



研究最前線

ECR プラズマ中に発生する間欠的な高温バブル

Characteristics of High-Temperature Bubbles Observed in an ECR Plasma

寺坂 健一郎, 吉村 信次¹⁾

TERASAKA Kenichiro and YOSHIMURA Shinji¹⁾

九州大学総合理工学研究院, ¹⁾核融合科学研究所

(原稿受付: 2019年6月18日)

近年, 核融合科学研究所の直線型高密度プラズマ発生装置 HYPER-I において“高温バブル現象”と呼ばれる局所的な電子温度上昇の間欠的な発生が観測されている。高温バブル現象は電子サイクロトロン共鳴プラズマで自発的に励起されるランダムな突発現象であり, 重い粒子の時間スケールで成長・減衰する。コンディショナルサンプリング法や High-impedance wire grid detector を用いた計測から高温バブルの空間構造や時間発展が示されたことで, この現象が部分電離プラズマ中で形成される新しい構造形成の一種であることが明らかにされつつある。

Keywords:

ECR plasma, intermittency, localization, statistical analysis, neutral depletion

1. Introduction

間欠性はエネルギーや物質の流入と散逸がある非平衡開放系にみられる普遍的な性質の一つである。間欠性の定義は分野にもよるが, ここではある信号が稀に(非周期的に, 不等間隔で)大振幅の変動を起こすとき, その信号が間欠性をもつとする。プラズマにおいても, 太陽表面に蓄積された膨大なエネルギーが磁気リコネクションによって爆発的に開放される太陽フレア[1]や磁場閉じ込め装置の周辺領域で観測されるフィラメント上のプラズマ塊(blob)の磁場を横切る突発的・対流的輸送[2], Edge Localized Mode (ELM) の発生に伴う熱・粒子の放出など, 実験室から宇宙まで幅広いスケールで間欠現象が発生することが知られている。このような突発的な現象は時系列全体で見ればわずかな時間しか存在していないにもかかわらず, 分布や輸送特性の大きな変化を伴うことがあるため, 構造形成を理解するうえで重要な研究対象となる。

近年, 電子サイクロトロン共鳴 (electron cyclotron resonance; ECR) プラズマ中で, 浮遊電位信号に間欠的な負の大振幅スパイクの発生が観測されている[3]。このスパイクはイオンや中性粒子といった重い粒子の時間スケールで特徴づけられる持続時間を持ち, 空間的に局在化している。コンディショナルサンプリング法を用いた解析から, スパイクが発生する領域の電子温度が周辺に比べて高くなっており, 局在化した高電子温度領域が形成されていることが明らかになった[4-8]。我々はこの構造を高温バブル (high-temperature bubble) と呼び, 時空間構造の発展や統計的性質を調べることで, その発生機構の解明をめざしている。本稿では HYPER-I で観測された高温バブル現

象について, これまでに明らかになった性質を示し, 成長や減衰に対する中性粒子の寄与について議論する。

2. 実験装置

2.1 HYPER-I 装置

高温バブルは核融合科学研究所の直線型高密度プラズマ発生装置 (High-density Plasma Experiment-I: HYPER-I) [9]の ECR プラズマ中で観測された。HYPER-I 装置は内径 0.3 m, 軸長 2.0 m の円筒真空容器と10個の水冷空芯磁気コイルから構成される直線装置である (図1)。2.45 GHz のマイクロ波を右回り円偏波モードで強磁場側から磁力線に沿って入射 (強磁場入射条件) し, 電子サイクロトロン共鳴加熱を利用してプラズマを生成・維持している。本方式ではカットオフを持たない電子サイクロトロン波を利用するため, 容易に 10^{19} m^{-3} 程度の高密度プラズマを生成可能である。本実験における典型的な ECR 領域はマイクロ波入射側の装置端 ($z=0 \text{ m}$) から約 1 m の位置に存在しており,

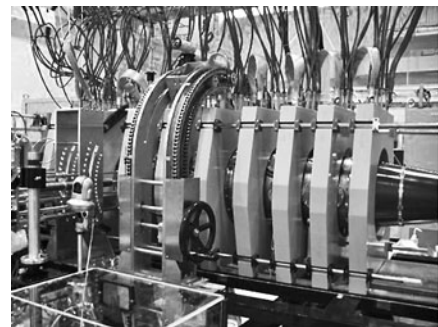


図1 HYPER-I 装置の写真。

静電プローブや磁気プローブを ECR 点より下流のポート ($z=1.175, 1.400, 1.555$ m) からプラズマ中に挿入して計測を行った。

HYPER-I装置の特長の一つは幅広い放電領域にあり、導入ガス圧力 $10^{-4}-10^{-1}$ Torr, 入射マイクロ波パワー ≤ 80 kW で安定したプラズマを生成可能である。また、導入ガスの種類に対しても制約を持たず、本研究でもヘリウム (He) をはじめとして、アルゴン (Ar), ネオン (Ne), キセノン (Xe) を用いて実験を行った。

2.2 High-impedance wire grid (HIWG) detector

High-impedance wire grid (HIWG) detector は有限サイズの間欠現象の2次元時空間構造を調べるために開発された計測器である[4]。図2はHIWGの全体写真で、10 mm 間隔ごとに配置された各8本ずつの縦ワイヤー電極と横ワイヤー電極から構成されている。それぞれの電極は電気的に独立しており、計16チャンネルで浮遊電位信号を同時計測する。ここで、 j 番目 ($j=1-8$) の縦電極の浮遊電位信号の変動成分を ϕ_j , k 番目 ($k=1-8$) の横電極の浮遊電位信号の変動成分を ϕ_k とし、 $F(j, k) = (\phi_j \phi_k)^{1/2}$ という量を用いると、格子点を構成する2本の電極にスパイクが同時に観測される場合にのみ $F \neq 0$ (> 0) となり、それ以外の場合はノイズレベル ($F \sim 0$) になる。したがって、 F を格子点の出力として評価することで、格子面内の分布を得ることができる。HIWG法では16本のワイヤー電極で64空間点の情報を得ることができるため、プラズマへの擾乱を抑えて計測を効率的に行うことが可能であり、間欠的な現象の時間発展や現象の空間的なサイズおよび発生位置など時間的・空間的な情報を取得することができる。この手法は格子面内に複数のイベントが同時に発生するとゴーストを生成する可能性があるため、イベントの発生頻度に応じたワイヤー数や格子面サイズの最適化が必要である。(ゴーストの対処法については文献[4]を参照)。

3. 実験結果

3.1 間欠的な浮遊電位スパイクの観測

HYPER-Iでは高パワー、低導入ガス圧力条件で特徴的な間欠現象が発生する。図3(a)に入射マイクロ波パワー

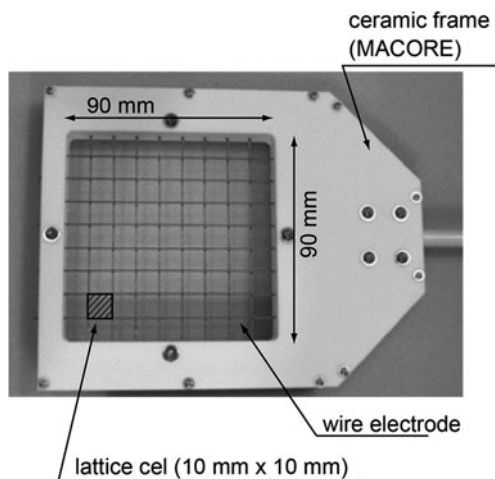


図2 High-impedance wire grid (HIWG) detector.

20 kW, 導入ガス圧力 1.5 mTorr (ヘリウム) における静電プローブの浮遊電位の時系列信号を示す。振幅 20 V を超える負のスパイクが頻繁に発生していることがわかる。図3(b)に示すように、このスパイクは導入ガス圧力および入射マイクロ波パワーに関して、それぞれ 1-3 mTorr, 5-25 kW の領域で観測され、そのほかの放電条件ではプラズマは静かな状態を維持している。定常時(スパイク未発生時)の電子温度および電子密度から発生条件をまとめてみると、スパイクが頻繁に観測される放電領域では、電子の圧力と中性粒子の圧力がほぼ等しくなっていることがわかった。He ガスを用いた場合の負スパイクの持続時間は 5-10 μ s 程度でスパイクの振幅には依存せず、持続時間の逆数は現象の発生領域である ECR 領域の磁場強度で見積もった電子サイクロトロン周波数 ($\sim 10^9$ Hz) やプラズマ周波数 ($\sim 10^9$ Hz) に比べて圧倒的に小さく、電離衝突周波数やイオンとの電荷交換衝突周波数と近いスケールを持っている。浮遊電位の負スパイクの発生は他のガスを用いた放電でも観測されており、He に加えて Ne, Ar, Xe で現象の平均持続時間を比較すると、図4に示すように原子質量の 1/2 乗に比例することが明らかになった[7]。さらに、このスパイクは同様の放電方式を採用した九州大学の HYPER-II 装置[10]でも観測されており、装置固有の現象ではないことが確認されている。

3.2 高温バブルの時間的・空間的構造

この間欠的な現象の空間的な特徴をつかむために、径方

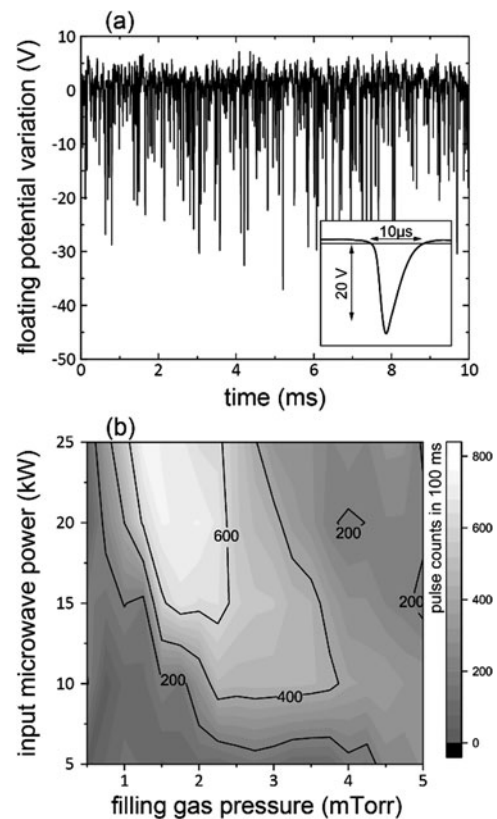


図3 (a): 浮遊電位の時系列データ(変動成分)。インセットグラフは同じ振幅のスパイクを条件付き平均化したもの。文献[3]の図3と同じデータセットを使用。(b): 導入 He ガス圧力とマイクロ波パワー空間における浮遊電位負スパイクの 100 ms あたりの発生数。

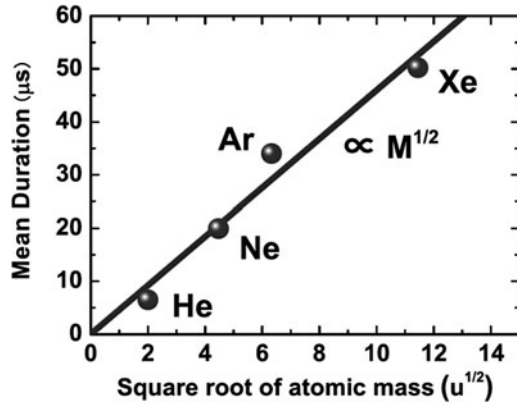


図4 浮遊電位スパイクの平均持続時間のガス種依存性 [7].

向に離れた2点で浮遊電位の同時計測を行ったところ、プローブ間距離が40 mm以上になると信号間の相関が消失することがわかった。これは、スパイクが発生している領域が磁場に垂直なプラズマ断面内で局在化していることを意味する。プローブの浮遊電位信号を参照信号にして、装置の軸方向に視線を持つように設置されたICCDカメラを用いてスパイクが発生している時間における728 nmのヘリウム原子線(He I)の発光強度分布を計測すると、図5(a)のように直径約30 mmの強発光領域が形成されていることがわかった。一方、スパイクが発生していない時間では、殆ど一様な発光強度分布が得られる。HYPER-Iのプラズマ直径は300 mmであるため、プラズマ径の1/10程度の局所構造が間欠的に形成されているといえる。浮遊電位スパイクの発生を伴う局在化構造の励起はHIWGを用いた計測でも同様な(無矛盾な)結果が得られている[図5(b)].

一般に、浮遊電位の変動は空間電位と電子温度の変化を区別できないため、コンディショナルサンプリング法を用いて構造の内部と周辺領域の電流-電圧特性を評価した。浮遊電位を計測する参照プローブと直近に配置したプローブ電流を計測する静電プローブを用い、同じ振幅の浮遊電位の負スパイクに対して再構成したプローブの電流-電圧特性から電子温度、電子密度、空間電位を評価した。図6にバブルの中心領域($r=0$ mm)と周辺領域($r=40$ mm)における電子温度と電子密度の時間発展を示す。

対象としている構造の中心領域の電子温度は、浮遊電位スパイクがピークをとる時刻で約25 eVとなり、周辺領域の電子温度(約10 eV)よりも明らかに高くなっている。一方、空間電位やプラズマ密度には顕著な変化は見られない。このように浮遊電位の負スパイクが主に電子温度の変化を反映したものであることから、我々はこの間欠的な現象を高温バブルと呼んでいる。図6に示す電子温度はHe原子の電離エネルギー(24.6 eV)に匹敵する温度であり、さらに大きな浮遊電位振幅に対する計測では30 eVを超える電子温度が瞬間的に実現される。

高温バブルは磁場に沿った方向にも構造を持つ。軸方向に離れた2本のプローブを用いて浮遊電位信号の時間差を評価すると、負スパイクの伝播速度は $u_p = 3.8 \times 10^5$ m/sとなり、Alfvén速度程度でECR領域から装置終端方向へ伝播していることがわかった。図7はHIWGを用いて計測

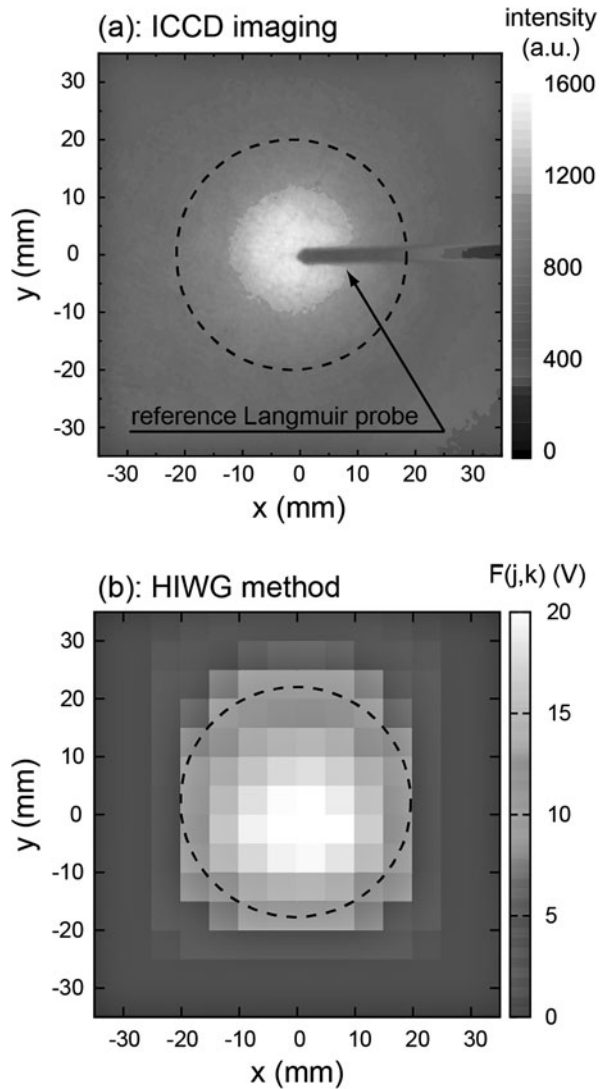


図5 (a) : ICCDカメラを用い磁力線に沿った視線で撮影した負スパイク発生時のヘリウム原子(728 nm)の2次元発光分布。(b) : HIWGを用いて再構成したスパイク発生時の出力 $F(j,k)$ の分布(文献[5]のFig.3を色彩調整)。

した典型的なイベントの時間発展である。軸方向への伝播とパルスの維持という結果から、伝播速度と時間の積を軸方向のスケールとして評価すると、バブルは磁力線方向に軸を持つ回転楕円体構造を有していることが明らかになった。

3.3 高温バブルの統計的性質と中性粒子枯渴

統計解析は非定常現象の予測や発生源の物理素過程にあたりをつける有効な手法の一つである。イベントの強度や持続時間、あるイベントからその次のイベントまでの待ち時間(waiting time)といった諸量の度数分布(あるいは確率密度関数)を調べることで、一見不規則な現象がもつ統計的性質を見出すことができる。例えば、太陽フレアの待ち時間の度数分布は、べき分布になることが報告されており[11]、自己組織化臨界(Self-Organized Criticality)モデルによる解釈が試みられている。核融合研究分野においても、JETトカマク装置におけるELMの待ち時間について様々な放電パラメータに対して確率密度関数が評価され

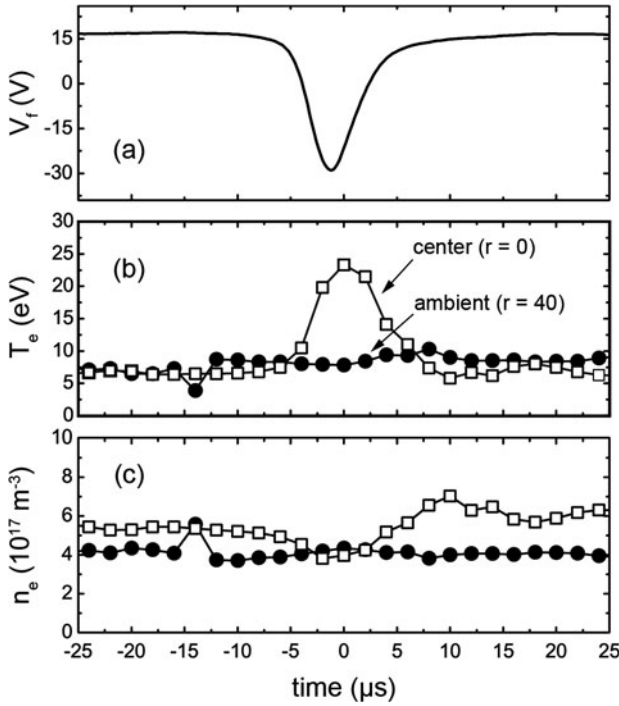


図6 バブルの中心領域 ($r=0$ mm) と周辺領域 ($r=40$ mm) における (a): 浮遊電位信号 (参照信号), (b): 電子温度, (c): 電子密度の時間発展.

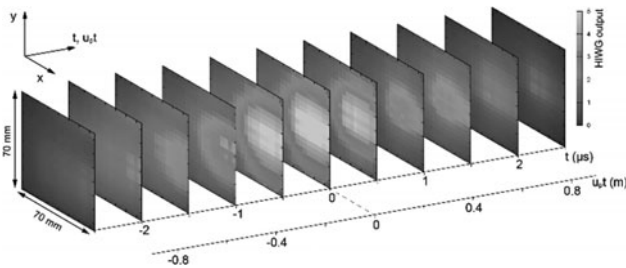


図7 高温バブル構造の時空間発展. $u_{\phi t}$ は磁力線方向の伝播から構成した軸方向スケール (文献[3] Fig. 6 を色彩調整).

ており, その結果をもとにした ELM 発生背後にある確率過程に関する考察が報告されている [12]. このように, 待ち時間はある時間内における平均的な発生確率や現象のランダムさを特徴づける重要な統計量である. N 個のデータ点からなる浮遊電位 ϕ_i の時系列データの平均を $\bar{\phi} = (1/N) \sum_N \phi_i$, 標準偏差を $\sigma = [(1/N) \sum_N (\phi_i - \bar{\phi})^2]^{1/2}$ とし, 振幅が 2σ を超えるスパイクについて待ち時間 (τ_w) の確率密度関数 $P(\tau_w)$ を評価すると図 8 のように, 片対数グラフ上でデータが直線状に分布する. 図中の実線は計 56 秒の時系列データに含まれる約 2.9×10^5 個のスパイクから評価した待ち時間の平均値 ($\alpha = 164.4 \mu\text{s}$) をパラメータに用いた指数分布

$$P(\tau_w) = \frac{\exp(-\tau_w/\alpha)}{\alpha} \quad (1)$$

で, 実験データをほぼ完全に再現できることがわかる. また, 平均の待ち時間はバブルが頻繁に発生する条件でも平均持続時間の 10 倍程度であり, バブルの発生は全体でみると稀なイベントであることがわかる.

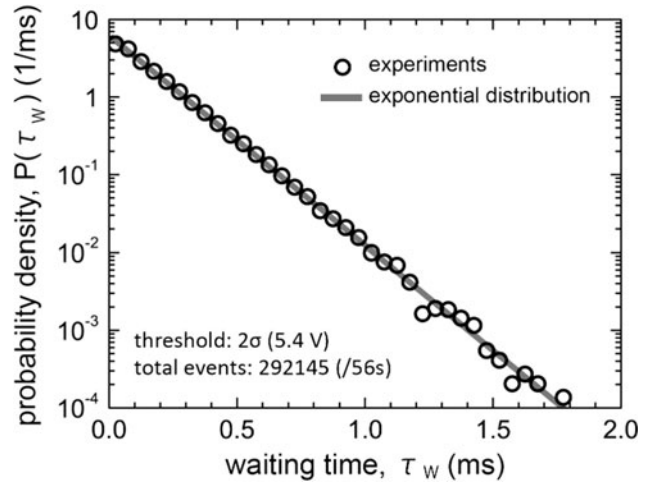


図8 浮遊電位の負スパイクの待ち時間の確率密度関数. 実線は待ち時間の平均値をパラメータにもつ指数分布.

指数分布は事象の発生が記憶を持たない (等確率な) ランダム過程を示す分布である. 時系列データをある幅で区切り, それぞれのデータ群に属するスパイクの発生数をカウントすると, その分布はポアソン分布に従う. これらの結果はバブル現象が定常無記憶過程 (定常ポアソン過程) に従うことを意味する (解析の詳細は文献 [6] を参照されたい). 待ち時間の統計が指数分布に従うという性質は放電条件を変えても維持され, バブルが頻繁に発生する条件でも, 稀にしか発生しない条件でも根本的な発生機構は変わらない.

図 9 は 1 回の放電内で発生したバブルのうち, 8 イベントのスナップショットである. バブルはプラズマ断面内のいたるところに発生し, 連続した 2 イベントの発生位置間の距離の確率分布を評価すると, バブルの発生は空間的にも記憶を持たないランダムな性質を持つことが明らかになった [3]. このような時間的にも空間的にもランダムな間欠現象は, 空間的に一様なエネルギー注入が存在する非平衡開放系で観測される特徴的な性質であるように思われる. マイクロ波を一様なエネルギー源として与えたときに, 局在構造が形成されては消失される様は, 火にかけられた鍋の中で発生する気泡 (沸騰現象) を連想させる.

HYPER-I 装置で観測された高温バブルの形成・消失の物理機構はどのようなものだろうか. 現在の系では, 電子のエネルギー源はマイクロ波であり, 衝突によってイオンや中性粒子にエネルギーを散逸しながら壁へ到達した後中

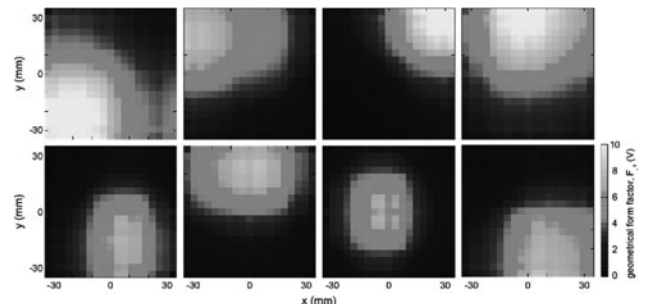


図9 HIWG を用いて可視化された単一放電中に発生する高温バブルのスナップショット (文献[3] Fig. 7 を色彩調整).

性化され系外へ排出されることで、ある一定の電子温度を維持していると考えられる。したがって、エネルギー源が時間的・空間的に一定であるとする、電子温度が上昇するためにはエネルギーの損失率が減少する必要がある。特に、HYPER-Iのプラズマが電離度数%程度の部分電離プラズマであること及び、バブル内部の電子温度が電離エネルギーを上回るという観測事実を踏まえると、電離のバランスが崩れることによってバブルが形成される可能性が考えられる。

発光強度分布とプローブ計測による電子温度・電子密度分布を用い、衝突断面積の電子温度依存性を考慮して基底状態の中性粒子密度分布を評価すると、**図10**のようにバブル内部では中性粒子密度が周辺に比べて著しく低下している（すなわち、中性粒子枯渇現象がバブルの発生とともに生じている）ことがわかった。

中性粒子枯渇現象[13]は電離や衝突によって中性粒子がエネルギーや運動量を得ることで輸送が促進され、プラズマ内部の密度が周辺（主にプラズマ密度が減少する境界近傍）に比べて著しく低下する現象である。例えば、電離による中性粒子枯渇を例にとると、ある領域の電離確率が増加し電離が進行すると、周辺に比べて中性粒子密度が低下した領域が形成される。この時、電離によってイオン化した中性粒子が系外へ輸送される時定数が、密度勾配を埋めようとして中性粒子が再供給される時定数より小さいと、電離によって密度を低下させる効果が優勢となり、中性粒子枯渇領域が形成される（ion pumping[13]）。

一般に、中性粒子との相互作用を正確に取り扱おうとすると非線形の難しい問題を解かなければならないので、ここでは電離を介したプラズマと中性粒子の相互的振る舞いについて定性的な特徴を掴むための簡単なモデルを考えることにする。Hall thruster等で観測されているbreathing oscillation[14]を例にとり、電子と中性粒子の連続の式が次のように書ける場合を考える。

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \sigma(T_e)nN - n \frac{u_p}{L} \tag{2}$$

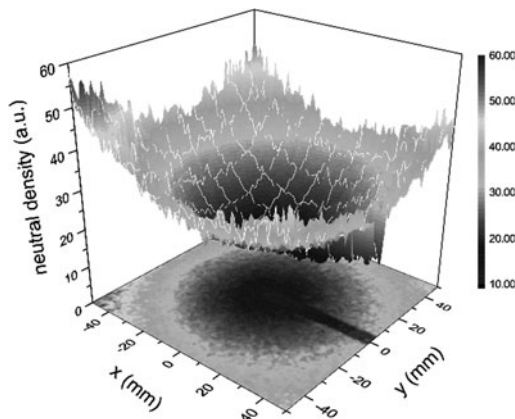


図10 Heの原子線の2次元発光強度分布と電子温度、電子密度の2次元分布を用いて評価した基底状態の中性粒子密度分布（文献[3] Fig. 10を色彩調整）。

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\sigma(T_e)nN + N \frac{V}{a} \tag{3}$$

ここで、 n 、 T_e 、 N はそれぞれプラズマ密度、電子温度、中性粒子密度で、 u_p はプラズマの軸方向へ排気速度、 V は中性粒子が再供給される典型的な速度である。 L と a は軸方向と径方向の特征的長さである。電離衝突のレート係数 $\sigma(T_e)$ は電子温度に対する非常に急峻な関数であるので、ここでは温度一定とする。また、今回対象とする現象はイオンの時間スケールであるので、電子とイオンの電氣的準中性を仮定する。

プラズマ密度と中性粒子密度を摂動的に扱い、1次の微小量に対して式を整理すると、現象の特征的な時間スケール τ として、 $\tau \propto (u_p V)^{-1/2}$ が得られる。イオンの排出と中性粒子の再供給にかかわる特徴的な速度が原子質量の1/2乗に比例すると考えれば、周期も原子質量（ M ）の平方根に比例するので $\tau \propto M^{1/2}$ の依存性を持つこととなる。このスケールは中性粒子とプラズマの相互作用によって生じる非定常現象に関する本質的なスケールであると考えられ、バブルが成長してから消滅するまでの持続時間 τ_D が原子質量の1/2乗に依存するという観測結果（**図4**）の物理的側面を反映していると考えられる。

図11にHYPER-Iにおけるエネルギーの流れと中性粒子の役割の概念図と特徴的な時間スケールを示す。現象の持続時間 τ_D の逆数は電離衝突周波数 ν_{en}^{iz} やイオンとの電荷交換衝突周波数 ν_{in}^{cx} 程度のスケールを持っており、中性粒子との衝突が重要な役割を果たす領域に持続時間が位置していることが見て取れる [τ_w :現象の待ち時間（発生間隔）、 ν_{ii} :イオン-イオン衝突周波数、 ν_{en}^{el} :電子-中性粒子の弾性衝突周波数、 ν_{ee} :電子-電子の衝突周波数、 f_{ci} :イオンサイクロトロン周波数、 f_{pi} :イオンプラズマ周波数]。より詳細な解析は衝突断面積の電子温度依存性や空間分布を考慮する必要があるため、今後の課題とする。

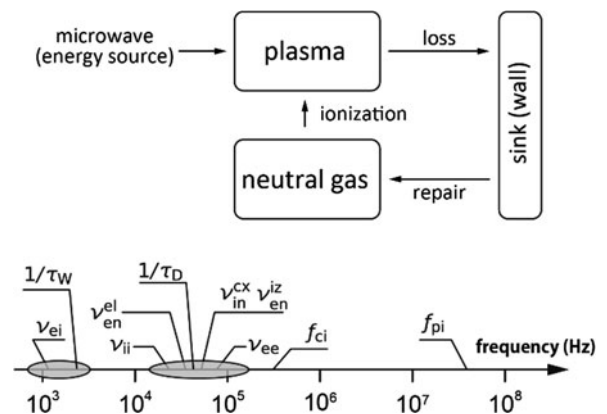


図11 HYPER-Iにおけるエネルギーと粒子生成の流れの概略図（上段）と特徴的な時間スケール（下段）。

4. 高温バブル発生のなぞと展望

HYPER-I 装置の ECR プラズマで観測された浮遊電位スパイクは間欠的かつ局所的に発生する高電子温度領域（高温バブル）の形成によるものであることが明らかになった。また、バブルの発生は中性粒子枯渇を伴っており、部分電離プラズマ特有の構造形成の一種であると考えられる。高温バブルは、HYPER-II 装置の ECR プラズマ中でもその発生が観測されており、装置固有の現象ではなく部分電離プラズマが示す普遍的な物理過程であると考えられる。その他の ECR 装置や ECR 方式と同程度のプラズマパラメータが実現されるヘリコンプラズマを用いた直線装置、磁場閉じ込め装置の壁周辺などでも発生する可能性があり、バブルの発生による輸送特性の変化などの説明が今後の重要な課題である。

バブル中の荷電粒子の振る舞いに目を向ければ、バブルは時間的・空間的にランダムな局所構造が一様で定常なエネルギー入力と散逸（壁への損失や衝突）のある系で自発的に生じる現象と言える。このような状況は決して特殊なものではなく、我々が日常目にするプラズマの多くの状況に当てはまるだろう。波動や乱流といった荷電粒子と相互作用する他の要因がエネルギーの供給や散逸に影響を与える場合においても、バブルは発生するだろうか。また、磁場閉じ込めプラズマで発生する blob や他の間欠性との物理的・統計的な類似性は存在するのか。基礎装置を用いて比較的容易に詳細な物理機構・統計的性質を調べることのできる高温バブル現象がプラズマの構造形成の多様性を理解する一つの鍵になることを期待している。

謝 辞

研究を進めるにあたり田中雅慶博士（九州大学名誉教授）には有意義な議論をいただきました。また実験及び解析に関してHYPER-IおよびHYPER-II装置の実験グループの皆様にお世話になりました。ここに感謝申し上げます。本研究の内容の一部は JSPF 科研費24540544, 17K14425, および核融合科学研究所の一般共同研究 NIFS13KBAP016 の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] K. Shibata and T. Yokoyama, *Astrophys. J.* **526**, L49 (1999).
- [2] D.A. D'Ippolito *et al.*, *Phys. Plasmas* **18**, 060501 (2011).
- [3] K. Terasaka *et al.*, *Phys. Plasmas* **25**, 052113 (2018).
- [4] K. Terasaka *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 113503 (2014).
- [5] S. Yoshimura *et al.*, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **10**, 2554 (2014).
- [6] S. Yoshimura *et al.*, *JPS Conf. Proc.* **1**, 015030 (2014).
- [7] S. Yoshimura *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **10**, 3401028 (2015).
- [8] S. Yoshimura *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **14**, 3401081 (2019).
- [9] S. Yoshimura *et al.*, *J. Plasma Phys.* **81**, 345810204 (2014).
- [10] K. Terasaka *et al.*, *J. Plasma Phys.* **81**, 345810101 (2014).
- [11] M.S. Wheatland and Yu.E. Litvinenko, *Solar Phys.* **211**, 255 (2002).
- [12] J. Greenhough *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **45**, 747 (2004).
- [13] A. Fruchtman, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 473002 (2017).
- [14] J.M. Fife *et al.*, *AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. Exhibit* **97**, 3052 (1997).