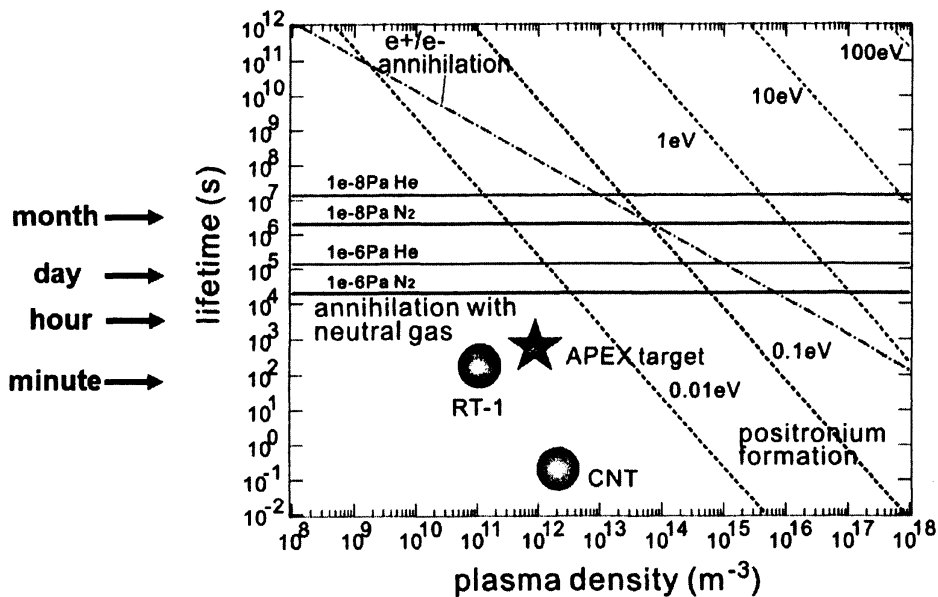


図 16: 電子陽電子プラズマ生成時に最も考慮すべき損失源はポジトロニウム生成である。背景ガスとの中性衝突(実線), 対消滅(鎖線), ポジトロニウム生成(点線)による閉じ込め時間の計算値。

RT-1 において純電子プラズマ実験で得られた知見を発展させ、陽電子プラズマ、さらには電子と陽電子双方のプラズマとしての同時閉じ込めを実現する上では、重要な技術的課題が残されている。第一に、現在入手可能な陽電子のビーム強度は、容易に得られる電子ビームと比較して格段に小さい。従って、陽電子をダイポール磁場中に高効率で入射する手法の確立と、また出来る限り大強度かつ閉じ込めに適したパラメータを持つ陽電子ビームを使用する事が必須となる。第二に、任意の非中性度を持つプラズマを、特に電子と陽電子の混合過程を含めて安定に閉じ込める技法の確立が必要となる。単一粒子の安定捕獲がダイポール磁場で可能である事は RT-1 において実証されているが、前述のように、閉じ込めに寄与する磁場と電場の効果は必ずしも明確でなく、電子と陽電子の混合過程でのダイポール磁場配位の閉じ込め性能は未解明である。また、混合過程では二流体不安定性等による閉じ込め悪化の可能性があり、理論的・実験的な解明が必要である。最後に、極めて低密度の反物質プラズマに適した計測方法を確立する事が必要となる。

こうした観点から、ミュンヘン工科大の陽電子源 NEPOMUC (NEutron induced POsitrone source MUniCh)を使用した電子陽電子プラズマの生成計画が進められている[25,26]. NEPOMUC は、20MWの研究用原子炉(中性子線源)の付随施設であり、カドミウムターゲット上での熱中性子捕獲後に放射される即発ガンマ線を白金フォイルに照射する事で、対生成により陽電子を発生させる。低エネルギー(1keV)かつ大強度($\sim 10^9/s$)の陽電子ビームを定常的に発生可能な、世界に例の無い装置である。マルチセルタイプの閉じ込め装置を使用して、バンチ化した高密度の陽電子ビームをダイポール磁場配位中に入射して電子と混合する事で、デバイ長が装置寸法を下回るプラズマを生成であると見込まれている。効率的な入射方法として、ビームラインの磁気ダクトのガイド磁場に接続した ExB プレートの使用及び回転電場を用いた径方向圧縮を検討しており、数値計算による評価の後に、小型装置を使用した検証実験が計画されている。電子プラズマを用いた基礎実験の後に、陽電子ビームとの混合実験を進め、消滅ガンマ線のコインシデンス計測を通して閉じ込め特性の評価を行った上で、波動伝搬特性等のペアプラズマとしての特性を解明する計画が進められている。

引用文献

1. Z. Yoshida, H. Saitoh, Y. Yano, H. Mikami, N. Kasaoka, W. Sakamoto, J. Morikawa, M. Furukawa, and S. M. Mahajan, *Plasma Phys. Cntr. Fusion* **55**, 014018 (2013).
2. Y. Ogawa, Z. Yoshida, J. Morikawa, H. Saitoh, S. Watanabe, Y. Yano, S. Mizumaki, and T. Tosaka, *Plasma Fusion Res.* **4**, 020 1-8 (2009).
3. Z. Yoshida, H. Saitoh, J. Morikawa, Y. Yano, S. Watanabe, and Y. Ogawa, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 235004 1-4 (2010).
4. A. Hasegawa, *Comm. Plasma Phys. Cntr. Fusion* **11**, 147 (1987).
5. A. C. Boxer, R. Bergmann, J. L. Ellsworth, D. T. Garnier, J. Kesner, M. E. Mauel, and P. Woskov, *Nature Phys.* **6**, 207 (2010).
6. Z. Yoshida, Y. Ogawa, J. Morikawa, H. Himura, S. Kondoh, C. Nakashima, S. Kakuno, M. Iqbal, F. Volponi, N. Shibayama, and S. Tahara, in *Non-Neutral Plasma Physics III*, AIP Conf. Proc. **498** (AIP, New York, 1999).
7. R. C. Davidson, *Physics of Nonneutral Plasmas* (Imperial College Press, London, 2001).
8. J. D. Daugherty, J. E. Eninger, and G. S. Janes, *Phys. Fluids* **12**, 2677 (1969).
9. P. Zaveri, P. I. John, K. Avinash, and P. K. Kaw, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3295 (1992).
10. J. P. Marler and M. R. Stoneking, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 155001 (2008).
11. S. Pahari, H. S. Ramachandran, and P. I. John, *Phys. Plasmas* **13**, 092111 (2006).
12. H. Himura, H. Wakabayashi, Y. Yamamoto, M. Isobe, S. Okamura, K. Matsuoka, A. Sanpei, and S. Masamune, *Phys. Plasmas* **14**, 022507 (2007).
13. J. P. Kremer, T. S. Pedersen, R. G. Lefrancois, and Q. Marksteiner, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 095003 (2006).
14. Y. Yano, Z. Yoshida, J. Morikawa, H. Saitoh, H. Hayashi, and T. Mizushima, *Plasma and Fusion*

Research 4, 039 1-3 (2009).

15. H. Saitoh, Y. Yano, T. Mizushima, J. Morikawa, and Z. Yoshida, *Plasma Fusion Res.* **4**, 054 (2009).
16. H. Saitoh, Z. Yoshida, J. Morikawa, Y. Yano, H. Hayashi, T. Mizushima, Y. Kawai, M. Kobayashi, and H. Mikami, *Physics of Plasmas* **17**, 112111 (2010).
17. H. Saitoh, Z. Yoshida, J. Morikawa, M. Furukawa, Y. Yano, Y. Kawai, M. Kobayashi, G. Vogel, and H. Mikami, *Physics of Plasmas* **18**, 056102 (2011).
18. H. Saitoh, Z. Yoshida, J. Morikawa, Y. Yano, N. Kasaoka, W. Sakamoto, and T. Nogami in *Non-Neutral Plasma Physics VIII*, AIP Conf. Proc. **1521** (AIP, New York, 2013).
19. C. Nakashima, Z. Yoshida, H. Himura, M. Fukao, J. Morikawa, and H. Saitoh, *Phys. Rev. E* **65**, 036409 (2002).
20. H. Saitoh, Z. Yoshida, and S. Watanabe, *Physics of Plasmas* **12**, 092102 (2005).
21. H. Saitoh, Z. Yoshida, C. Nakashima, H. Himura, J. Morikawa, and M. Fukao, *Physical Review Letters* **92**, 255005 (2004).
22. N. Iwamoto, *Phys. Rev. E* **47**, 604 (1993).
23. R.G. Greaves and C. M. Surko, *Phys. Rev. Lett.* **75** 3846 (1995).
24. W. Oohara and R. Hatakeyama, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 205005 (2003).
25. T. S. Pedersen, J. R. Danielson, C. Hugenschmidt, G. Marx, X. Sarasola, F. Schauer, L. Schweikhard, C. M. Surko, and E. Winkler, *New J. Phys.* **14**, 035010 (2012).
26. C. Hugenschmidt, C. Piochacz, M. Reiner, and K. Schreckenbach, *New J. Phys.* **14**, 055027 (2012).