

大気圧ミリ波放電におけるフィラメント構造解析

○中村友祐、山口敏和、武市天聖、福成雅史、小紫公也 (東京大学)

概要

次世代の低価格打ち上げシステムとして期待されているマイクロ波ロケットの実現に向けた基礎研究として、大気圧ミリ波放電についての実験と数値計算をし、その結果から放電時に見られるフィラメント構造の解明を試みた。パワー密度に応じた構造を見やすくするためにフラットトップのビームを用いて放電実験を行い、数波長程度のスケールにおける構造を明らかにした。また、実験データからは観測できない波長よりも小さいスケールにおける構造を数値計算により求め、小さいスケールにおける構造がどの無次元パラメータ $v_i \lambda^2 / D_{eff}$ が大きいために形成されることを明らかにした。

1. 背景

近年、太陽発電衛星に代表される大規模宇宙開発が注目を集めている。しかし、このような大規模施設を宇宙に建設するには、現在よりも打ち上げ費用を大幅に安くする必要があり、新しい超低価格打ち上げシステムが求められている。その一つとして期待されているのが、パルスドットネーション型マイクロ波ロケットである。これは再使用可能な地上ビーム基地から照射されるミリ波のエネルギーを推力に変えて軌道まで打ち上げようというもので、飛翔体本体の構造をととも簡素にできるため、一回あたりの打ち上げ費用を大幅に削減することが期待されている(**Fig. 1**)。ミリ波のエネルギーを推力に変える過程には、大気圧ミリ波放電という現象を利用する。この放電による大気加熱率によってエネルギー変換効率が大きく変わるが、大気圧ミリ波放電に関する研究はまだ十分なされておらず、変換効率の向上にはこのミリ波放電現象の解明が不可欠である。本研究では、大気圧ミリ波放電において見られるフィラメント構造について実験と数値計算、双方のアプローチからの解明を試みた。

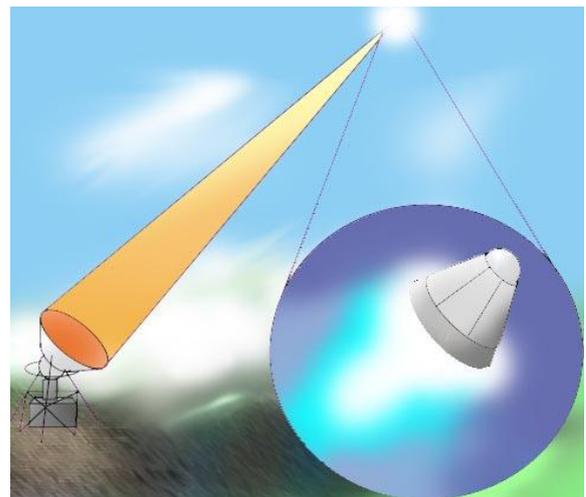


Fig. 1 マイクロ波ロケットの概念図

2. ミリ波放電

ミリ波放電とは、高エネルギー密度のミリ波と呼ばれる周波数帯の電磁波を気体中に入射させることにより、気体を電離させる現象のことである。高出力のミリ波を発生させるには、ジャイロトロンと呼ばれる発振器が使われる。近年このジャイロトロンは熱核融合炉のプラズマ加熱・電流駆動装置として開発が進み、1MW級のビームを数分にわたって定常出力可能な高出力・長パルス発振器として知られている。これにより、多くのミリ波放電実験が行われるようになってきている。

空気中におけるミリ波放電は雰囲気圧と入射するミリ波の強度によって性質が大きく異なることが知られている。**Fig. 2**に K. Khodataev による放電進展の分類を示す³⁾。この図の I の領域はパワー密度が十分に高く、種となるプラズマがなくても放電が起こる領域を示す。II の領域は種となるプラズマがなければ放電は起きないが、いったんプラズマが付けば、そこからビーム源の方向に向けて伸展していくことができる領域である。ビームの強度が低い III の領域は種となるプラズマの周りでのみ放電がおき、そこから離れて伸展していくことはできない領域である。また、縦に伸びている破線の左側では拡散放電、右側ではフィラメント状の放電が起こり、それぞれできるプラズマの形状が異なることが観測されている。本研究で扱うマイクロ波ロケットにおいて使用する放電は II の領域においておきる放電である。

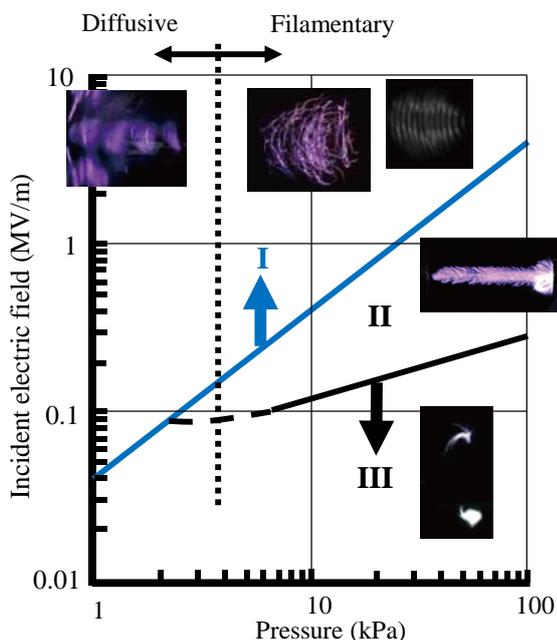


Fig. 2 雰囲気圧とミリ波強度に応じた放電形状

3.4)

このような放電は、波長の異なるレーザーにおいても観測されている。**Fig. 3**に、領域 II における放電の伸展速度をレーザー放電とミリ波放電で比較した図を示す。これによると、レーザー放電による伸展速度の傾向とミリ波による伸展速度の

傾向には大きな違いがあり、ミリ波のほうが、低いパワー密度でより速い伸展速度を達成している。このことから、ミリ波特有の伸展構造が存在することが示唆される。

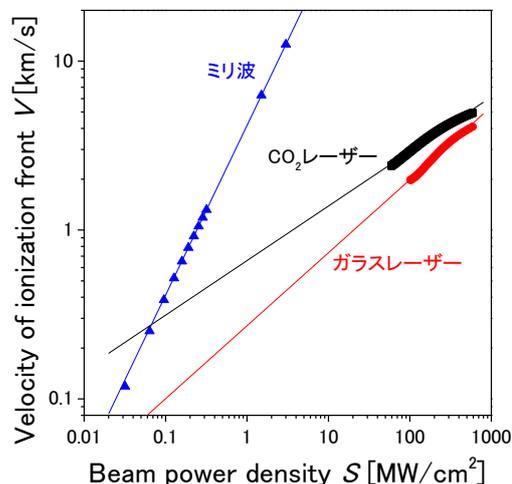


Fig. 3 ミリ波放電とレーザー放電の伸展速度傾向の違い^{5,6)}。波長は、ミリ波: 2mm 程度、CO₂レーザー: 10.6 μm、ガラスレーザー: 1.053 μm

3. ミリ波放電実験

我々の研究グループは、日本原子力研究開発機構(JAEA)と共同で領域 II における放電実験(大気圧 101 kPa、電界強度 0.6 MV/m 程度)を行っている。この実験の模式図、及び実験条件を **Table. 1** と **Fig. 4** に示す。領域 II では、種となるプラズマが無いと着火しないため、**Fig. 4** に示すように放物鏡で集光してプラズマを着火し、そこからビーム入射方向へと伸展する放電を観測している。

Table 1 実験条件

Output of gyrotron	<1.5 MW
Millimeter-wave frequency	170 GHz
Beam waist	20.4 mm
Power density	~0.1 MW/cm ²
Pulse duration	~1 ms

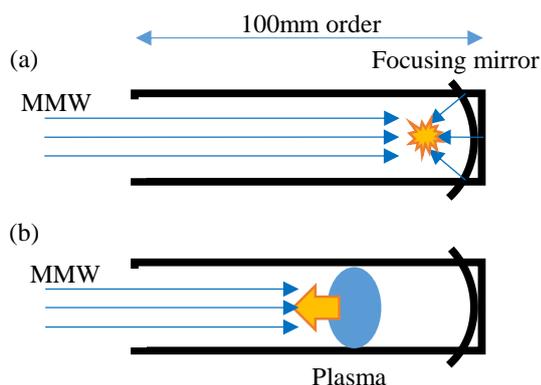


Fig. 4 我々の実験の模式図。(a)放物鏡でミリ波を集光 (b)ビーム源に向けてプラズマが伸展

この実験によってこれまでに得られたプラズマの露光画像と、高速度カメラにより撮影した画像を **Fig. 5** に示す。ここでは入射ビームとしてガウシアンプロファイルのミリ波を使用しており、パワー密度が中心部にピークを持っている。**Fig. 5** の高速度カメラによる画像から、粒状のプラズマが無数に形成されていることがわかり、露光写真から、その粒が中心からビーム照射方向に対して斜めに向けて進む様子が見て取れる。

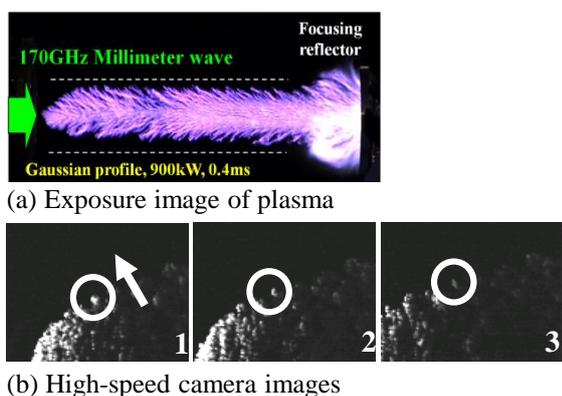


Fig. 5 これまでの実験で得られた露光写真と高速度カメラによる写真⁷⁾

4. 数波長程度のスケールにおける構造

今回我々は、ミリ波のパワー密度に応じたプラズマ形状の変化を見るため、ビームのプロファイルをガウシアンから、位置によってパワー密度が変わらないフラットトップに変えて放電実験を行

い、プラズマの伸展を高速度カメラで撮影した。結果を **Fig. 6** に示す。図左方向からビームを照射させている。この結果から、プラズマは、ビームに対して垂直な面上に分布し、その面上において粒状にまとまったプラズマが、ミリ波の波長 λ 程度のピッチで並んでいる構造をとることが分かった。このことから、ミリ波放電において、ミリ波エネルギーの吸収は同一面上でおこり、また、その面上の粒状プラズマ部位でエネルギーの吸収が集中的に起こっていることが考えられる。この、エネルギー吸収の集中が、**Fig. 3** に示すように、ミリ波のプラズマの伸展速度が速くなる原因の一つである可能性が示唆されている。

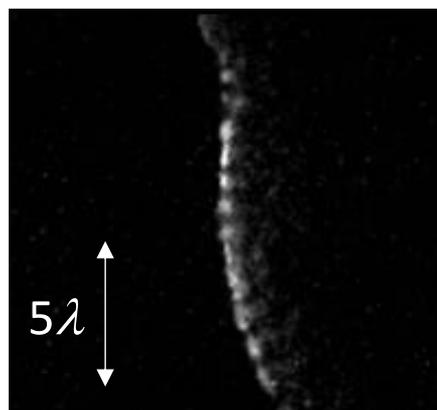


Fig.6 フラットトップのビームによる放電の高速度カメラによる画像 (100 ns-exposure, *ULTRA Cam(nac)*)

5. 波長よりも小さいスケールにおける構造

実験からは波長程度のピッチでプラズマの粒が並ぶ様子が観測されたが、粒の内部構造を見て取ることにはできない。今回の実験よりも一桁ほどパワー密度が大きい、領域 I と領域 II の境目に位置する条件において行われた Hidaka らによる実験³⁾では、波長よりも小さいスケールで構造が存在することが観測されている。**Fig. 7** に Hidaka らによるプラズマの露光画像を示す。ここから、プラズマが電界方向に伸びたフィラメントを形成し、そのフィラメントが $\lambda/4$ 間隔で並んでいる様子が見て取れる。

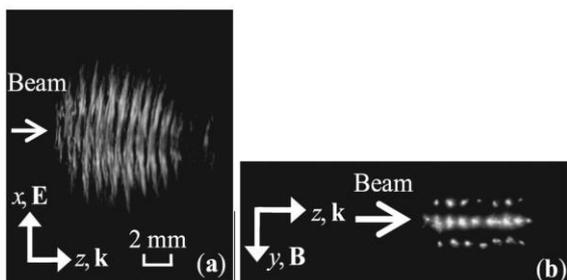


Fig. 7 Hidaka 等の実験結果に見られる波長より小さい領域における構造⁴⁾

このような構造が形成される原理について簡単に説明する。電場方向にプラズマが伸びる原理についての模式図を Fig. 8 に示した。ビーム方向に対して垂直な電場がプラズマに向かっていくことを考える。プラズマが発生している部位に差し掛

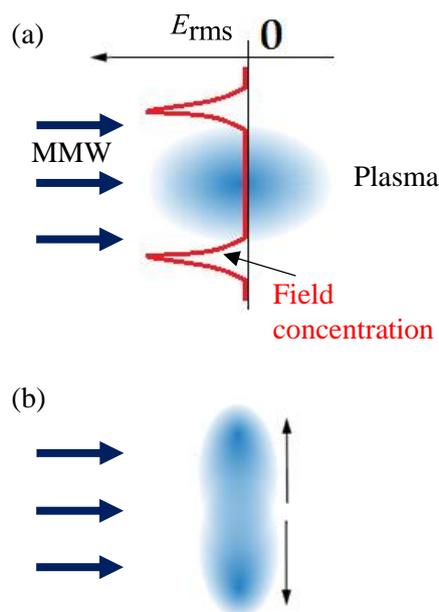


Fig. 8 電場方向に伸びるプラズマの模式図。(a)デバイ遮蔽による電界集中 (b)フィラメントの伸展

かると、電場はプラズマと重なっている部位だけデバイ遮蔽によって打ち消され、その部分だけ電位が一定になる。しかし、プラズマをはさんだ地点における電位差はもとの電位差と変わらないため、プラズマの両端に大きな電位勾配、すなわち電場が生じる。この電場によって電子が動か

されることによって、入射したミリ波の電場方向へとプラズマが広がり、電場方向に伸びたフィラメントを形成する。

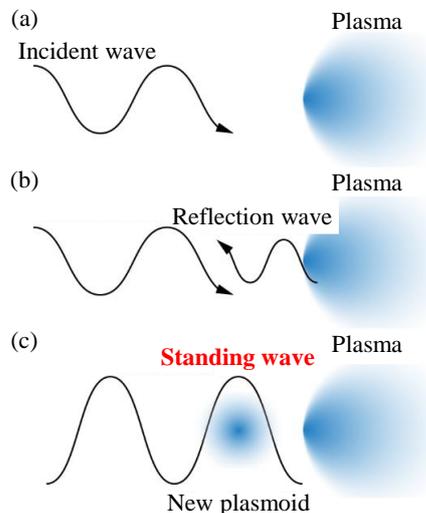


Fig. 9 $\lambda/4$ おきに形成されるプラズマの模式図

次に、ミリ波進行方向に対して間隔 $\lambda/4$ の離散的な構造になる原理について述べる。Fig. 9 に模式図を示した。プラズマに入射するミリ波の一部は、プラズマに反射され、入射されたミリ波と逆向きに進行する。この反射されたミリ波は、入射されるミリ波と干渉して定在波を作る。この定在波は $\lambda/4$ 間隔で強め合う点、または弱め合う点を持つが、この強め合う点でのみプラズマが形成されるため、間隔 $\lambda/4$ の離散的構造が生じる。

本研究において、このような波長より小さいスケールにこの構造が、我々の実験におけるプラズマの粒の中に存在するのかどうかについて数値計算によって確かめた。計算方法は、J. P. Boeuf らが数値計算によって Hidaka らの実験の再現を試みた際に用いた方法⁸⁾を我々の実験条件に合わせて変更し、用いた。この計算の基礎方程式は Maxwell 方程式

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2)$$

と、電子の拡散方程式

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - \nabla \cdot (D_{eff} \nabla n_e) = n v_i \quad (3)$$

である。ここで、 n_e は電子密度、 D_{eff} はプラズマの先端における電子の拡散係数、 v_i は電離周波数である。Maxwell 方程式は、プラズマ中の電流を導く式

$$\mathbf{J} = -en_e \mathbf{v}_e \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} = -\frac{e\mathbf{E}}{m_e} - \nu_m \mathbf{v}_e \quad (5)$$

(\mathbf{v}_e , m_e : 電子の速度、質量

ν_m : momentum transfer collision frequency)

と合わせて FDTD 法によって解き、そこから導いた電場 \mathbf{E} から D_{eff} 、 v_i を求めて電子の拡散方程式に代入することで格子状に分割した領域内の電子密度を求め、プラズマの時間発展を計算している。計算領域は **Fig. 10** に示すようにとり、ビーム方向と電場 \mathbf{E} に平行な面において二次元計算を行った。入射ビームはガウシアンプロファイルのものを用い、初期プラズマとして、**Fig. 5** の高速度カメラの画像のプラズマ分布を模擬した。計算の結果得られた電子密度分布を **Fig. 11** に示す。この結果から、 $\lambda/4$ 構造は我々の実験条件においてはほとんどつぶれて見えなくなっていることが分かった。

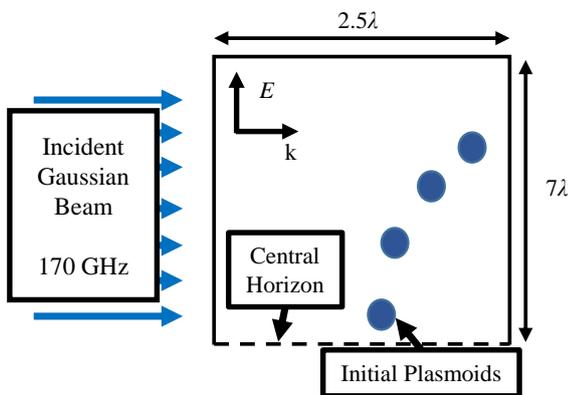


Fig. 10 計算領域と初期電子配置

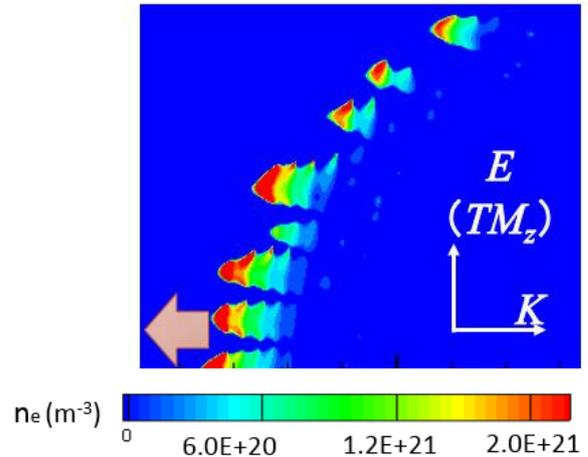


Fig. 11 数値計算によって得られた電子密度分布
9)

6. $\lambda/4$ 構造と D_{eff} 、 v_i の関係

$\lambda/4$ 構造がどのような条件下で現れるかを調べるため、拡散係数 D_{eff} と電離周波数 v_i の係数を変化させてプラズマの伸展を計算した。この結果を **Fig. 12** に示す。ここで D_{eff}/λ と $v_i \lambda$ は次元を同じにしたパラメータである。**Fig. 12** より、 D_{eff}/λ が大きいときと、 $v_i \lambda$ が小さいときに、拡散が優勢となり、 $\lambda/4$ 構造が見えなくなることが分かる。このことから、 $\lambda/4$ 構造の有無は無次元量 $v_i \lambda^2 / D_{eff}$ の大きさによって決まると考えられる。 $v_i \lambda^2 / D_{eff}$ が大きいときは $\lambda/4$ 構造が優勢となり、小さいときは拡散が優勢となる。

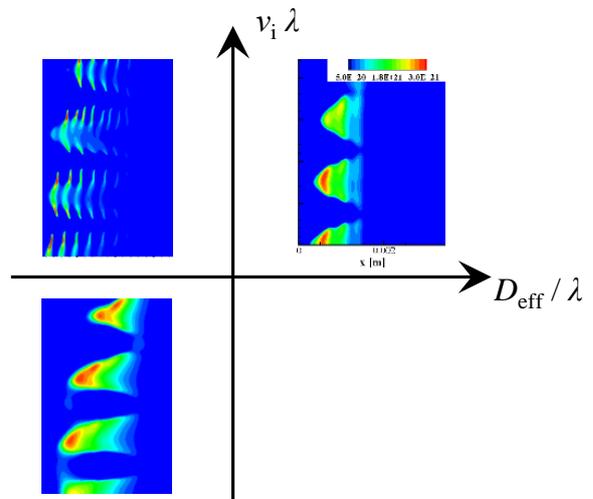


Fig. 12 D_{eff}/λ と $v_i \lambda$ を変化させて計算した電子密度分布

7. まとめ

本研究において行った実験と数値計算により、マイクロ波ロケット内部におけるミリ波放電について以下のことが分かった。

- ・プラズマは粒状にまとまり、ビームと垂直な面上におよそ入射したミリ波の波長 λ 程度のピッチで並ぶ。
- ・我々の実験条件においては $\lambda/4$ 構造はぼやけ、拡散の方が優勢である。
- ・ $\lambda/4$ 構造は無次元量 $v_i \lambda^2 / D_{eff}$ が大きいときにみられ、小さいときは拡散が優勢になる。

8. 今後の課題

今後、今回分かったプラズマの構造がどのように推力に関係しているかについて研究を進める必要がある。具体的には、放電の伝播速度、放電によって上昇する推進器内部の圧力を、入射させるミリ波の周波数、パワー密度から予測できるようにする。

References

- 1) Y. Oda, K. Komurasaki, K. Takahashi, A. Kasugai, and K. Sakamoto, "Plasma Generation Using High-Power Millimeter-Wave Beam and Its Application for Thrust Generation" *J. Appl. Phys.*, **100** (2006), 113307
- 2) K. Sakamoto, A. Kasugai, K. Takahashi, R. Minami, N. Kobayashi, and K. Kajiwara, "Achievement of Robust High-efficiency 1 MW Oscillation in The Hard-self-excitation Region by a 170 GHz Continuous-wave Gyrotron" *Nature Physics*, **3** (2007), 411-414
- 3) K. V. Khodataev, "Microwave Discharges and Possible Applications in Aerospace Technologies" *Journal of Propulsion and Power*, **24-5** (2008), 962-972.
- 4) Y. Hidaka, E.M. Choi, I. Mastovsky, M.A. Shapiro, J.R. Sirigiri, and R. J. Temkin, "Observation of Large Arrays of Plasma Filaments in Air Breakdown by 1.5-MW 110-GHZ Gyrotron Pulses" *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008), 035003.
- 5) Y. Oda, Ken Kajiwara, Koji Takahashi, Atsushi Kasugai, Keishi Sakamoto, and Kimiya Komurasaki. "In-Tube Shock Wave Driven by Atmospheric Millimeter-Wave Plasma" *Japanese Journal of Applied Physics*. 48, 116001 (2009).
- 6) Y. Hidaka, E. M. Choi, I. Mastovsky, M. A. Shapiro, J. R. Sirigiri, R. J. Temkin, G. F. Edmiston, A. A. Neuber, Y. Oda. "Plasma structures observed in gas breakdown using a 1.5 MW, 110 GHz pulsed gyrotron" *Phys. of plasma* 16, 055702 (2009).
- 7) Y. Oda, K. Komurasaki, and K. Sakamoto, "2.2 Dynamics and Structure Formation of Atmospheric Microwave Breakdown"(in Japanese) *J. Plasma Fusion Res.* **84-6** (2008), 343-347.
- 8) J. P. Boeuf, B. Chaudhury, and G. Q. Zhu, "Theory and Modeling of Self-Organization and Propagation of Filamentary Plasma Arrays in Microwave Breakdown at Atmospheric Pressure" *Phys. Rev. Lett.*, **104** (2010), 015002.
- 9) N. Wongsuryrat, T. Takeichi, T. Yamaguchi and K. Komurasaki, "Numerical Studies of Filamentary Plasma Structure in Microwave Rocket" 44TH *AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference* (2013).