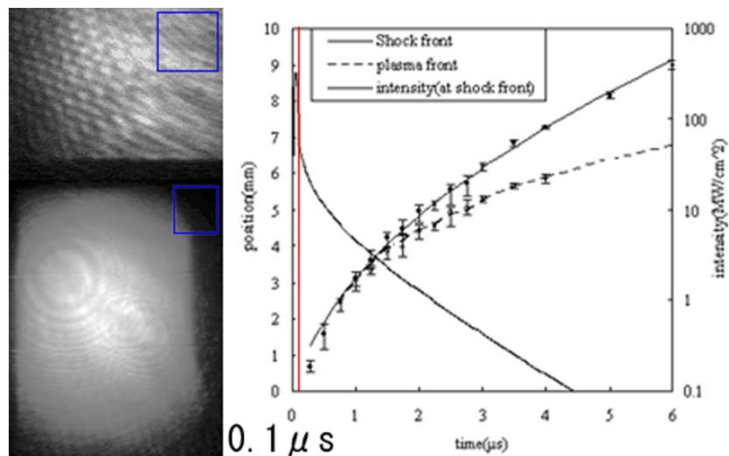


電磁ビーム放電物理と挑戦的な工学的応用

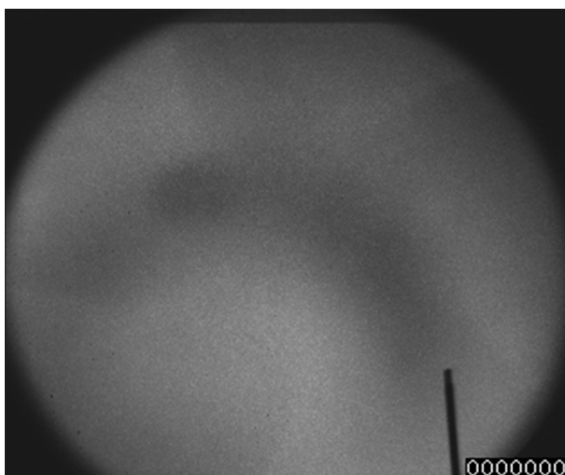
平成28年3月2日（水）

第1回「高エネルギー電磁ビームに誘起される放電とその工学的応用」研究会／第3回マイクロ波ロケット研究会

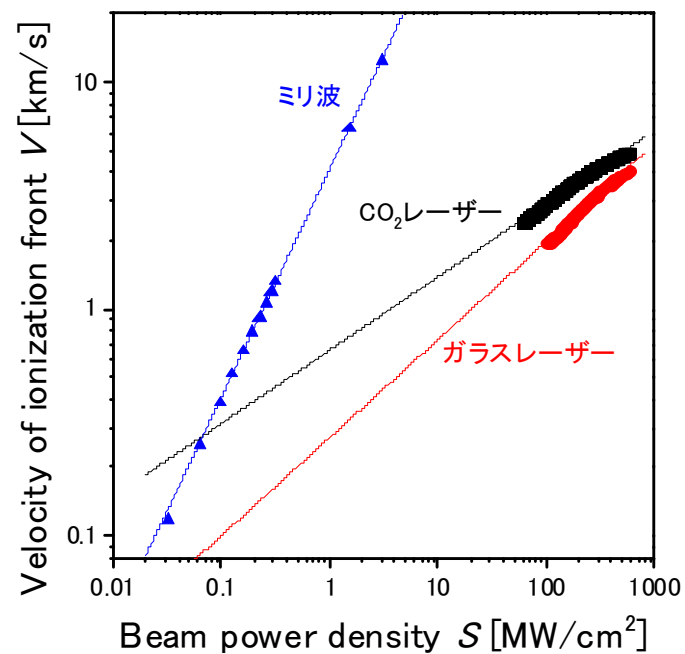
高エネルギー電磁ビームに誘起される放電



レーザー放電



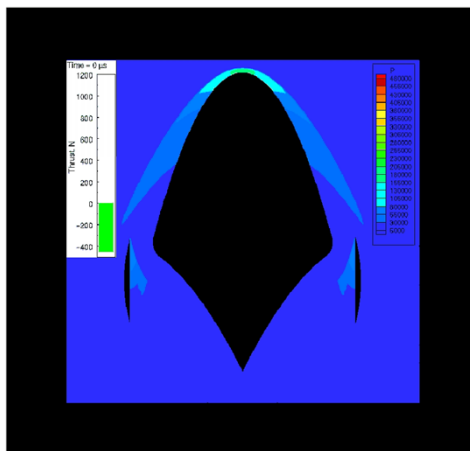
ミリ波放電



ビームエネルギー強度と伝播速度の関係

挑戦的な工学的応用

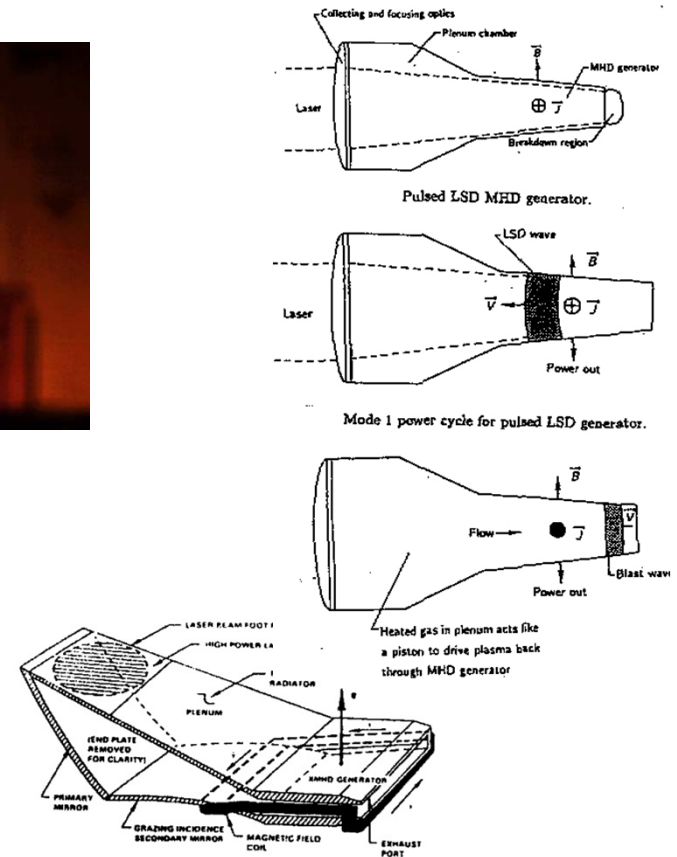
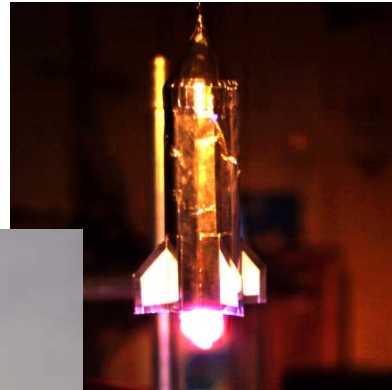
☞ 無線エネルギー伝送による航空宇宙機の革新的な発展



① レーザーライトクラフト
推進機の爆轟数値シミュレーション



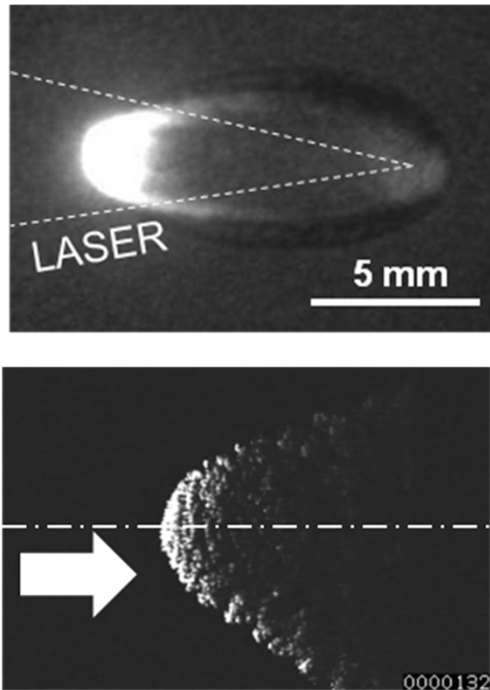
② マイクロ波ロケット



③ MHD式レーザーパワーコンバーター

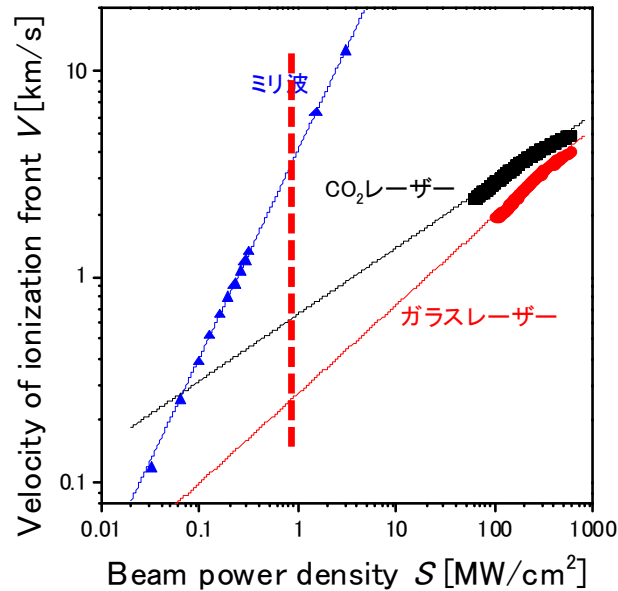
電離波面進展速度は何で決まるのか？予測可能か？制御可能か？

レーザーとミリ波の
放電構造の違い



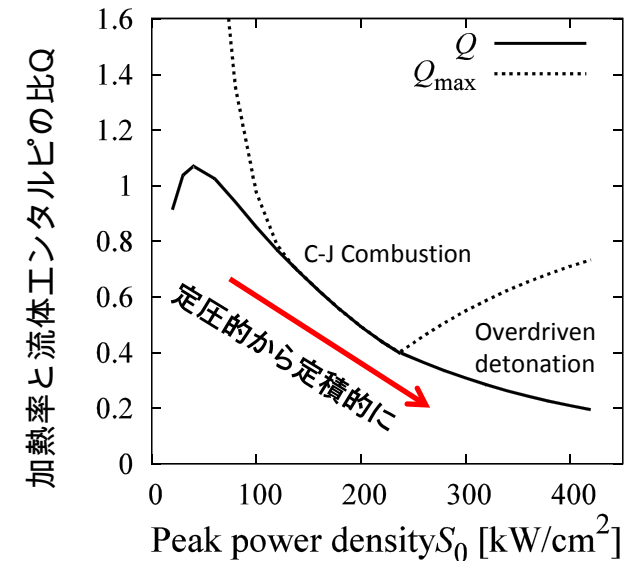
10-J レーザー放電(上)と1-MW
ミリ波放電(下)の高速度カメラ
画像

超音速での放電伸展に伴う衝撃
波の発生



放電進展速度とビーム電力密度
の関係

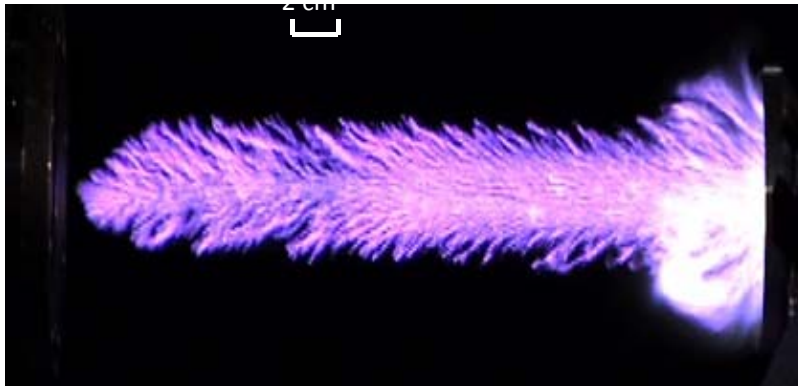
過駆動爆轟波を生成



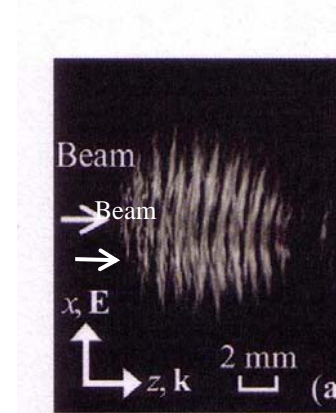
爆轟波伝播速度と加熱率

👉 最適な放電伸展速度と加熱率の関係が存在

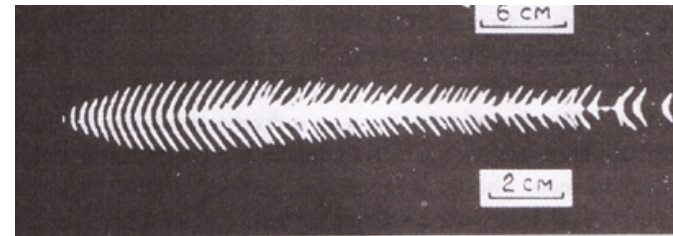
前方に伸展するフィラメント構造は那珂研究所でだけ観測される現象？



空気中での放電構造($0.1\text{MW}/\text{cm}^2$)
Oda, Y. et al. J. Appl. Phys. 2006

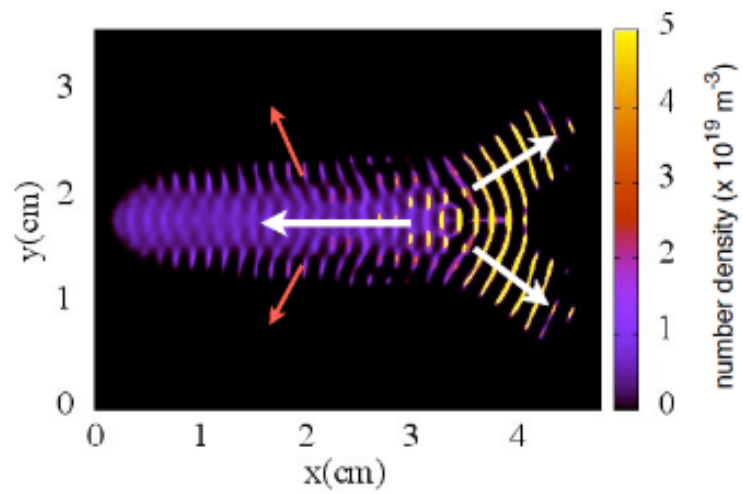


ビーム集光($3\text{MW}/\text{cm}^2$)下での放電構造
R. Temkin et al. Phys. Rev. Lett. 2008
- プラズマでの反射定在電界によりフィラメント形成



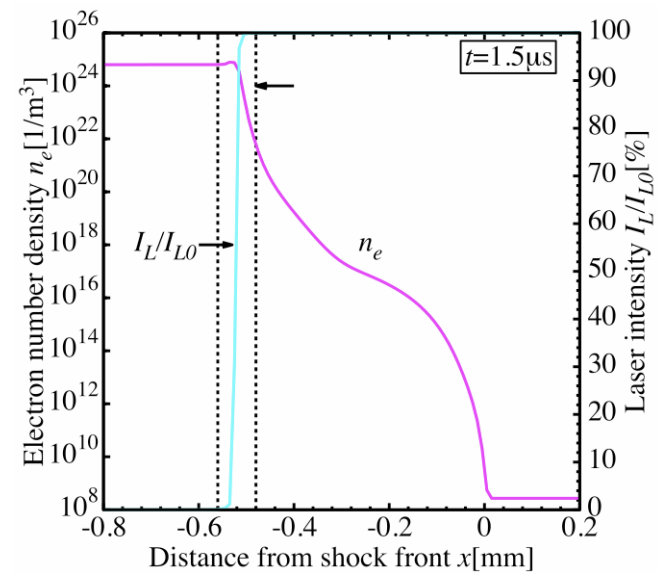
ヘリウム中での放電構造(35GHz)
Vikharev et al., Sov.Phys,JETP, 1988

同一物理モデルで記述が可能？



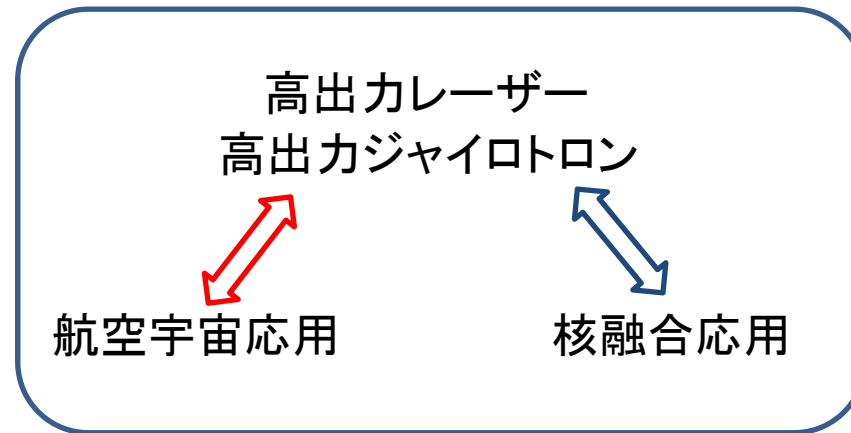
電子数密度時間平均

ミリ波放電シミュレーション例
(大西)

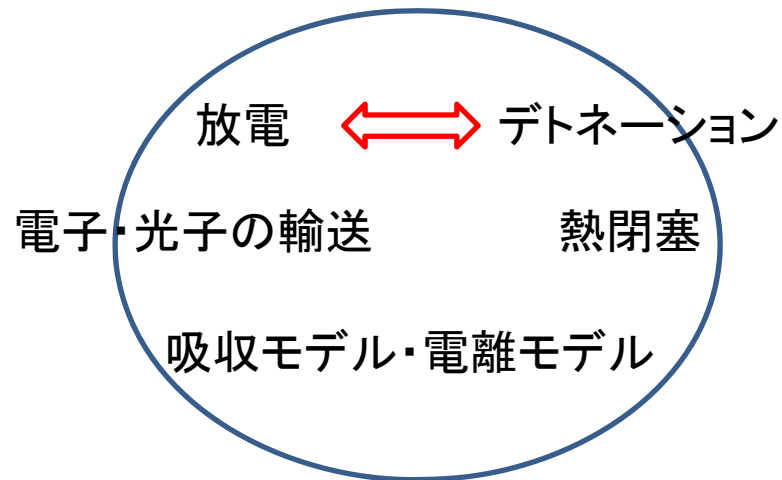


レーザー放電シミュレーション例
(葛山)

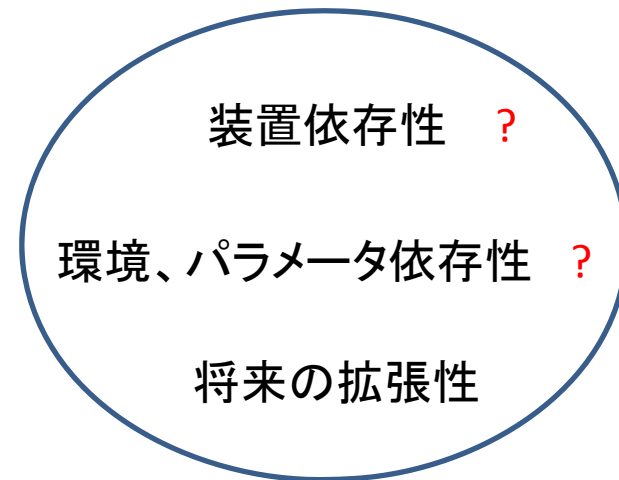
我々のチャレンジ



物理モデル



レーザー・ミリ発振装置

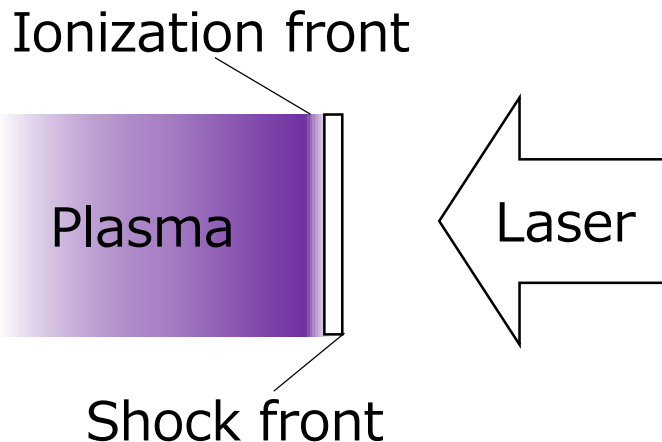


大気圧レーザー放電の 電離波面伝播速度とレーザー強度の関係

東京大学工学系研究科航空宇宙工学専攻
松井康平

Background

LSDとLSC



LSD: Laser Supported Detonation

- 電離波面が衝撃波を伴って超音速で伝播
- レーザーのエネルギーが効率的に爆風波のエネルギーに変換される

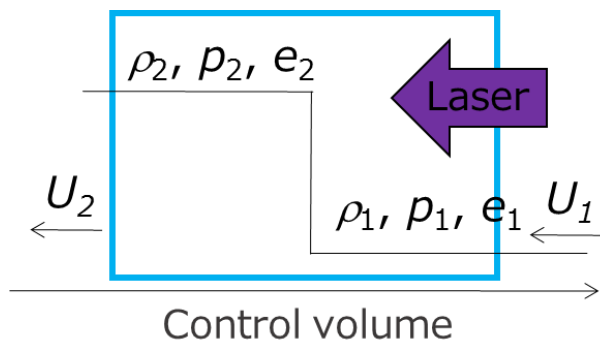


LSC: Laser Supported Combustion

- 電離波面は衝撃波から乖離
- 定圧的に加熱され, レーザーのエネルギーは圧力上昇に使われない

➤ 電離波面の伝播速度は推力を推定する際に重要なパラメータの一つである

伝播速度と流れ場の状態



1: ambient air
2: behind detonation wave

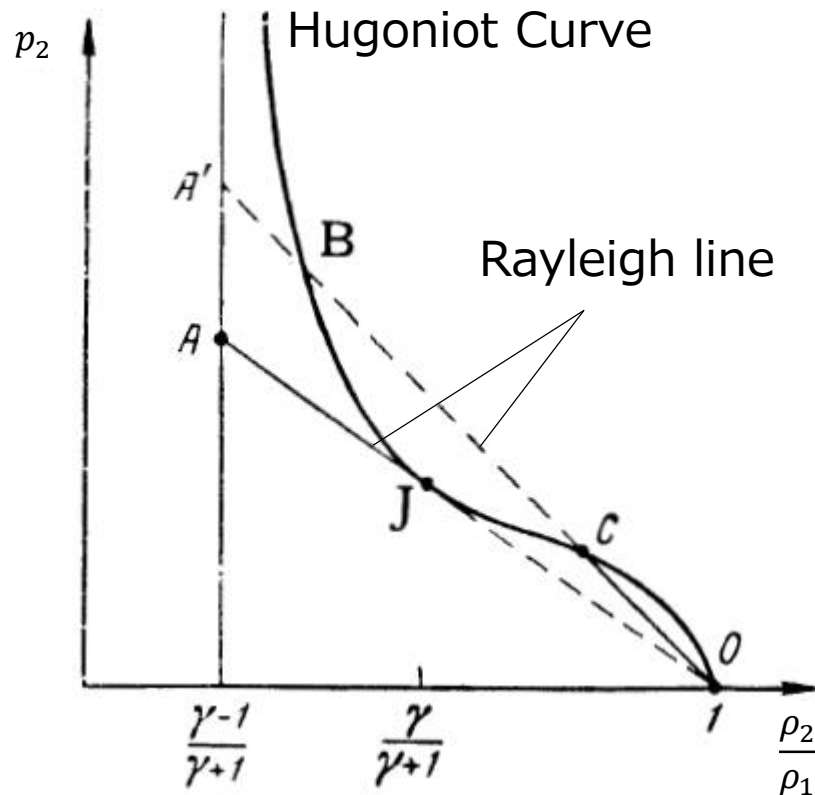
支配方程式

$$\rho_1 U_1 = \rho_2 U_2$$

$$p_1 + \rho_1 U_1^2 = p_2 + \rho_2 U_2^2$$

$$c_p T_1 + \frac{U_1^2}{2} + q = c_p T_2 + \frac{U_2^2}{2}$$

$$q = \frac{S}{\rho U} \quad S: \text{レーザー強度 [W/m}^2\text{]}$$



波面背後の圧力と密度の関係 (Raizer) [1]

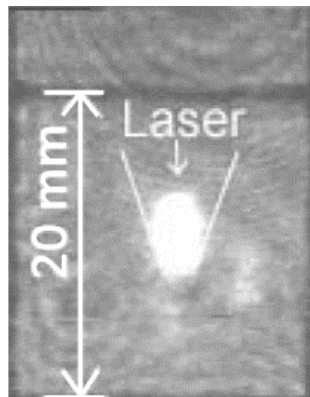
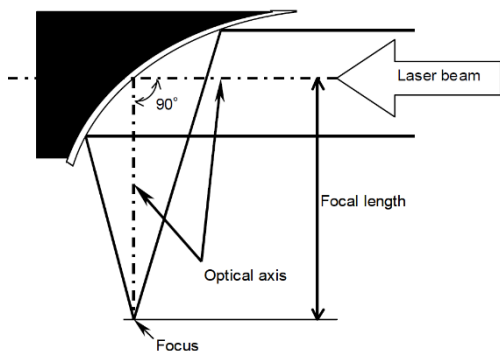
[1] Y. P. Raizer, Sov. Phys. JTEP, 21, 1009 (1965).

- 化学デトネーション ⇒ 当量比 + 熱閉塞条件によって流れの状態決定
- **レーザーデトネーション ⇒ 伝播速度によって流れの状態が決定される**

点集光・線集光による伝播速度の差異

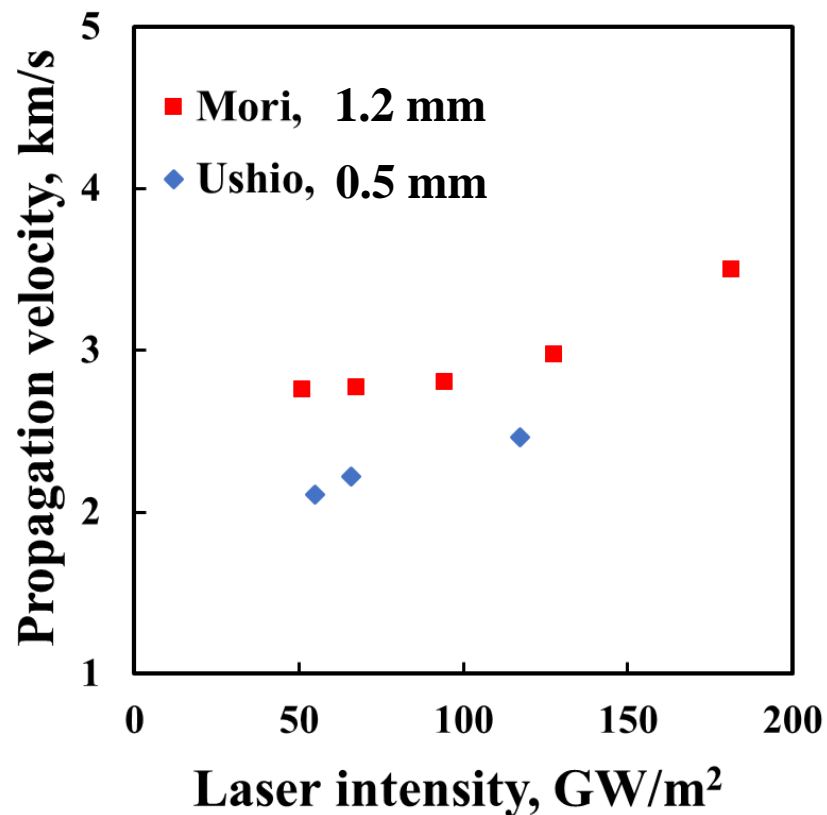
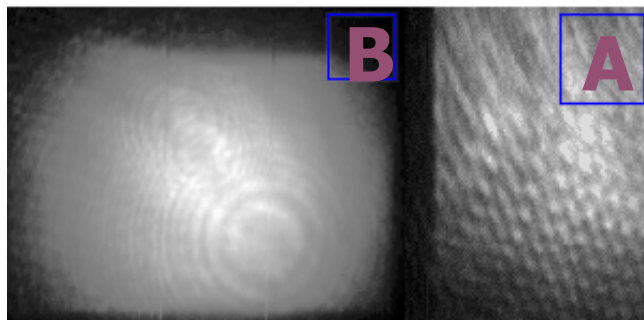
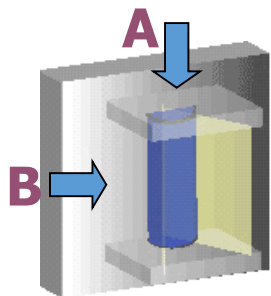
• Mori (2003)

- 点集光, 有効スポット径 1.2 mm



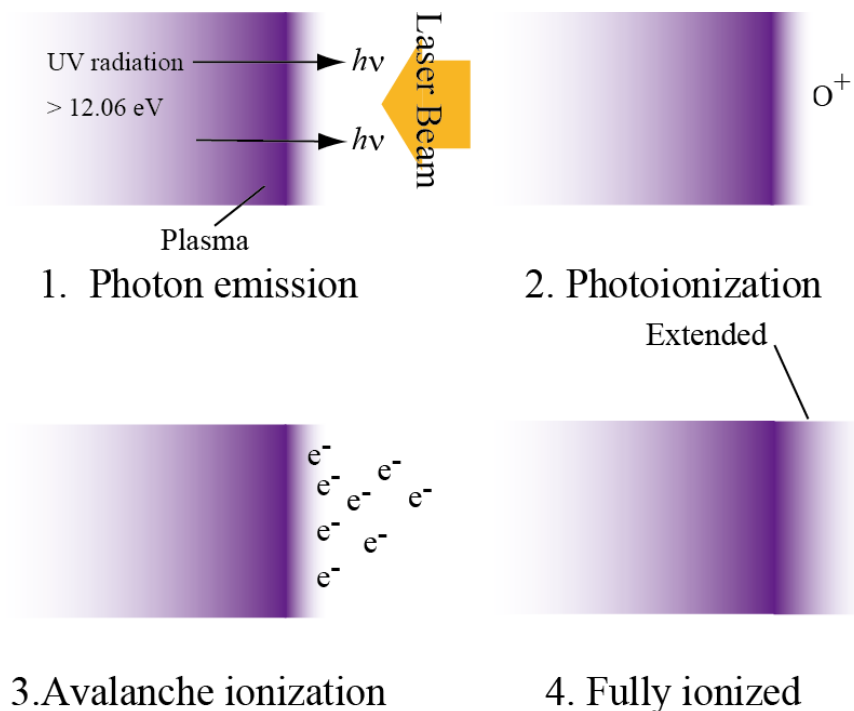
• Ushio (2006)

- 線集光, 有効スポット径 0.5 mm



➤ 伝播速度に径への依存性あり

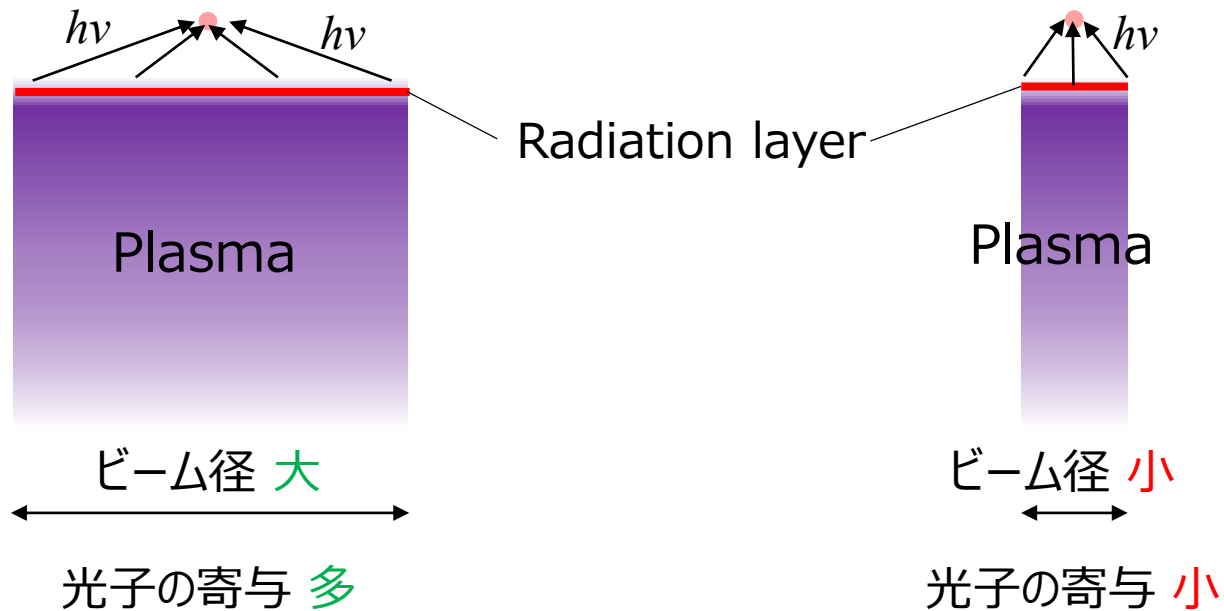
光電離によるレーザー放電の進展



➤ LSDは放電の物理によって
進展速度が決定される
≠ZNDモデル（化学デトネーション）

➤ 光電離による種電子の生成

ビーム径の光電離への影響



- ビーム径と光電離の関係が速度に影響を与えている

研究の目的

- ◆ レーザー放電による電離波面伝播速度を調査
 - 径を大きくした場合の電離波面伝播速度
 - ビーム径が光電離に及ぼす影響

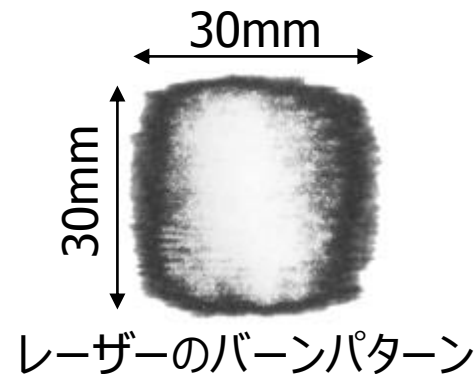
Experiment

使用レーザーと集光光学系

◆ TEA-CO₂ レーザー

定格エネルギー: $E_{typical} = 10 \text{ J/pulse}$

発振波長: $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$

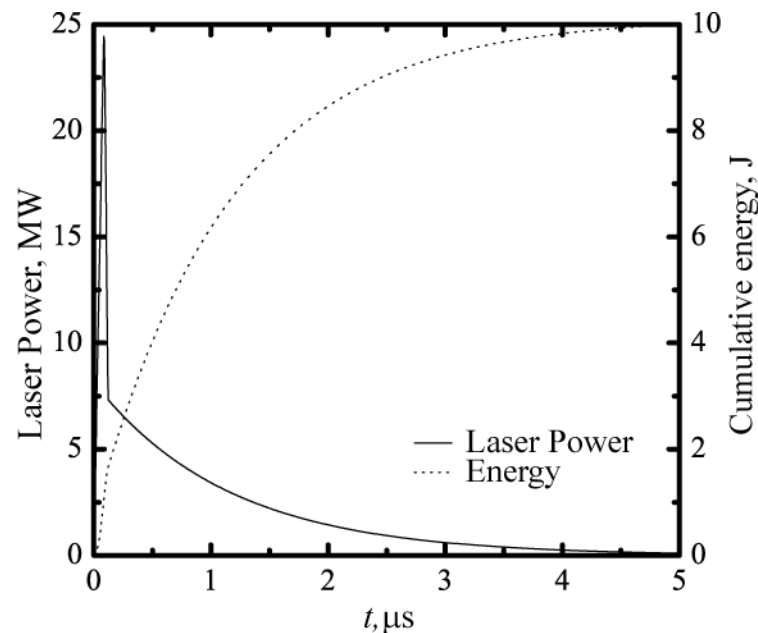


◆ 二つの軸外し鏡による集光

□ 集光スポット径: $4.5 \text{ mm} \times 9 \text{ mm}$
(有効径: $D_{eff} = 7.2 \text{ mm}$)

◆ レンズによる集光

□ スポット径: $2.9 \text{ mm} \times 7.1 \text{ mm}$
($D_{eff} = 5.1 \text{ mm}$)



出力と積算エネルギーの時間履歴

使用レーザーと集光光学系

◆ TEA-CO₂ レーザー

定格エネルギー: $E_{\text{typical}} = 10 \text{ J}$

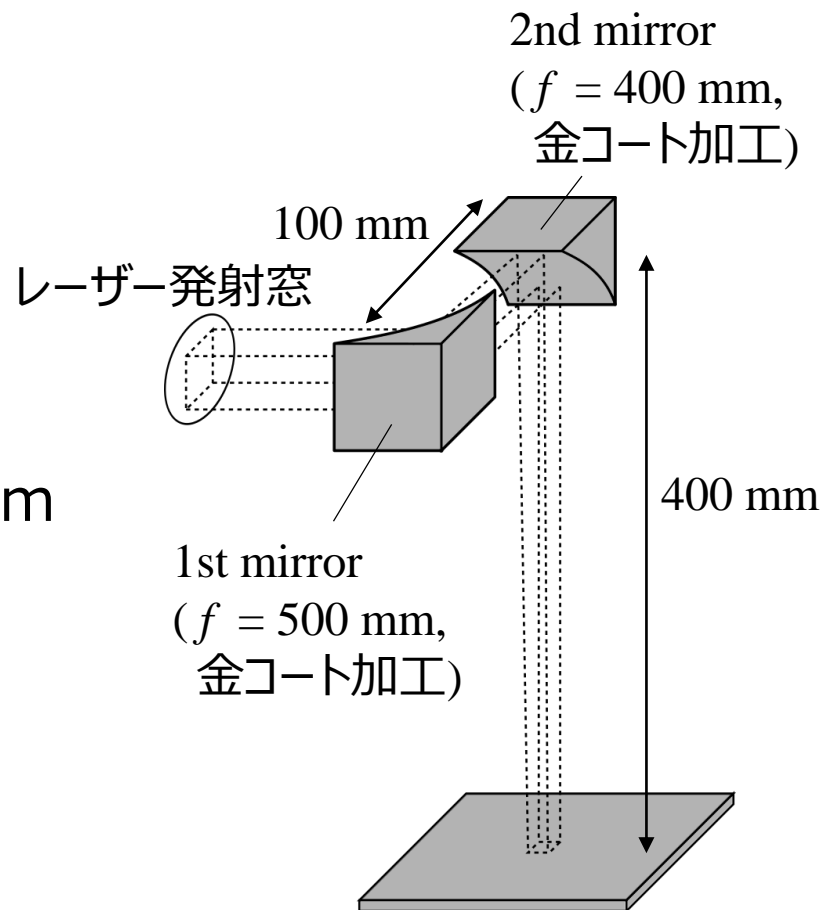
発振波長: $\lambda = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$

◆ 二つの軸外し鏡による集光

- 集光スポット径: $4.5 \text{ mm} \times 9 \text{ mm}$
(有効径: $D_{\text{eff}} = \underline{7.2 \text{ mm}}$)

◆ レンズによる集光

- スポット径: $2.9 \text{ mm} \times 7.1 \text{ mm}$
($D_{\text{eff}} = \underline{5.1 \text{ mm}}$)



使用レーザーと集光光学系

◆ TEA-CO₂ レーザー

定格エネルギー: $E_{\text{typical}} = 10 \text{ J}$

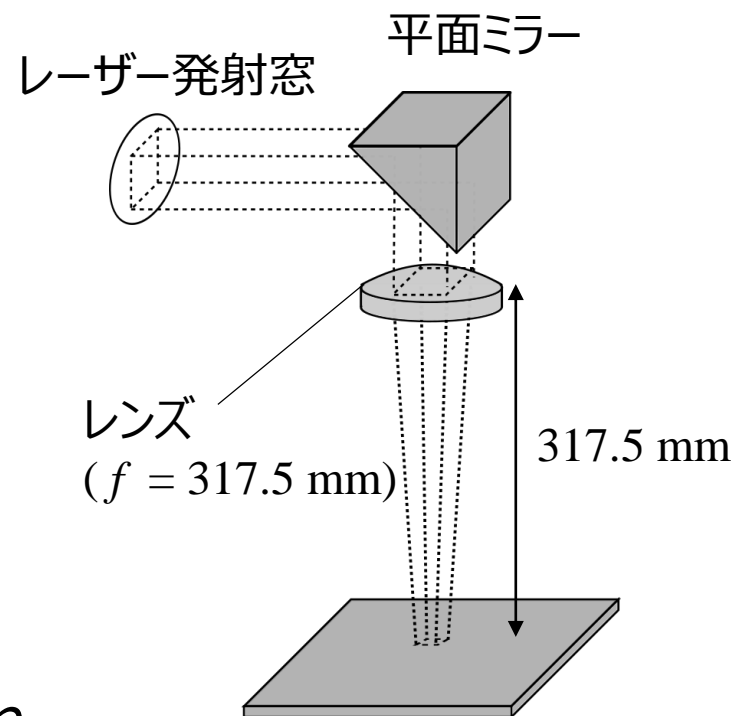
発振波長: $\lambda = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$

◆ 二つの軸外し鏡による集光

- 集光スポット径: $4.5 \text{ mm} \times 9 \text{ mm}$
(有効径: $D_{\text{eff}} = \underline{7.2 \text{ mm}}$)

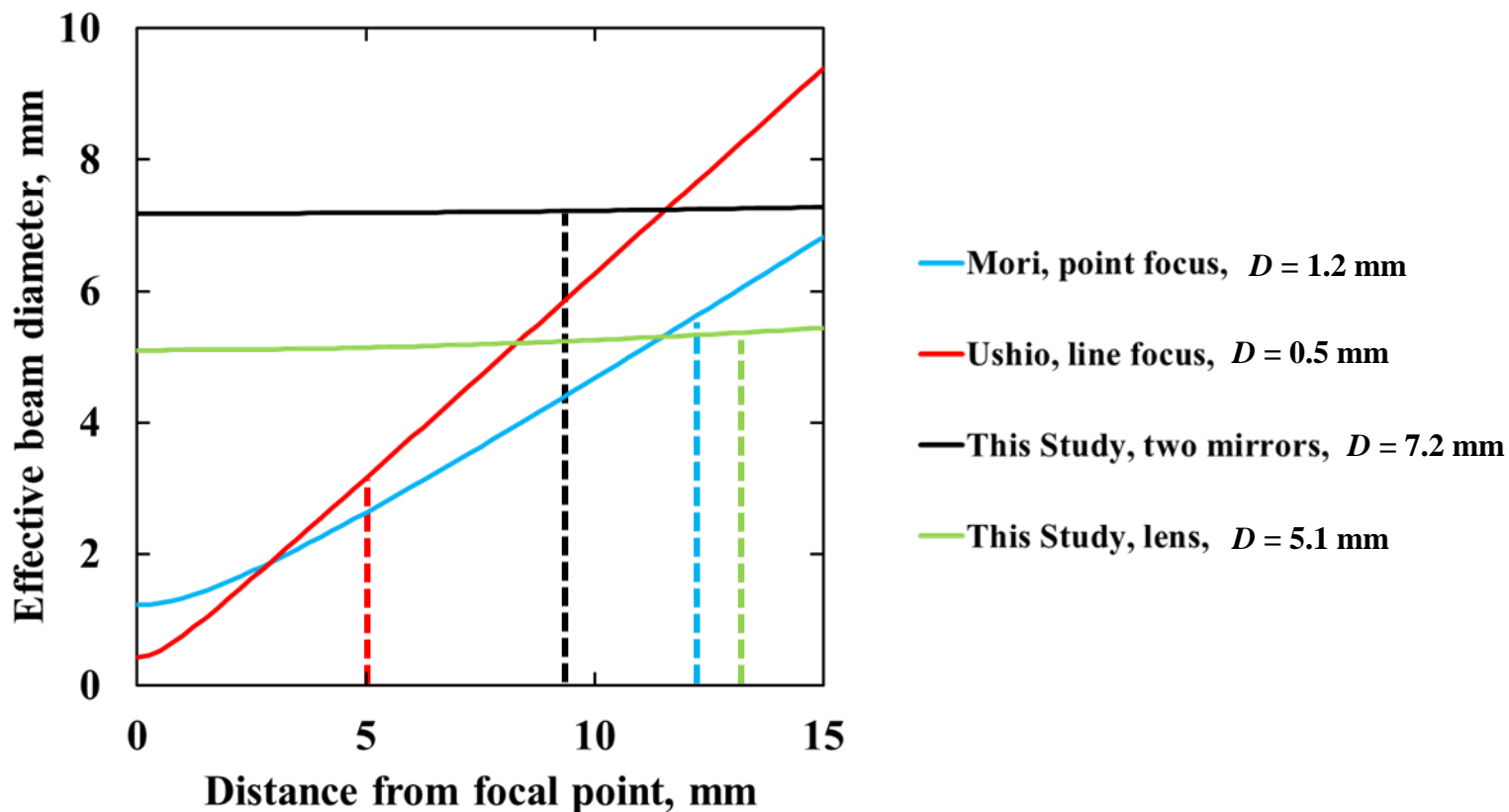
◆ レンズによる集光

- 集光スポット径: $2.9 \text{ mm} \times 7.1 \text{ mm}$
($D_{\text{eff}} = \underline{5.1 \text{ mm}}$)



レーザー径の1次元性

- ◆ 比較的長い集光距離を採用することで以前より太いレーザー径を実現



※破線はデトネーション限界を表す

LSDの可視化 ～HSHS法～

• Half Shadowgraph Half Self-emission (HSHS)

- 電離波面と衝撃波面を同時に観察

• 高速度カメラ設定

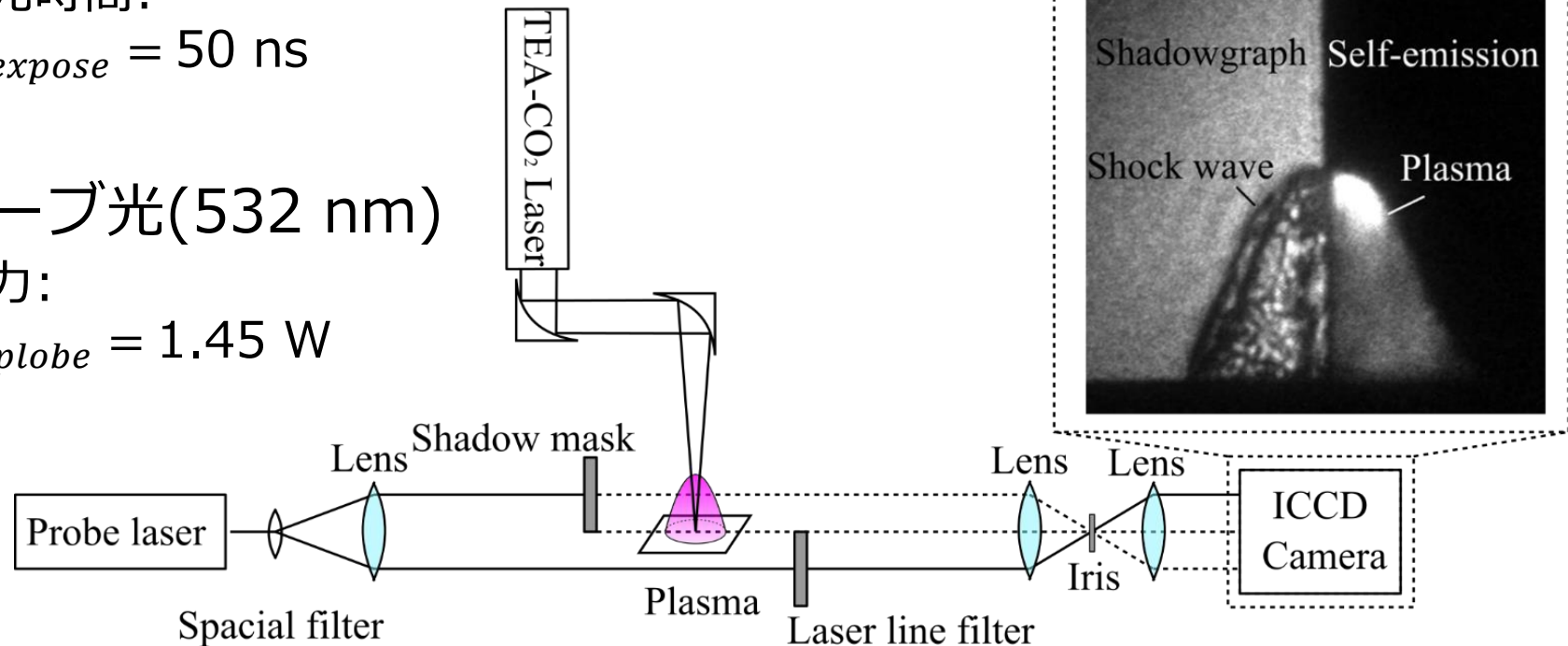
- 露光時間:

$$t_{\text{expose}} = 50 \text{ ns}$$

• プローブ光(532 nm)

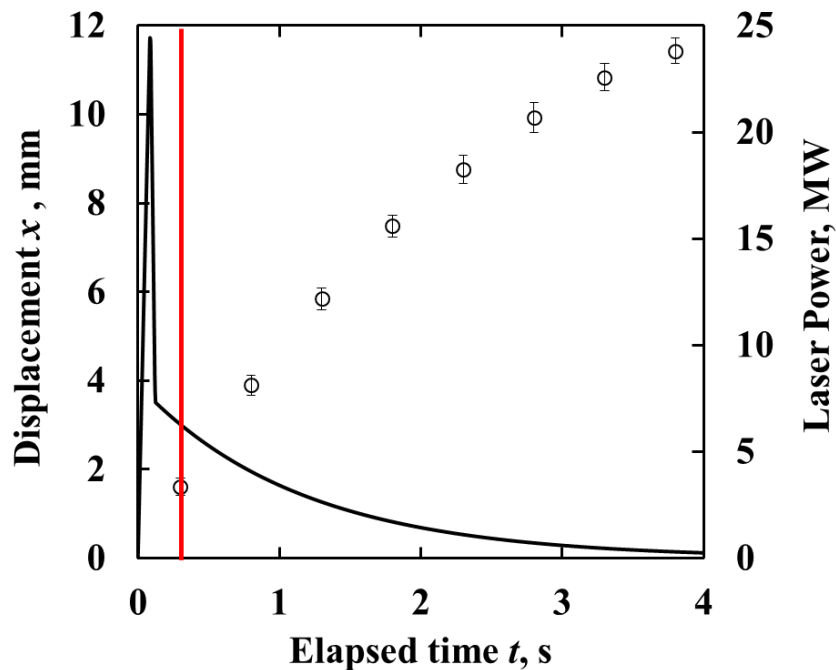
- 出力:

$$P_{\text{probe}} = 1.45 \text{ W}$$

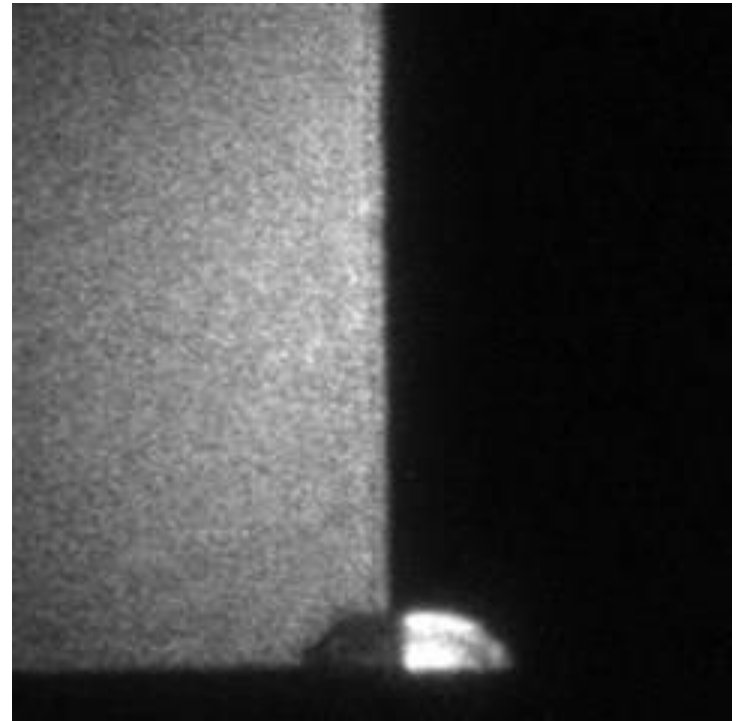


Result & Discussion

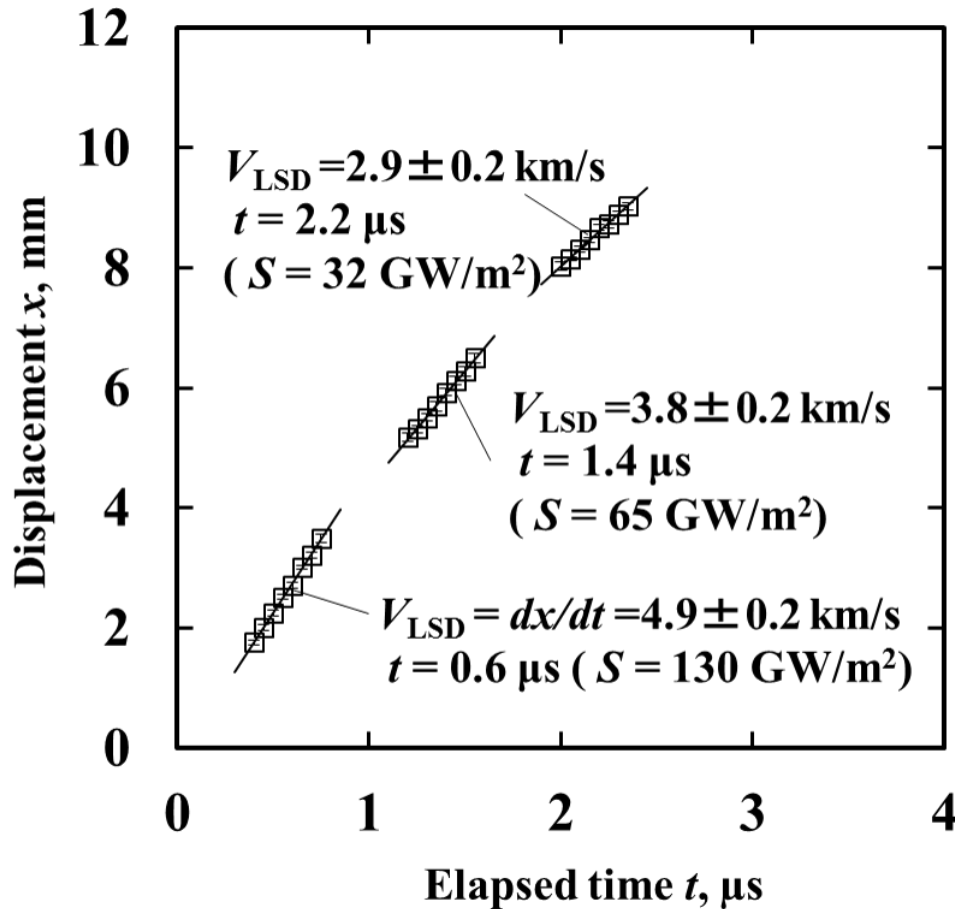
LSDの伝播変位の時間履歴



レーザー出力と電離波面変位の時間履歴



電離波面伝播速度の算出



- ✓ x - t 線図の傾きより速度を推算
- ✓ 各時間におけるレーザーパワーとビーム断面積よりレーザー強度推算

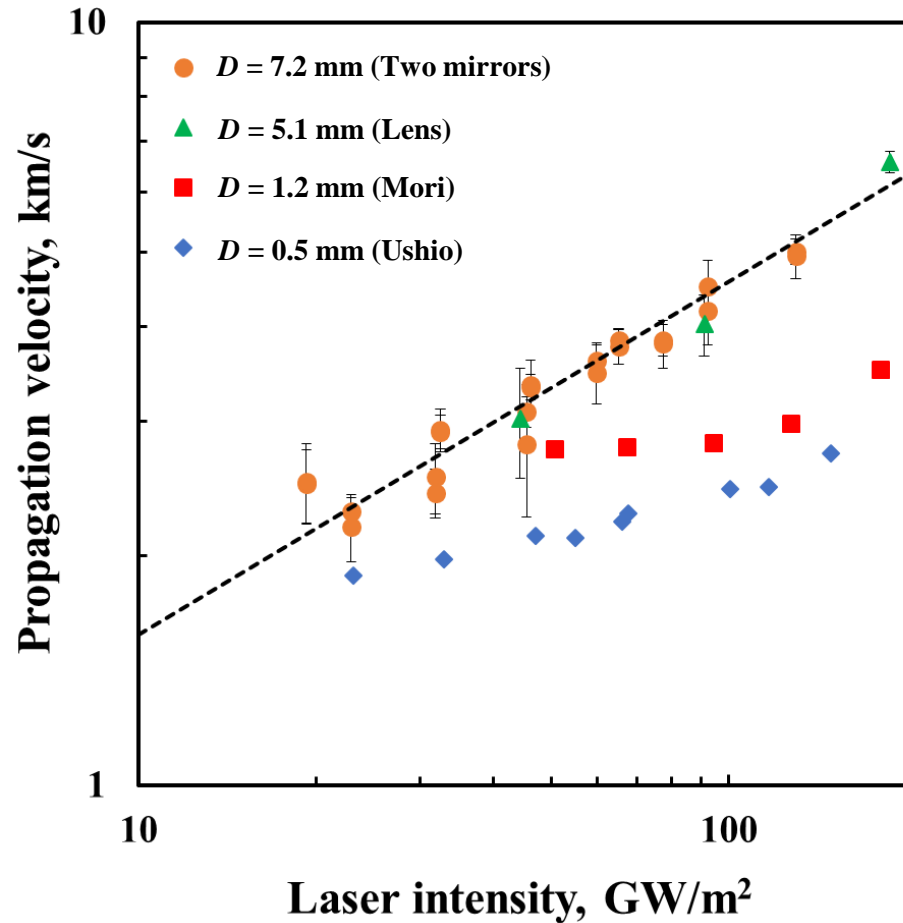


電離波面伝播速度

VS.

レーザー強度

伝播速度とスポット径の関係



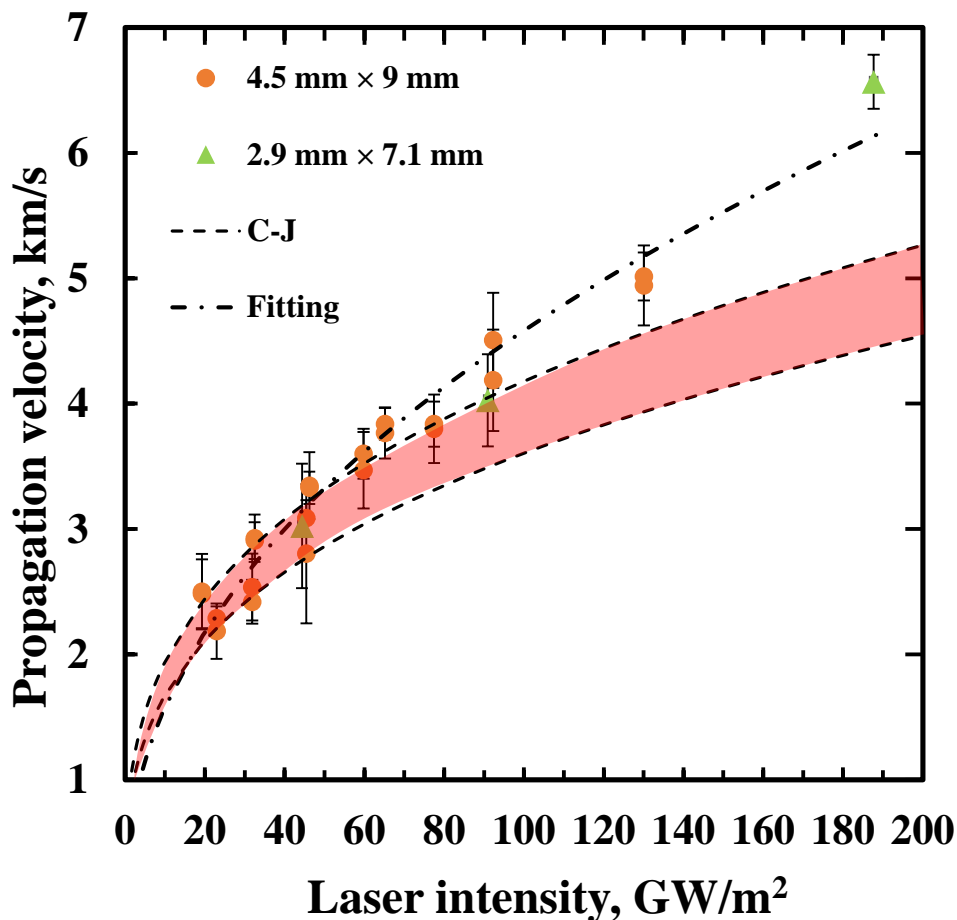
✓ 伝播速度は有効径5.1 mmと7.2 mmで同様の傾向を示す

✓ 伝播速度は径が十分大きい場合、レーザー強度によって一意に決まる

$$V_{LSD} = 0.037 \cdot S^{0.463}$$

V_{LSD} : propagation velocity [m/s]
 S : Laser intensity [W/m²]

チャップマン-ジュゲトネーションとの比較



$$V_{CJ} = \left[2(\gamma^2 - 1) \frac{\eta S}{\rho} \right]^{\frac{1}{3}}$$

- ✓ Shimamura et al.によると 電子温度は25000 K [2]
- ✓ Zel'dovich et al.[3]によると $\gamma = 1.175 \sim 1.240$ ($T = 4000 \sim 50000$ K)
- ✓ Mori et al.による実験では輻射による発光ロスが20% $\Rightarrow \eta = 0.8$

LSDは過駆動状態であると考えられる

[2] K. Shimamura et al, IEEE TRANSACTION ON PLASMA SCIENCE, 42, 3121(2014).

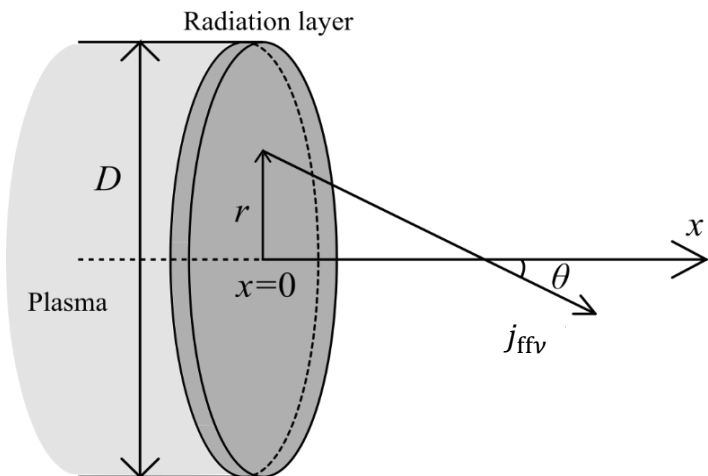
[3] Zel'dovich et al, "Physics of Shock Wave and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena".pp.198

プラズマからの輻射による光電離の計算

単位体積のプラズマからの制動放射

$$j_{\text{ffv}} d\nu = 5.43 \times 10^{-52} \frac{Z^2 n_e n_i}{\sqrt{T_e}} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_e}\right) d\nu$$

※ $n_e = n_i = 2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 25000 \text{ K}$ とした^[1]



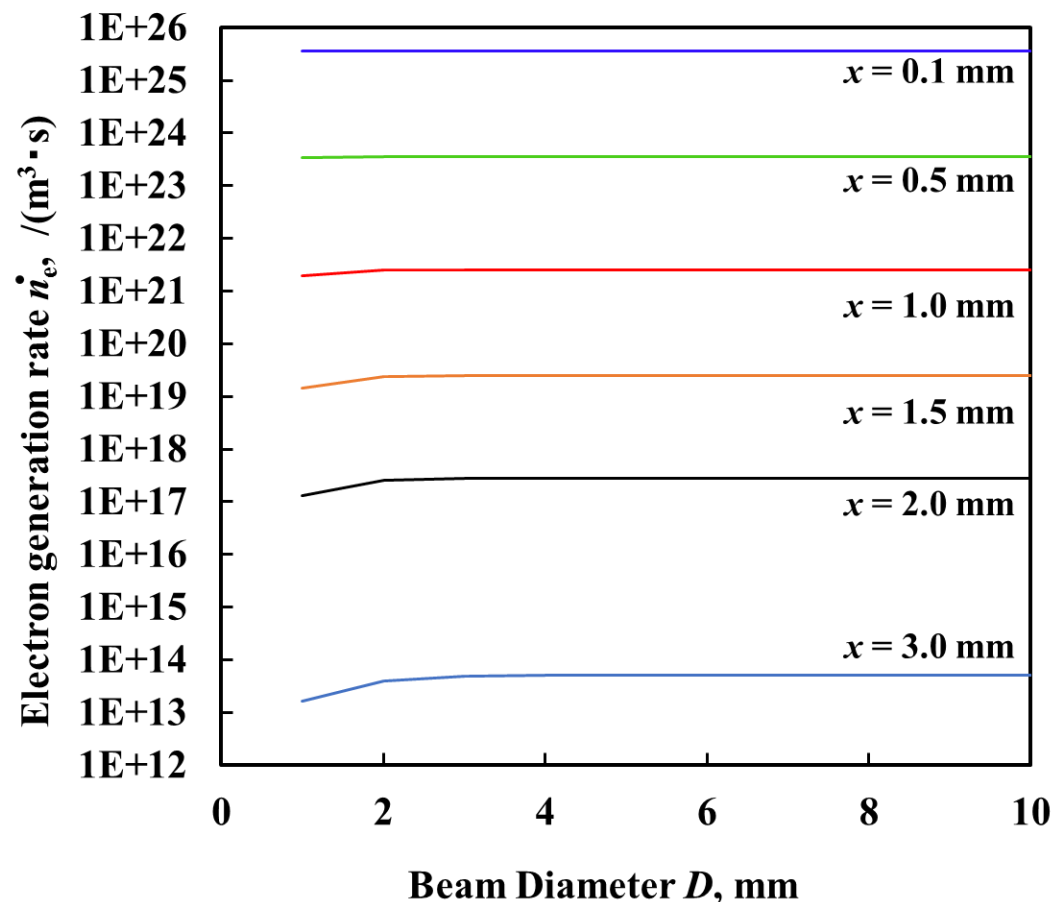
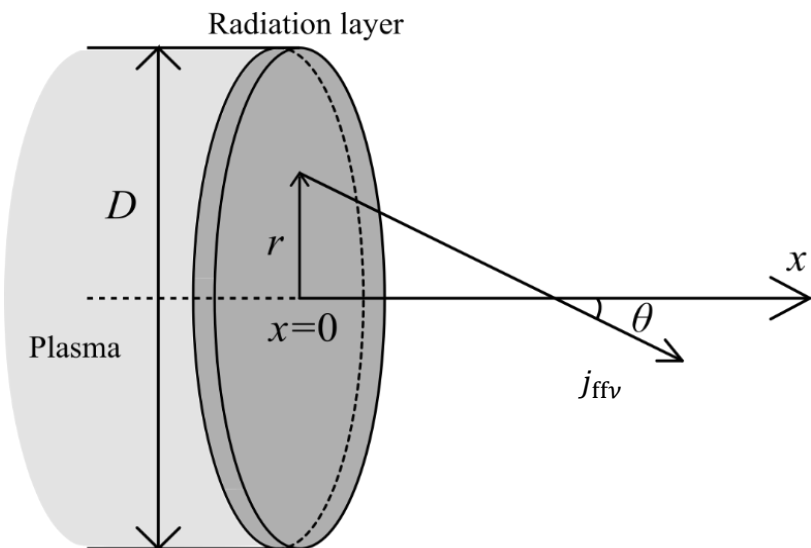
波面からの距離 x における光子フラックス φ_ν を計算

電子生成率 $n_e \text{ [m}^{-3}\text{s}^{-1}\text{]}$

$$n_e = \int_{\nu_0}^{\infty} k_i(\nu) \varphi_\nu d\nu$$

[1] K. Shimamura et al, IEEE TRANSACTION ON PLASMA SCIENCE, 42, 3121(2014).

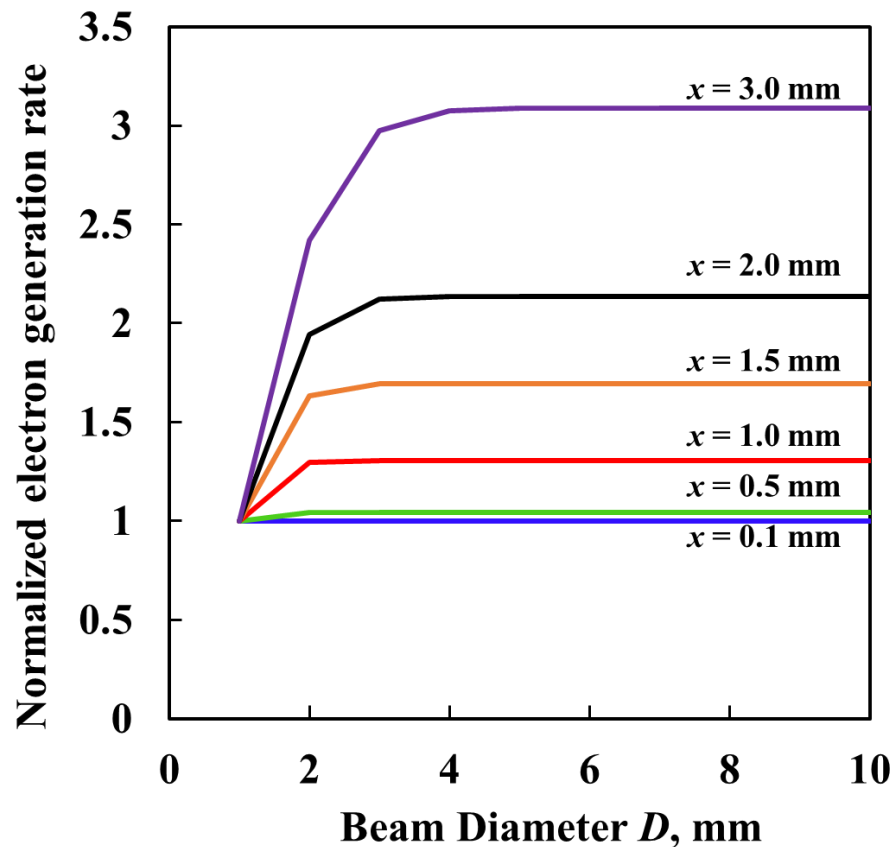
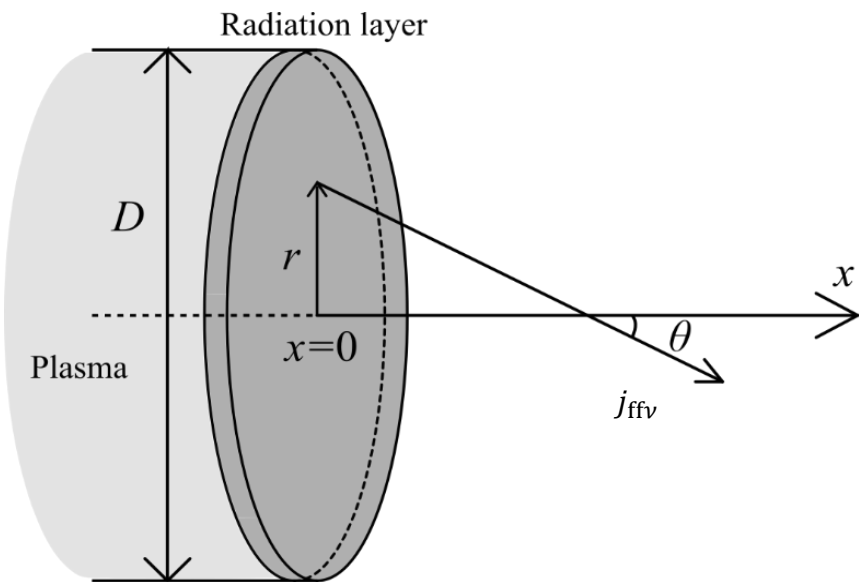
電子生成率とビーム径の関係



- 電子生成率は波面からの距離が遠くなるほど減少（大気による光子吸収の効果）

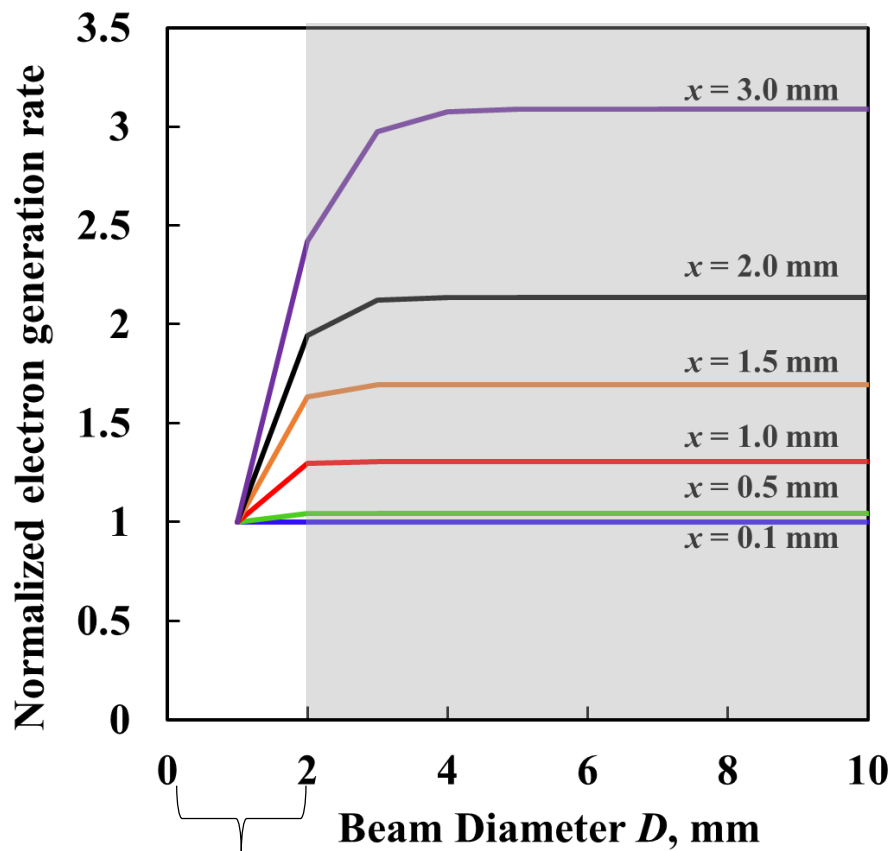
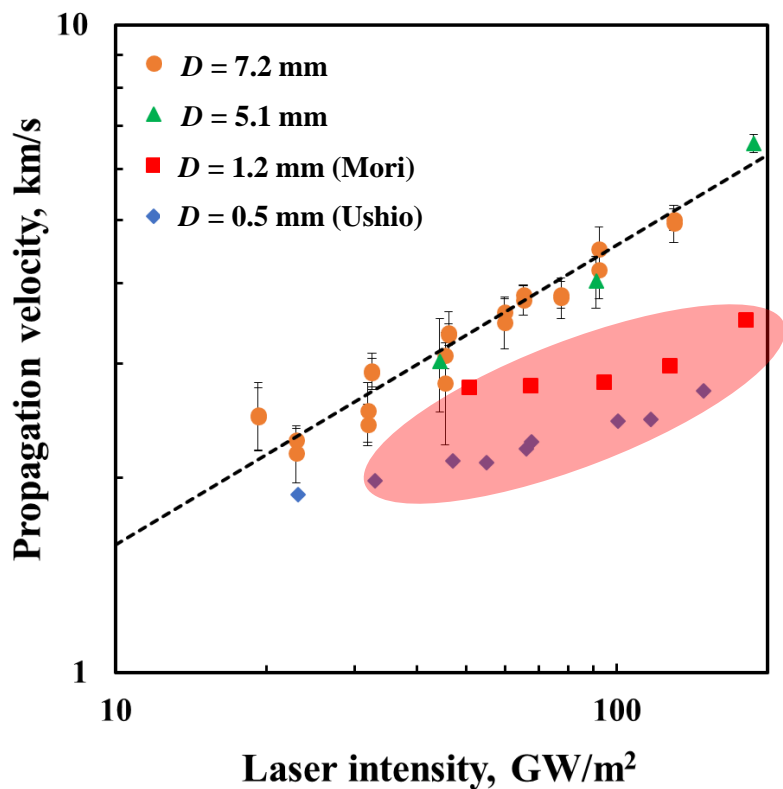
電子生成率とビーム径の関係

各位置(x)において径が 1 mm の際の電子生成率で無次元化



➤ 波面からの距離が遠くなるほど径による影響大

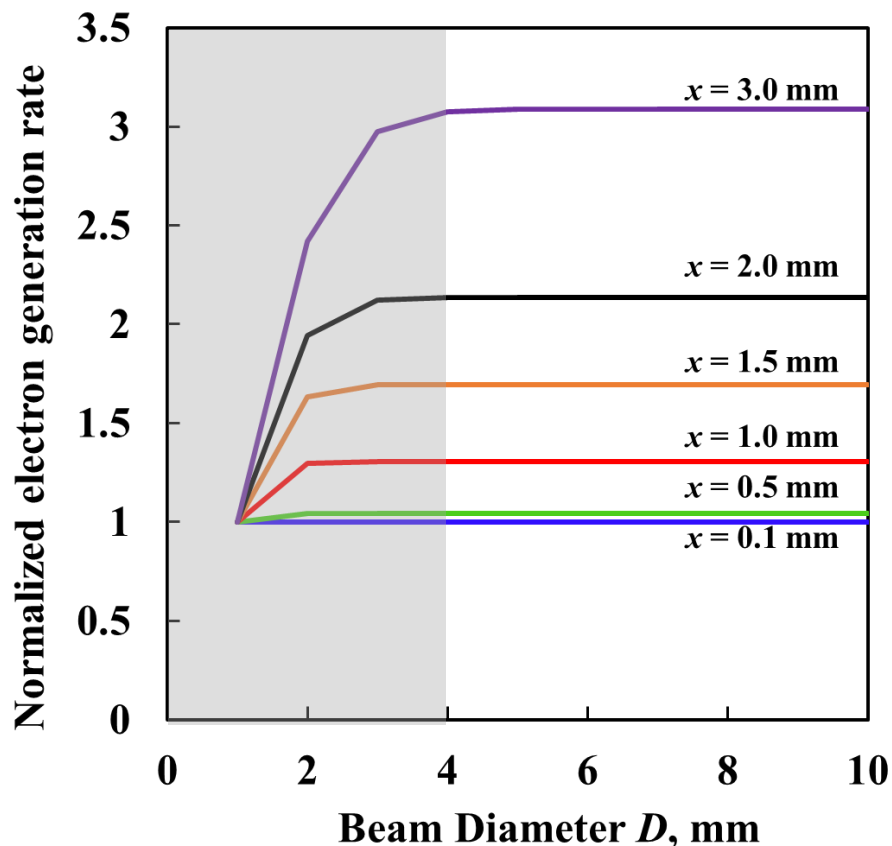
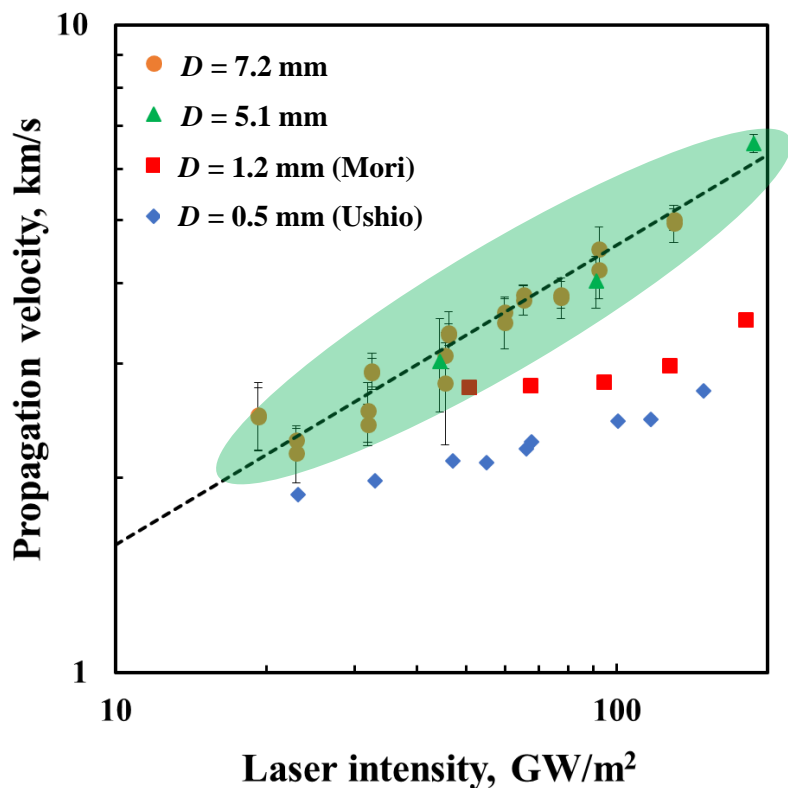
電子生成率とビーム径の関係



光電離による電子生成量 小

➤ 種電子の量が少ない ⇒ 伝播速度に影響

電子生成率とビーム径の関係



ビーム径が十分大きく電子生成量一定

➤ ビーム径が5 mm以上で伝播速度が一意に決まることと整合

結言

- 有効径7.2 mmと5.1 mmのビーム径で生成されたレーザー放電の伝播速度は一致し、有効径5.1 mmは伝播速度を強度によって定める十分な大きさであり、速度の経験式

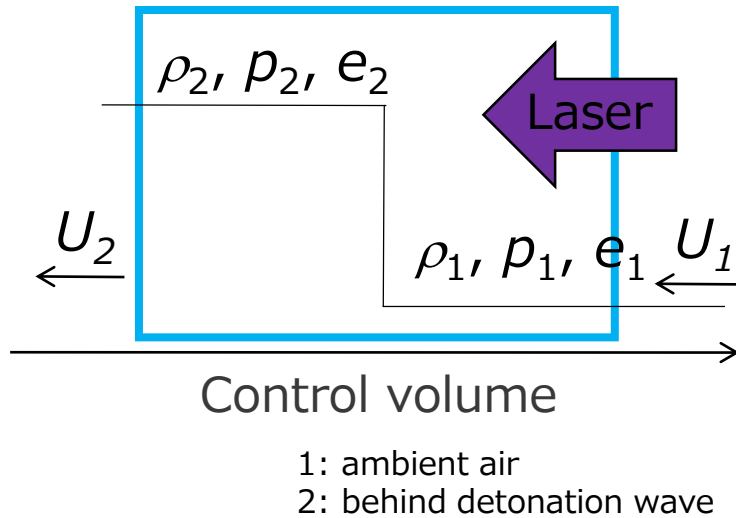
$$V_{LSD} = 0.037 \cdot S^{0.463}$$

が得られた。

- ビーム径の光電離への影響を調べた結果、ビーム径4 mm以上で波面前方における電子生成量が一定、2 mm以下で電子生成量が小さくなり、それが速度の低下に起因していることを示した

御清聴ありがとうございました

1次元流体モデルと電離波面速度



質量保存

$$\rho_1 U_1 = \rho_2 U_2$$

運動量保存

$$p_1 + \rho_1 U_1^2 = p_2 + \rho_2 U_2^2$$

エネルギー保存

$$C_p T_1 + \frac{U_1^2}{2} + q = C_p T_2 + \frac{U_2^2}{2}$$

状態方程式

$$p = \rho R T$$

未知数… $(U_1, U_2, \rho_2, p_2, T_2)$

Laser supported detonation

$$q = \frac{S_0}{\rho_1 U_1}$$

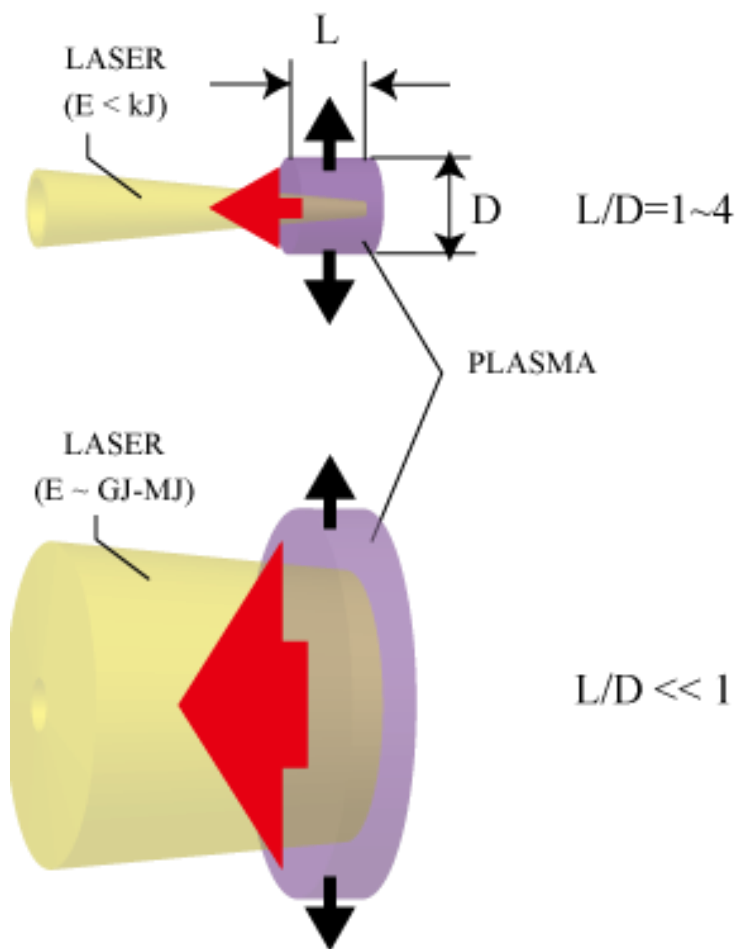
S_0 : Laser intensity [W/m²]

未知数…5
式…4

Unsolvable

**レーザー強度と電離波面速度の
関係が重要となる**

大口徑のレーザーによるLSDの伝播



研究室スケールでは

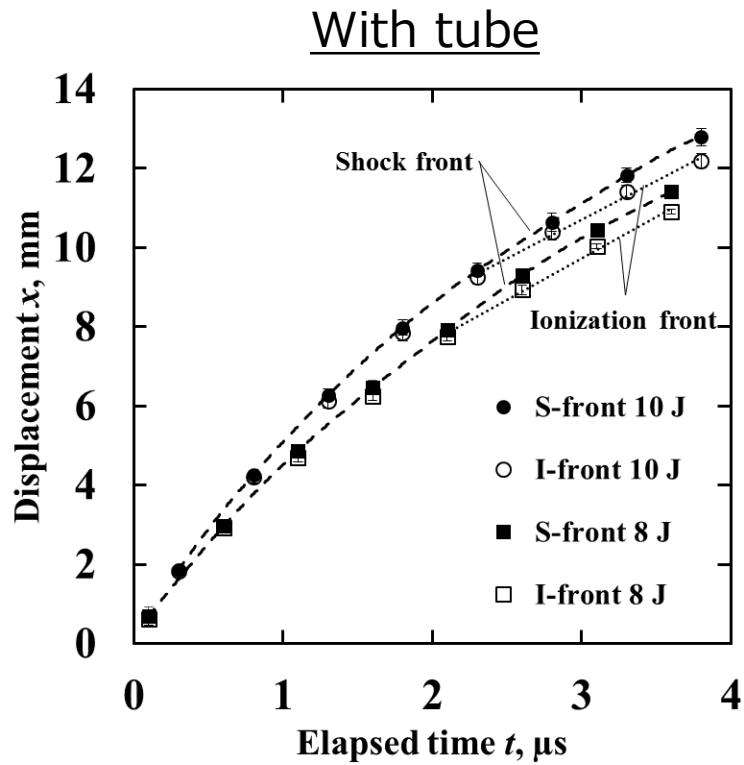
- ビーム径はプラズマの厚みに対して小さい

将来の実機スケールにおいて

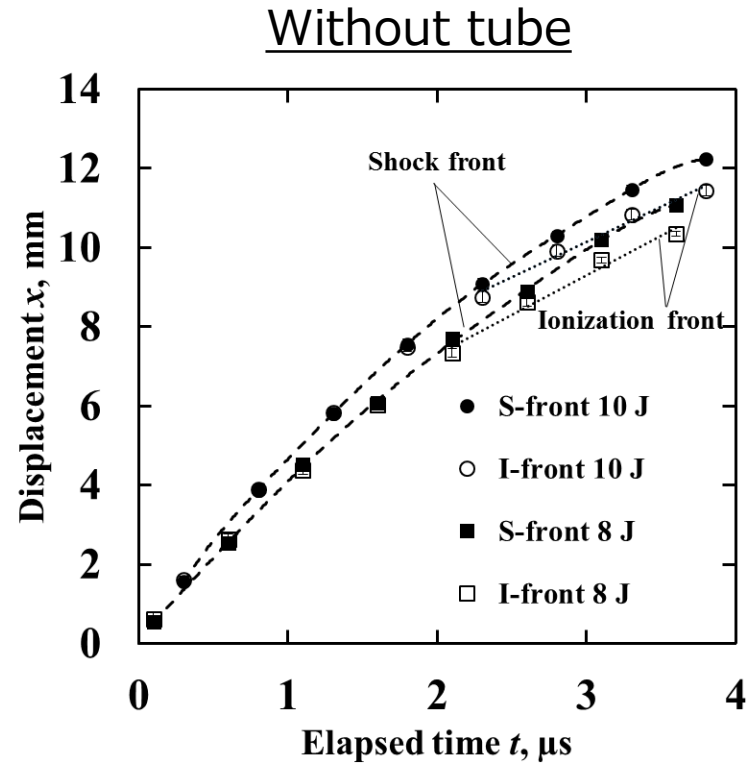
- ビーム径は数 m 級になる
- LSDは1次元的な伝播をする

LSDの1次元的伝播を実現するには径を広げることが必要

電離波面と衝撃波の伝播変位

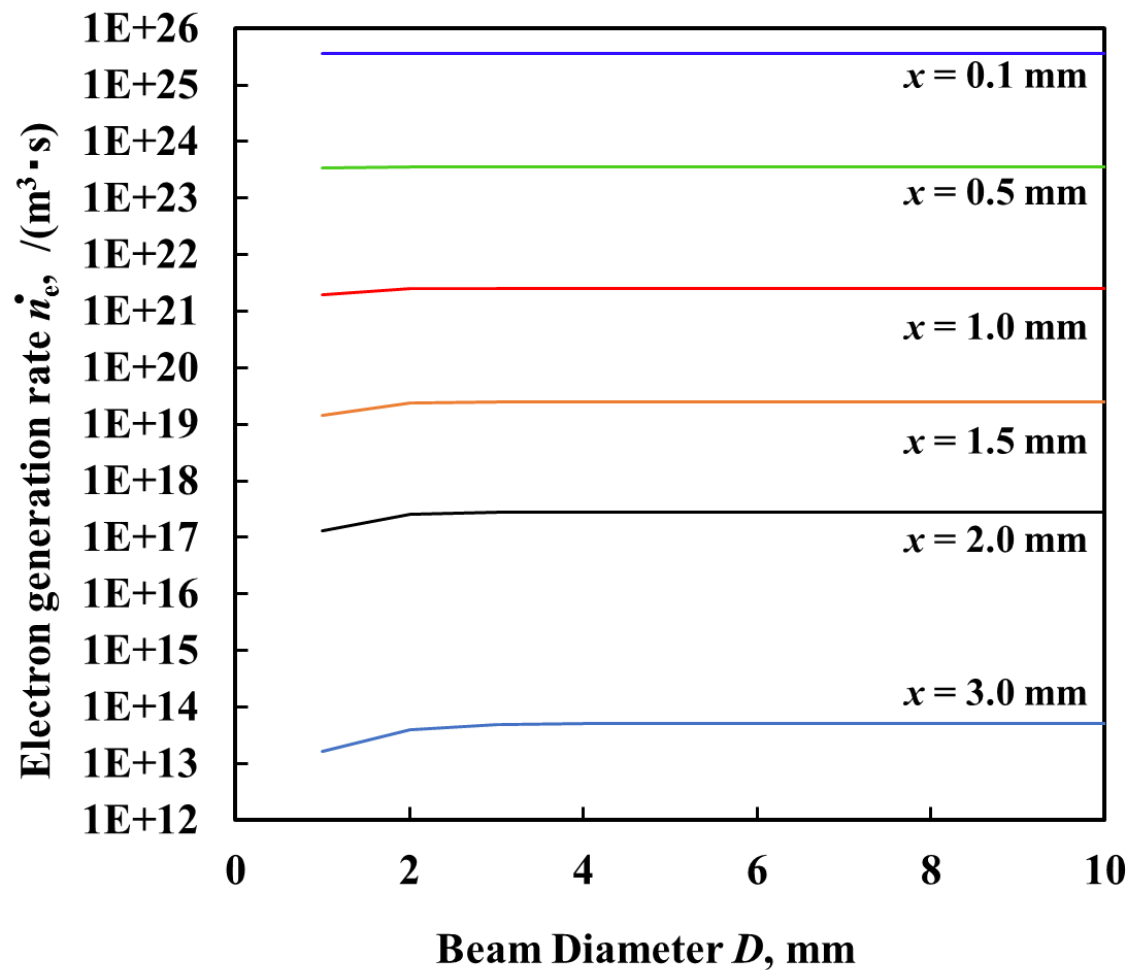


(a)

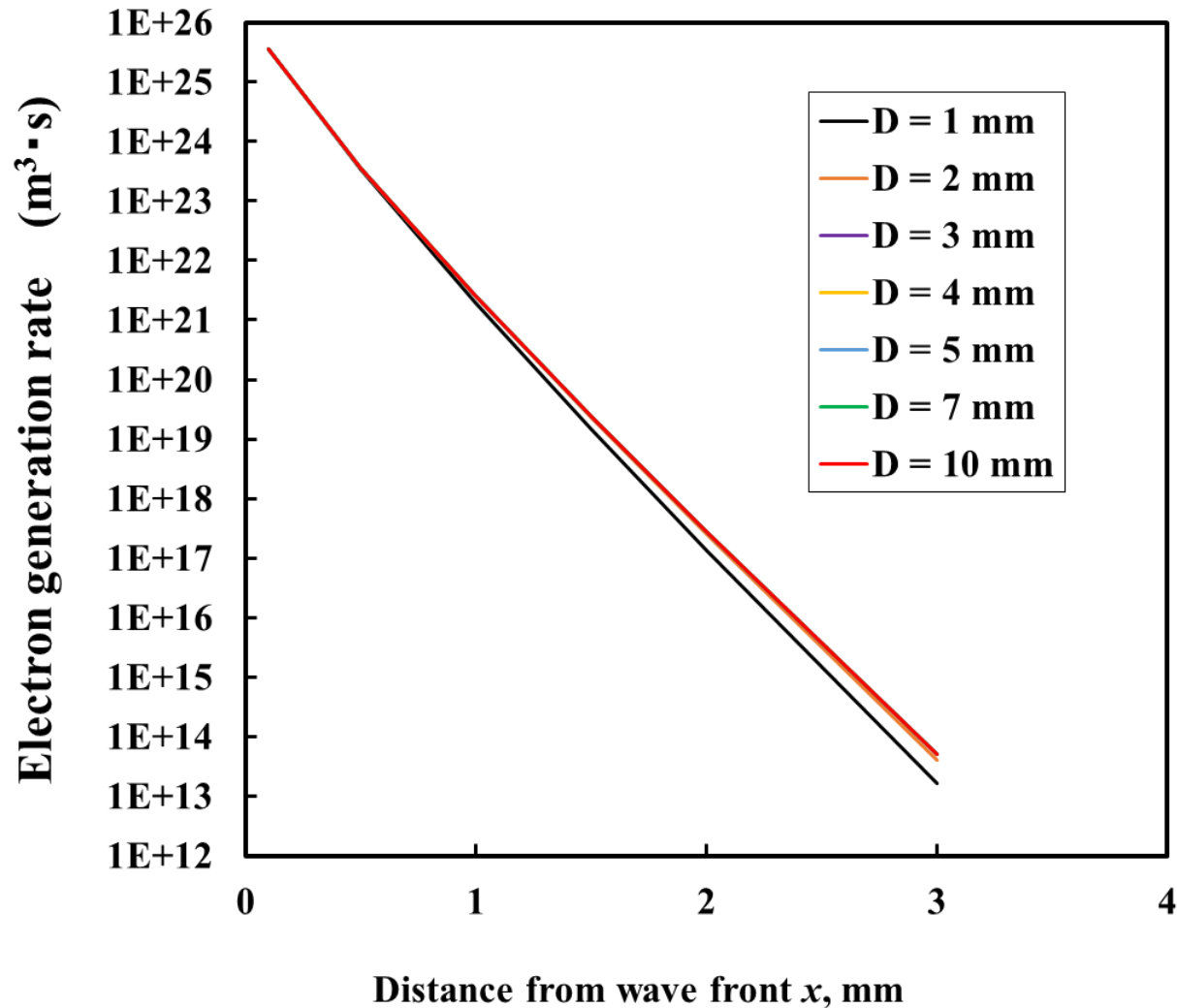


(b)

電子生成率



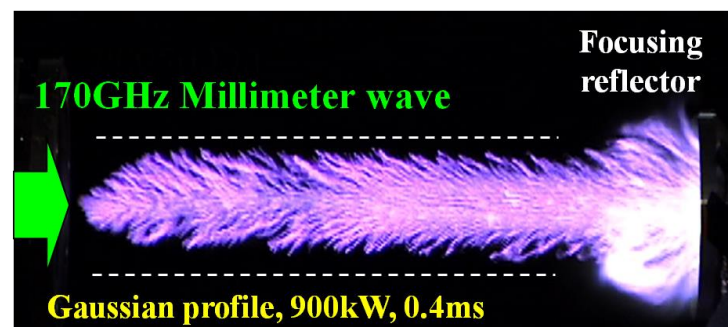
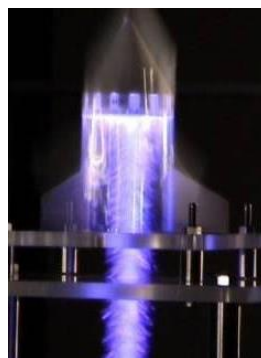
電子生成率と波面からの距離の関係



高速度カメラによる 大気圧ミリ波放電の計測結果

東京大学 特任研究員
福成 雅史

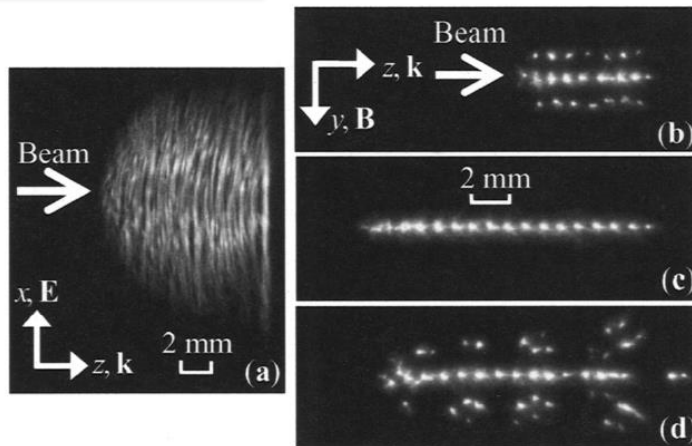
原子力研究開発機構
筑波大学



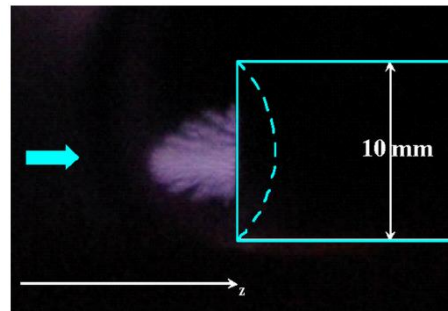
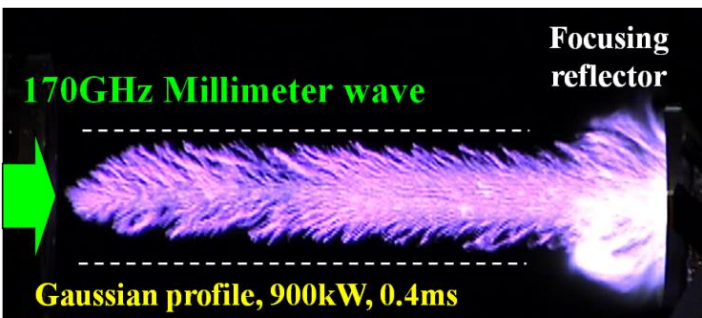
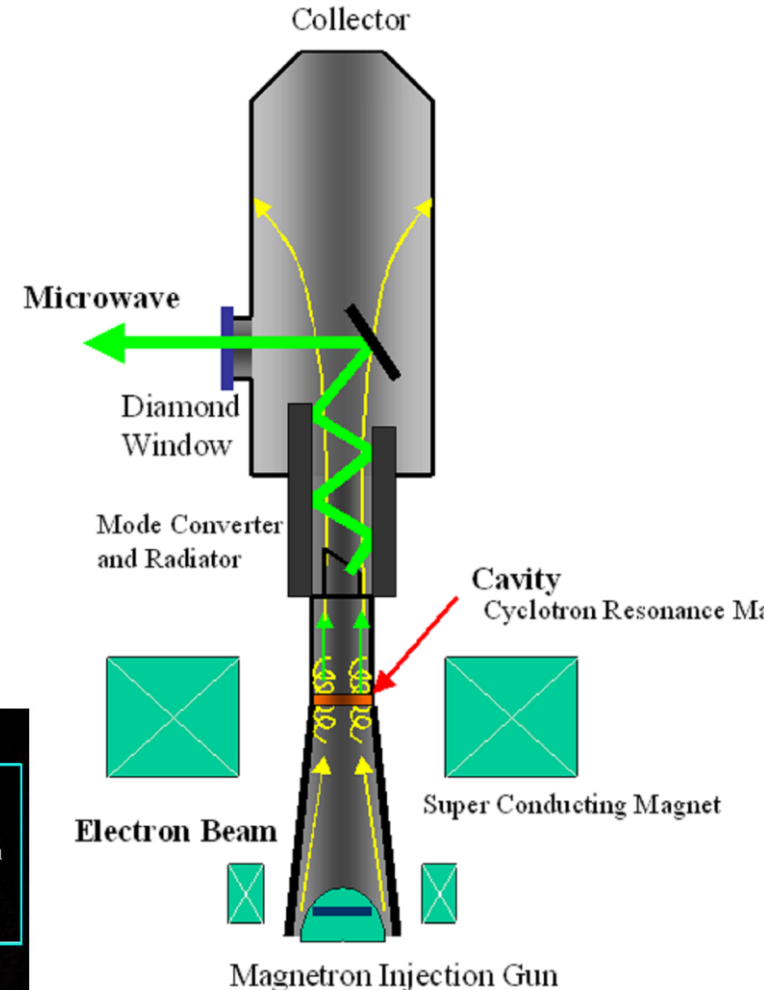
Millimeter-wave discharge using the gyrotron

Focusing beam

Hidaka et al. (2008)



Parallel beam



V. L. Bratman et al (2011)



Numerical model of the discharge

Electromagnetic Field

Finite Differential Time Domain (FDTD)

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{\mathbf{H}} &= \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{\mathbf{E}}}{\partial t} + \vec{\mathbf{J}} & \vec{\mathbf{J}} &= -en_e \vec{\mathbf{v}}_e \\ \nabla \times \vec{\mathbf{E}} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{\mathbf{H}}}{\partial t} & \frac{\partial \vec{\mathbf{v}}_e}{\partial t} &= -\frac{e\vec{\mathbf{E}}}{m_e} - \nu_m \vec{\mathbf{v}}_e\end{aligned}$$

Convective diffusion equation of electron density

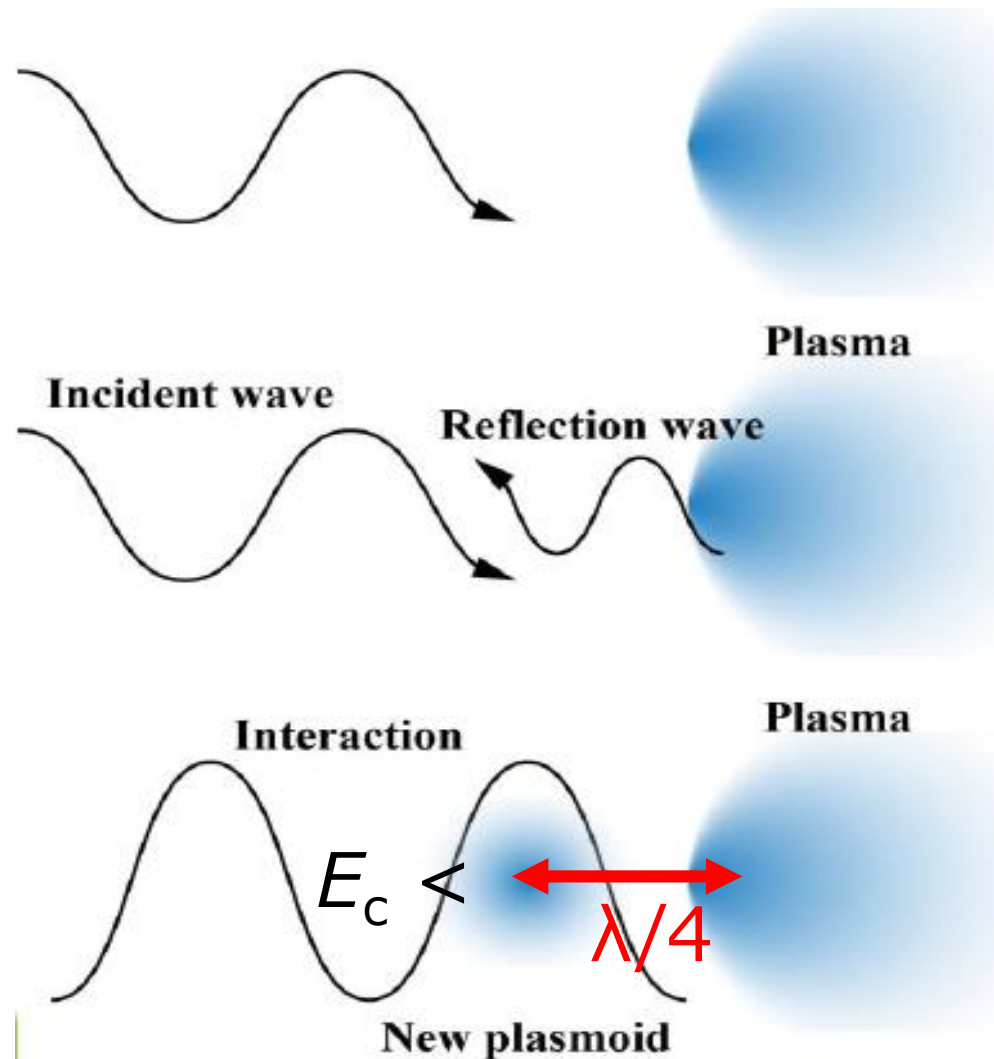
$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - \nabla \cdot (D_{\text{eff}} \nabla n_e) = \nu_{\text{eff}} n_e$$

$$\nu_{\text{eff}} = \nu_i - \nu_a = \nu_a \left[\left(\frac{E}{E_c} \right)^\beta - 1 \right]$$

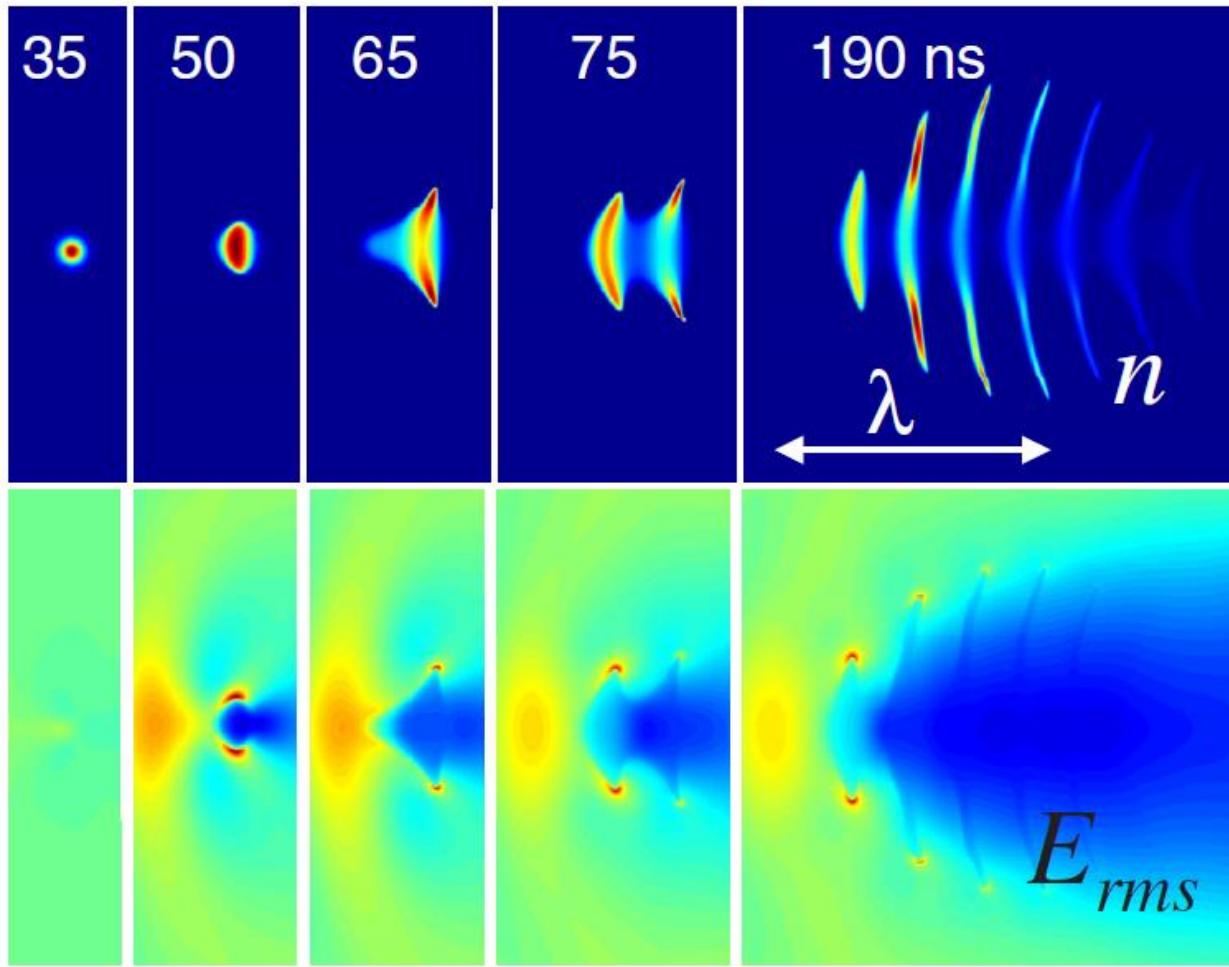
*Bouef et al.



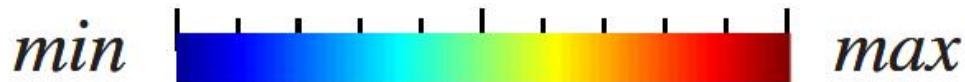
Ionization process by a standing wave



Computation result in high power region

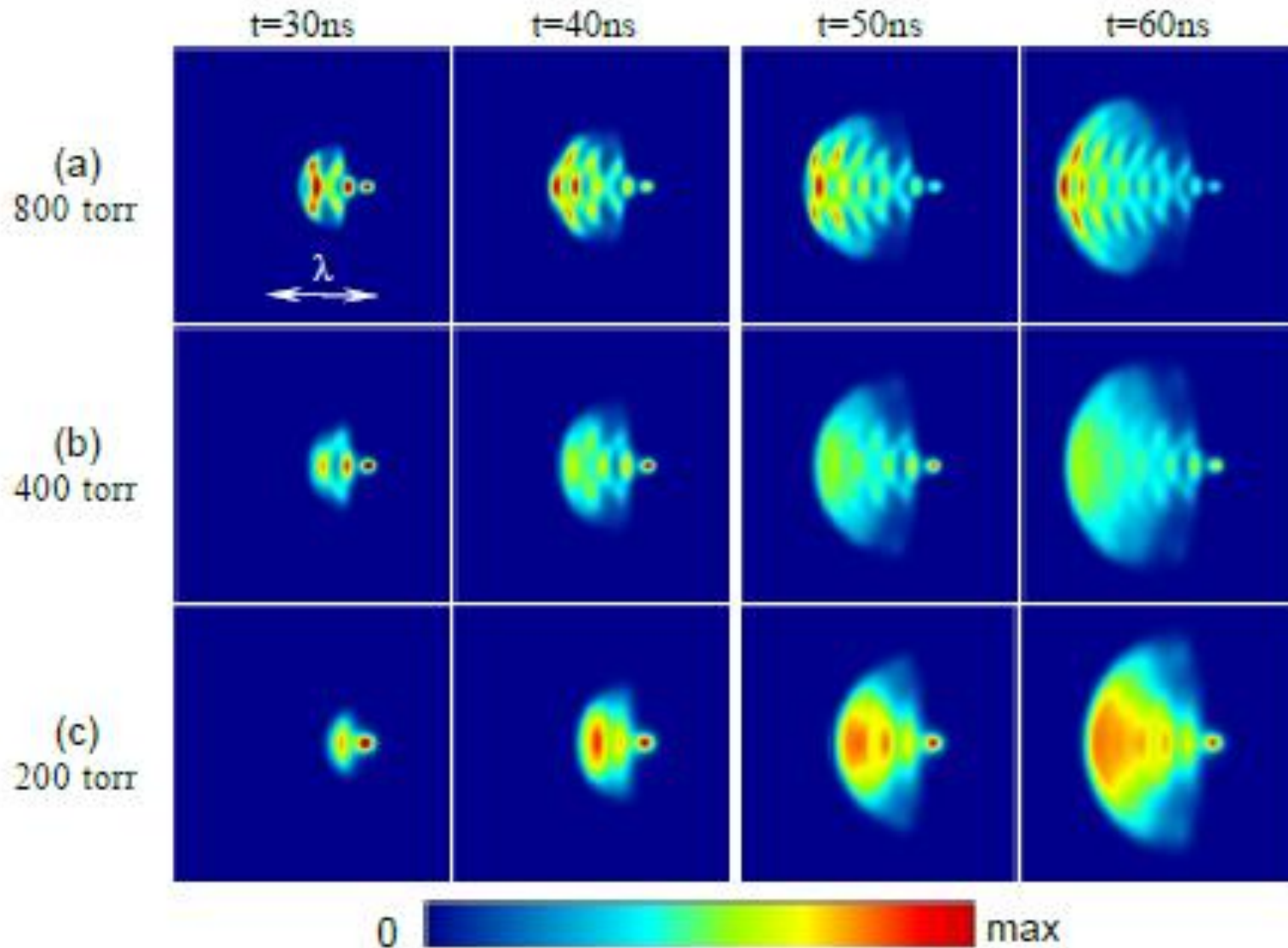


*Bouef et al.

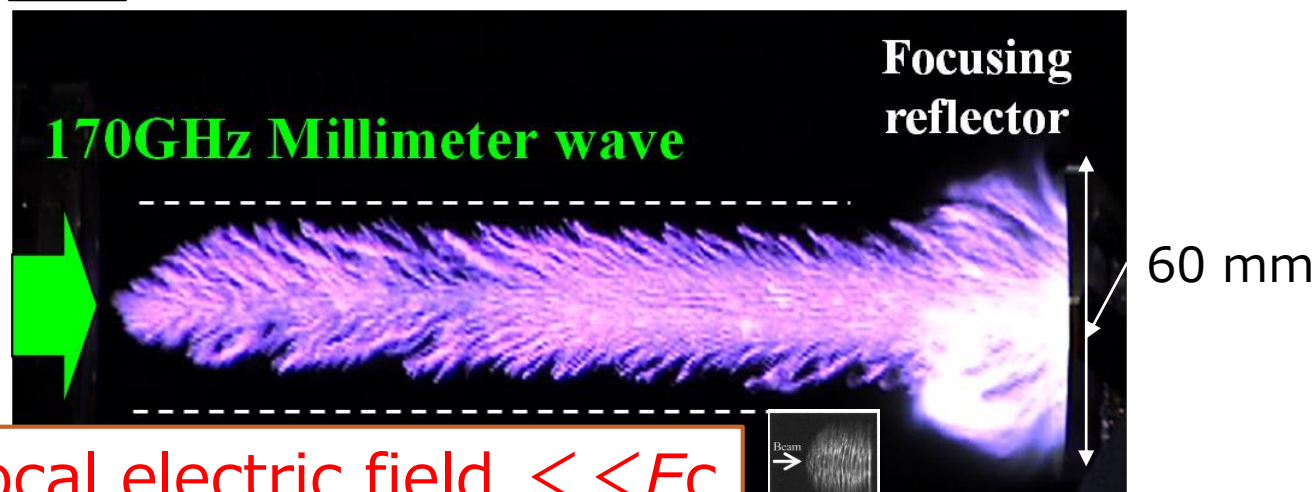
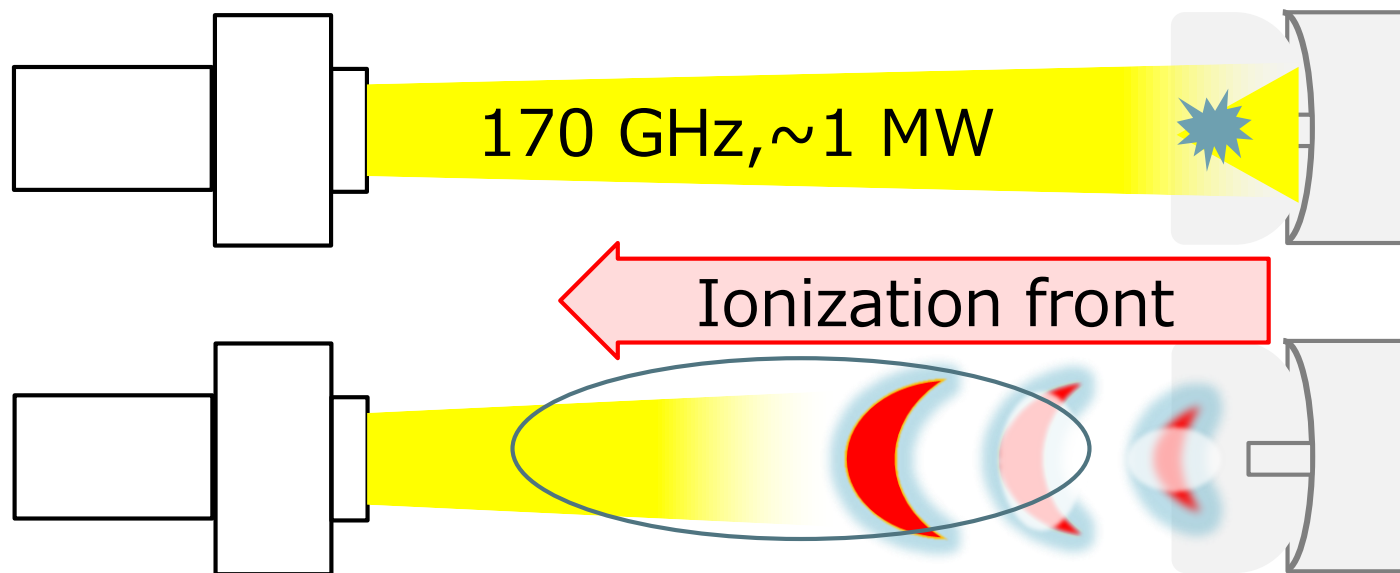


Diffusive plasma

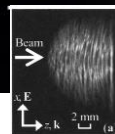
*Bouef et al.



Microwave discharge in low power region



Local electric field $\ll E_c$



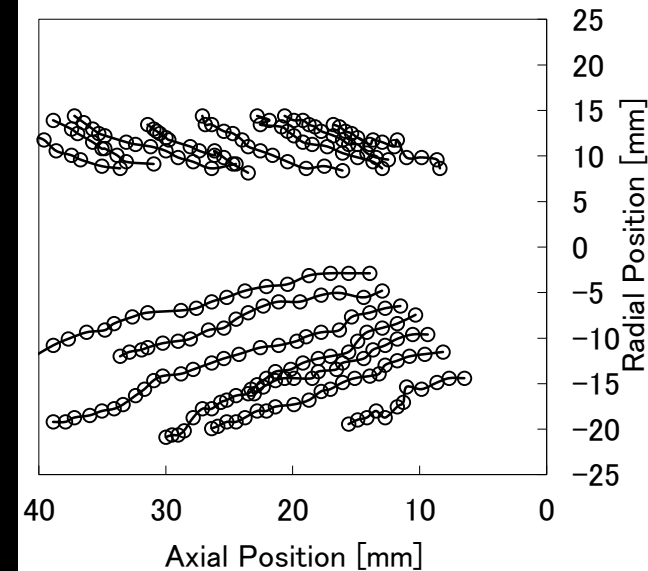
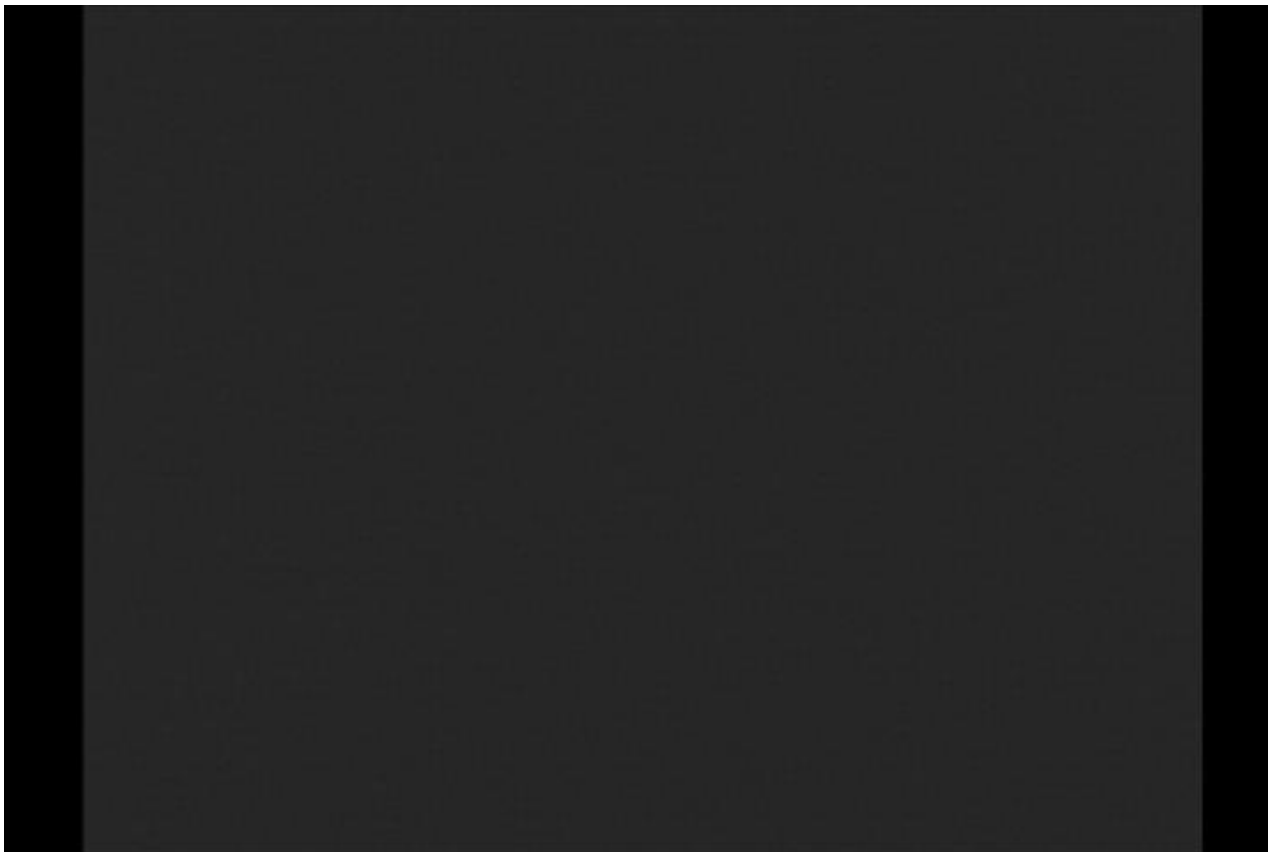
110 GHz (Hidaka et al)



Motivation of the research

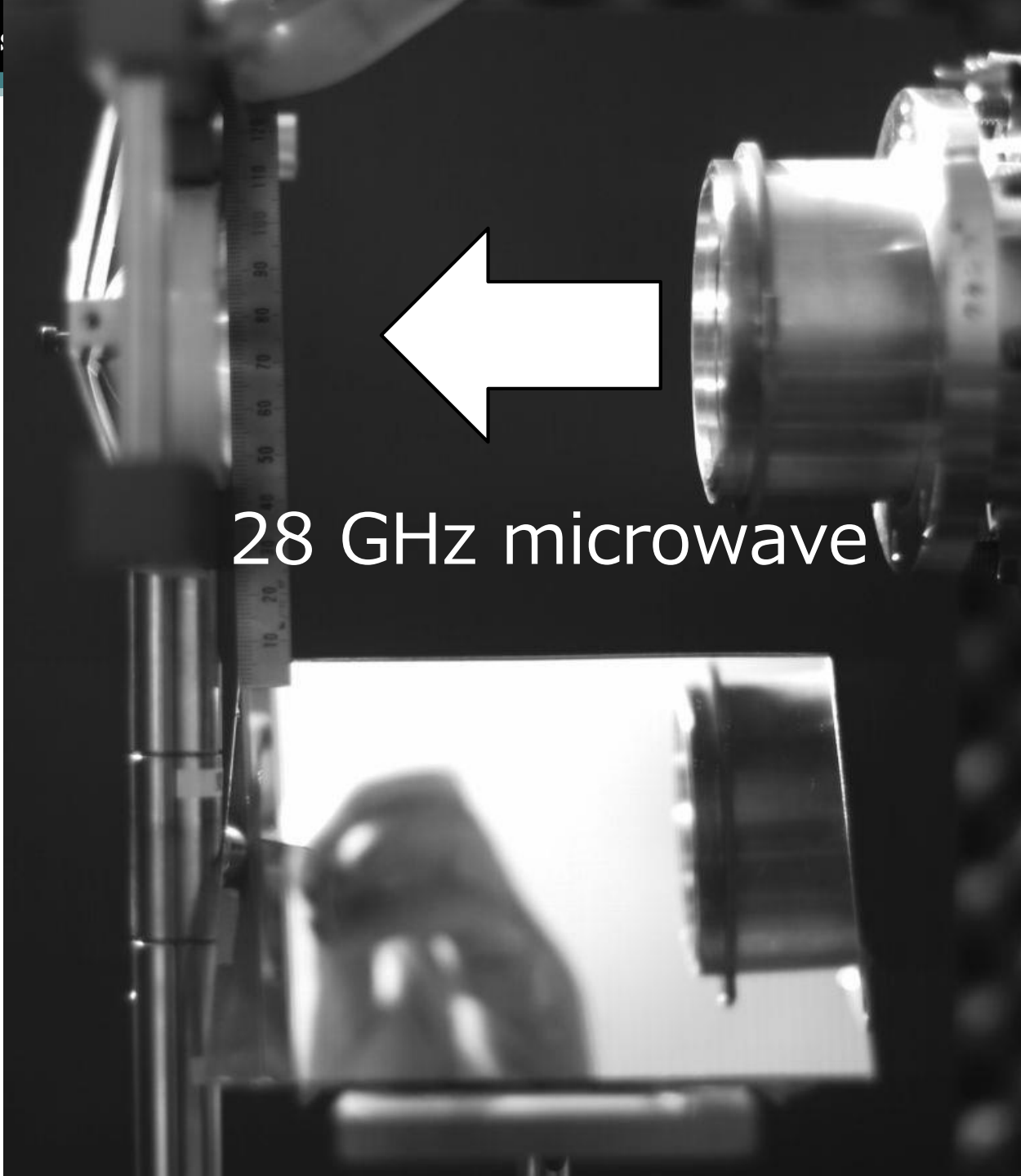
- Very few studies have been conducted at the low power region.
 - Discharge structure is not understood well.
 - The conventional model cannot explain the ionization process at the low power region.

What kind of structure exist?



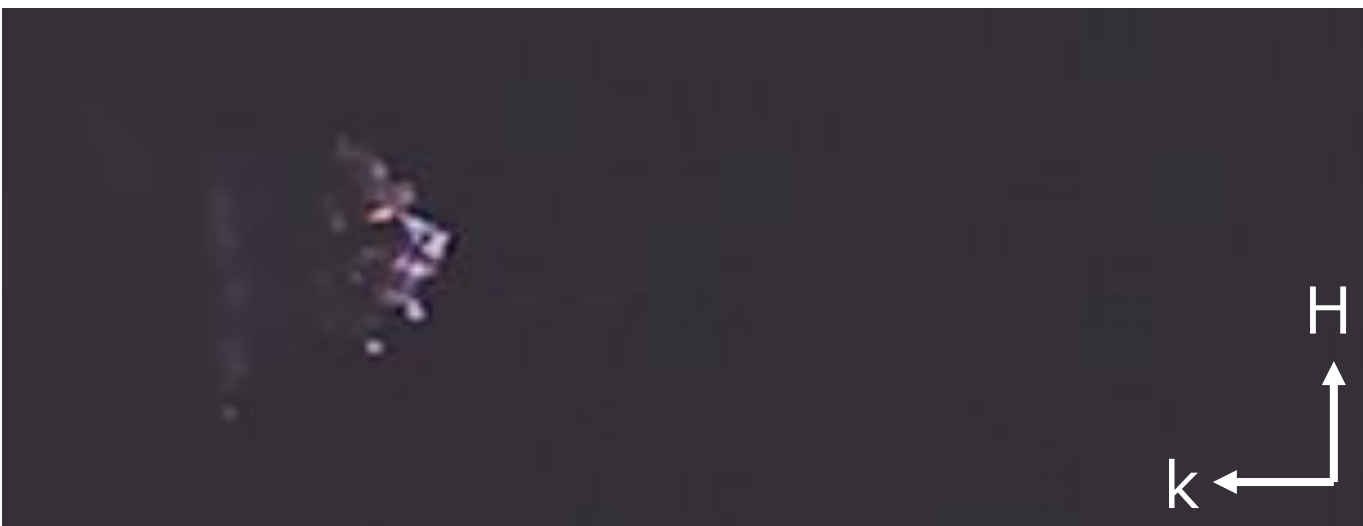
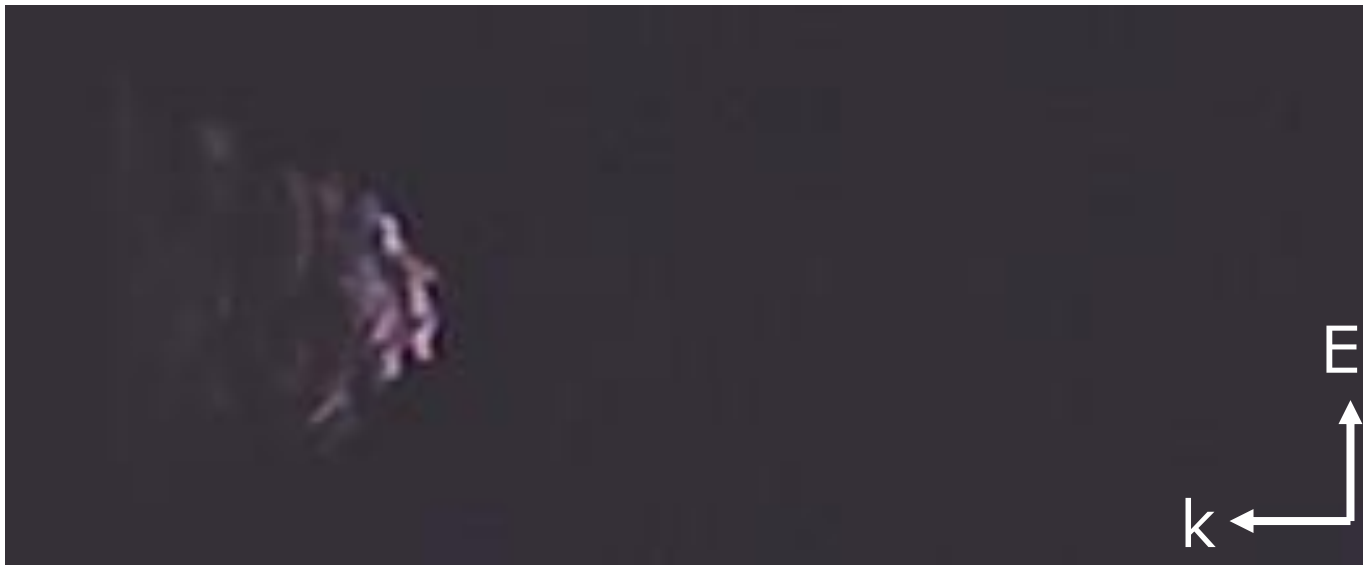
Particle tracing

$\lambda/4$ structure was not observed
 \Rightarrow Diffusive ?

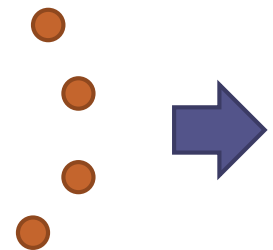
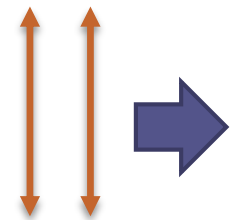
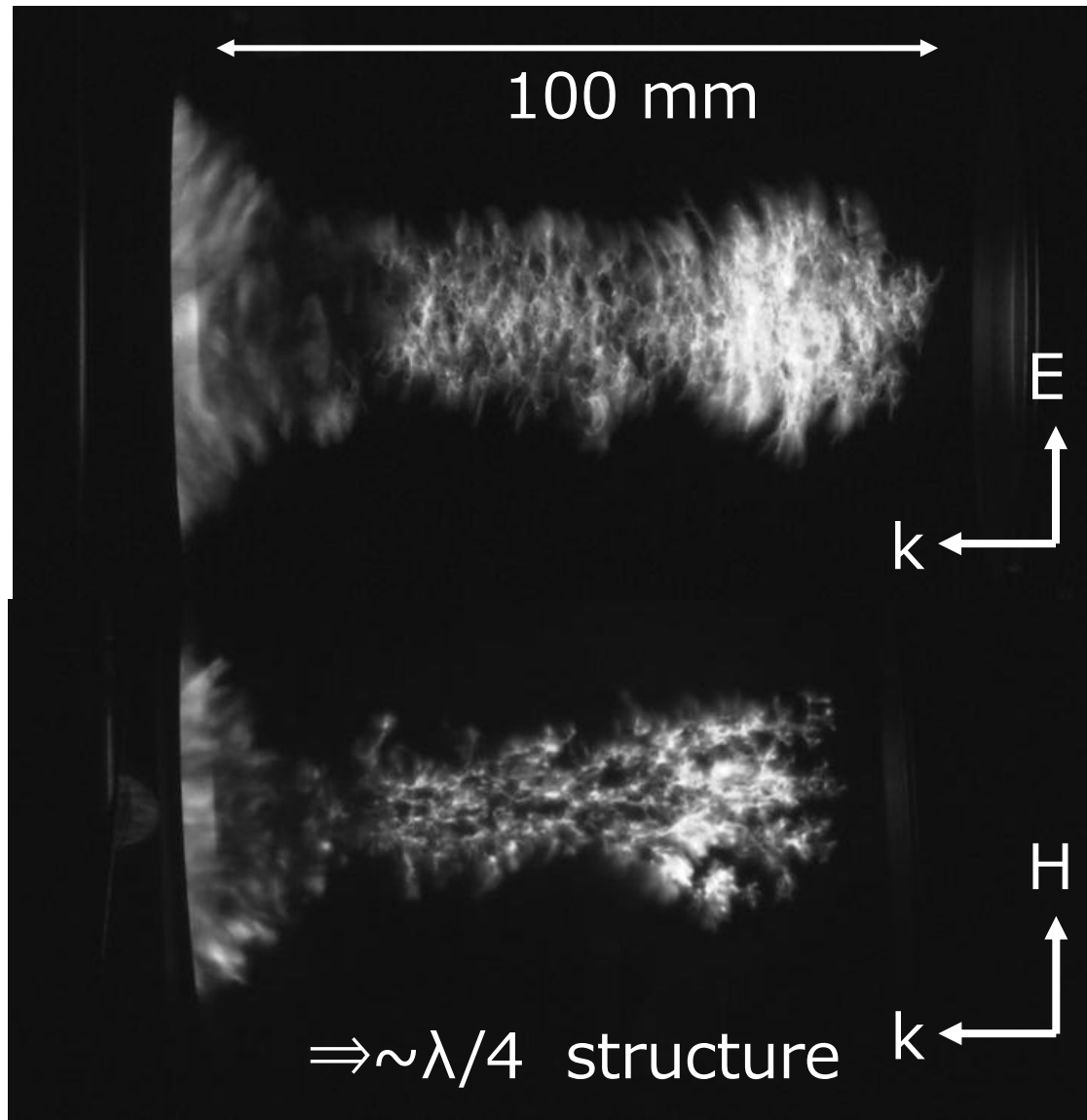


28 GHz microwave

High-speed camera image(propagation)



28 GHz microwave plasma formation

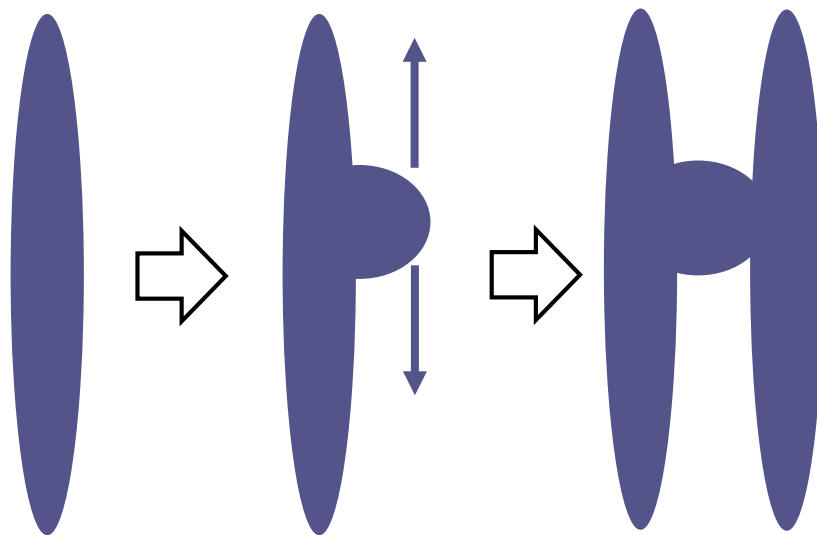


$\lambda/4$ structure was observed

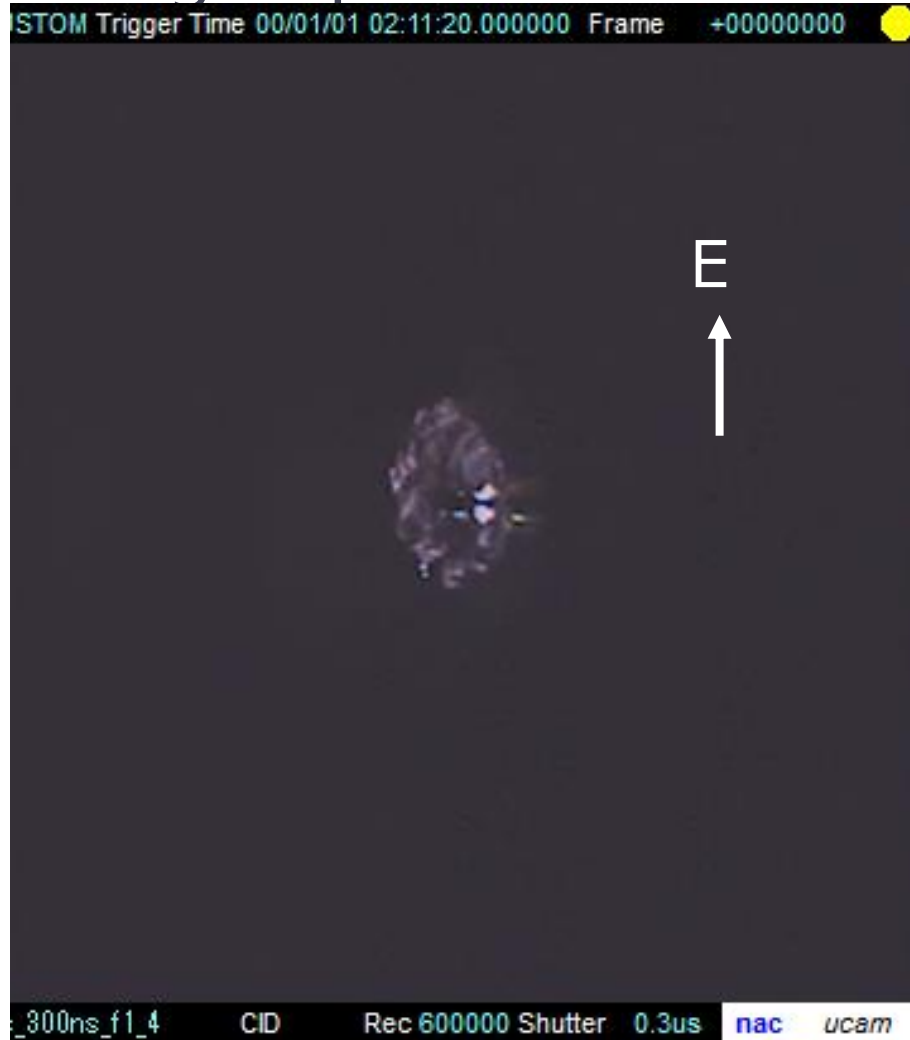
Does plasma jump?

- Local electric field dose not reach to E_c
- Some mechanisms are needed to obtain the ionization.

⇒ The plasma contributes to ionize the air

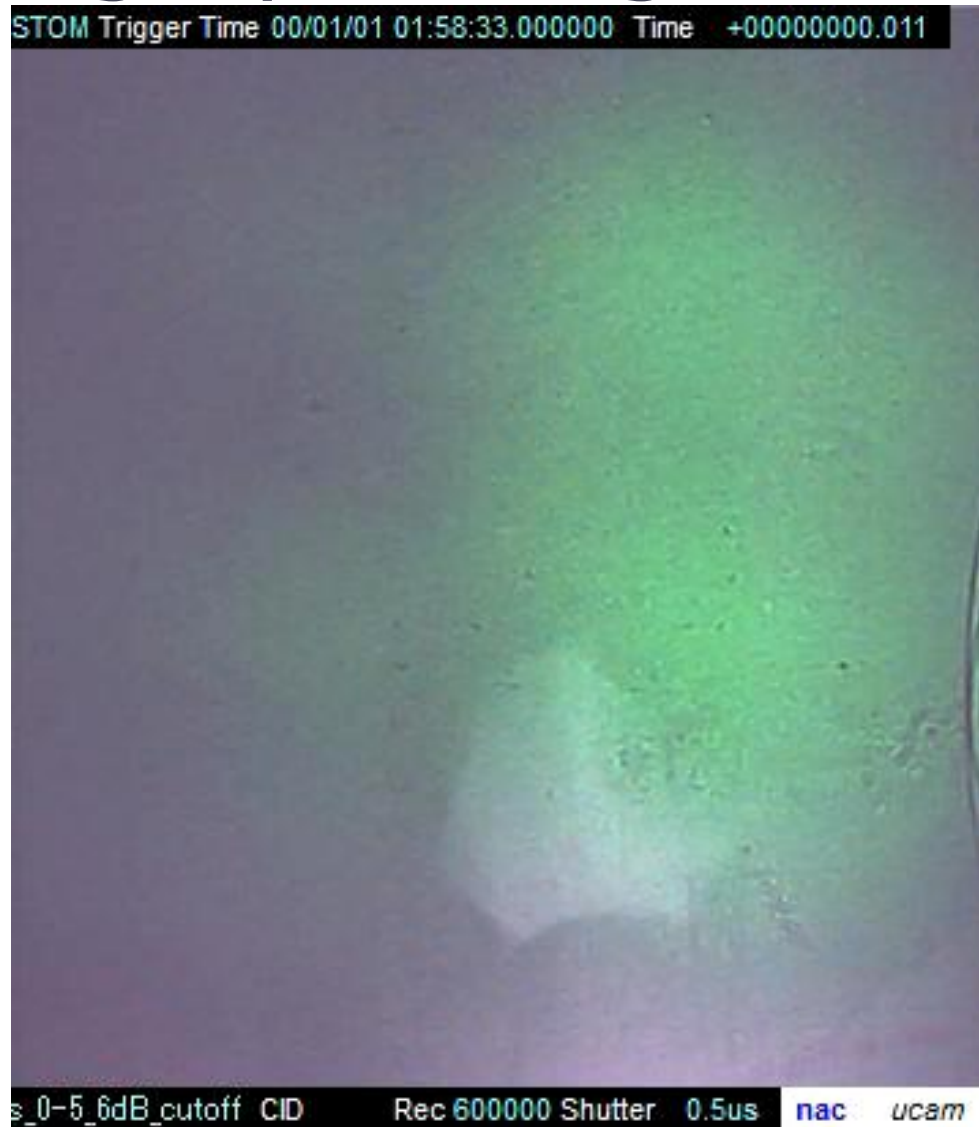
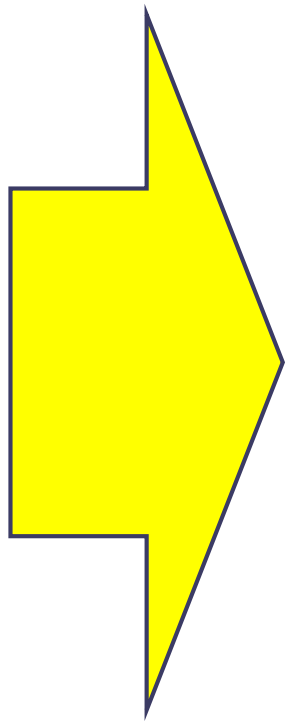


High-speed camera image(Plasma front)



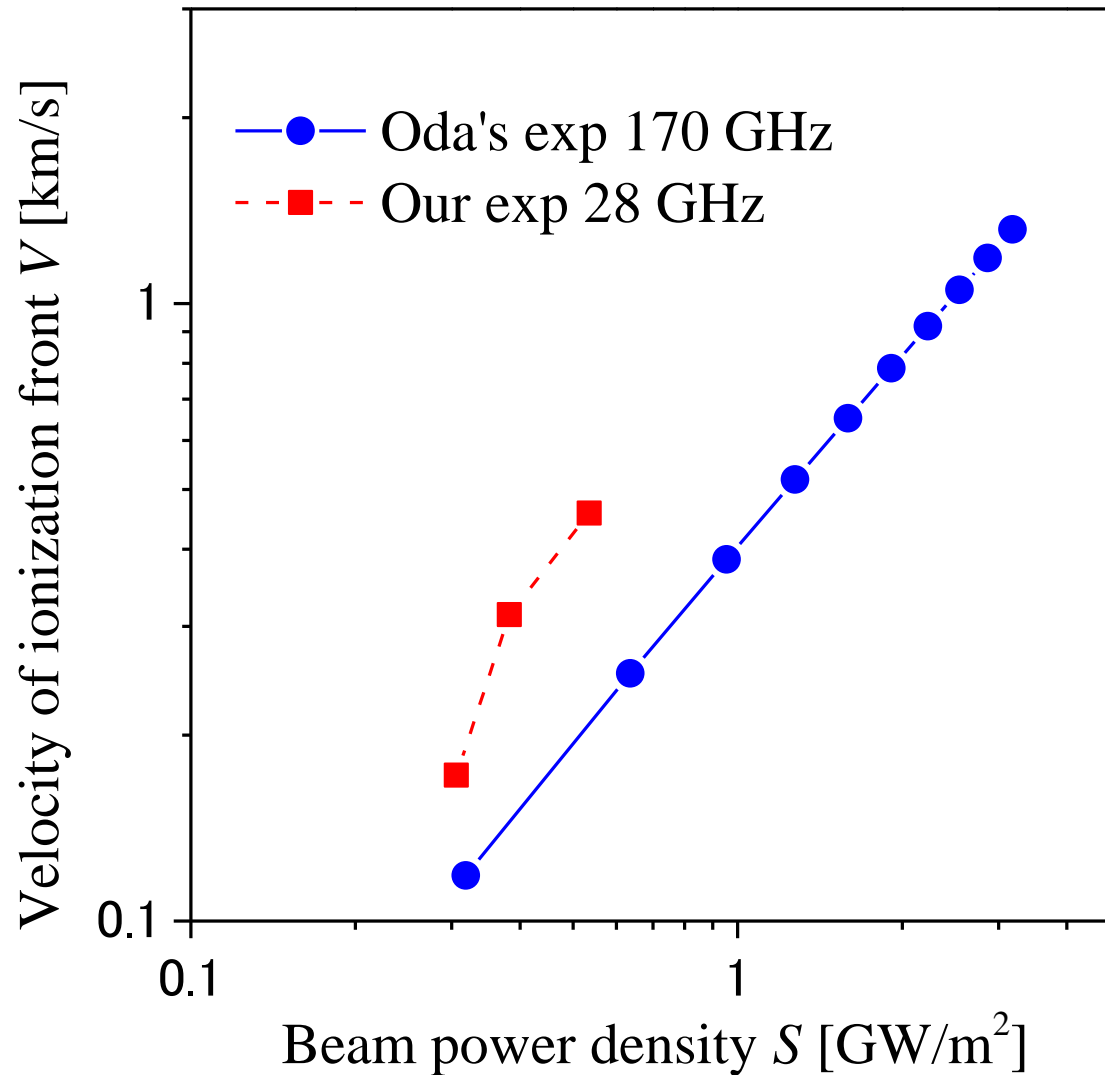


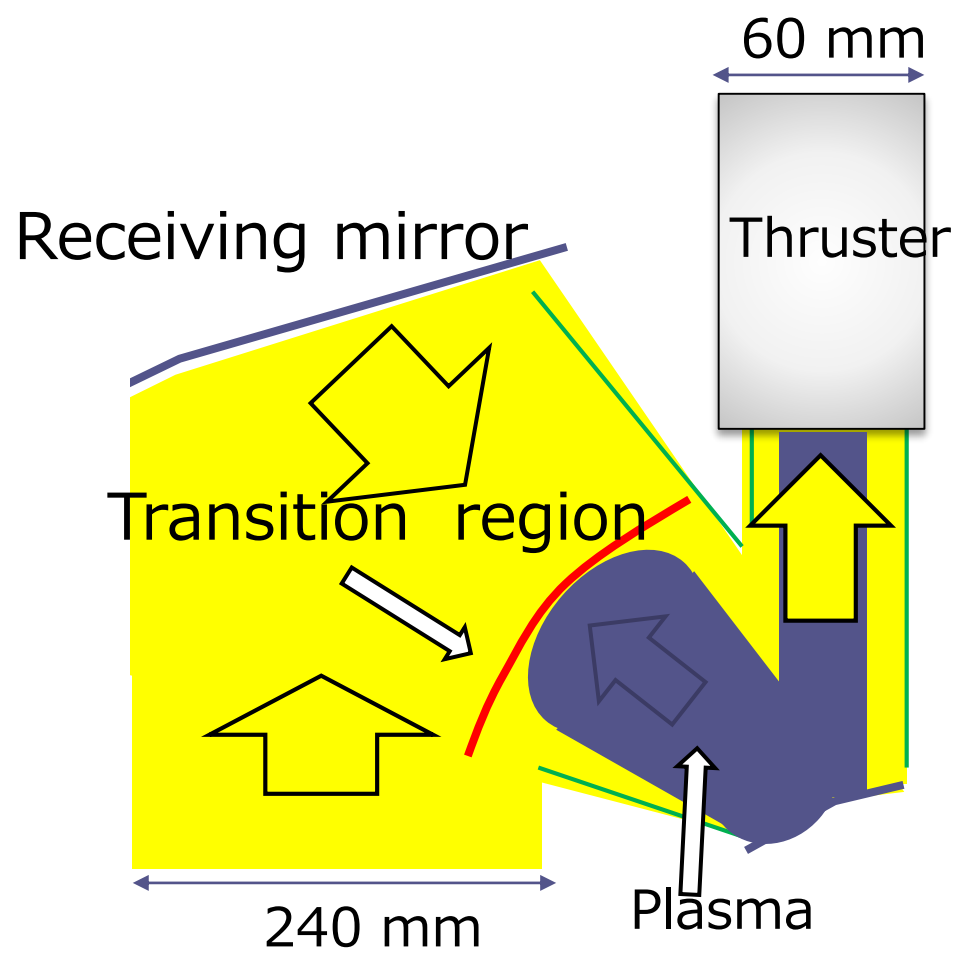
Shadow graph image





Ionization front propagation velocity





High-speed camera image

Microwave beam

170 GHz

Pulse width: 0.8 ms

Repetition: 100 Hz
(10 ms)

Camera

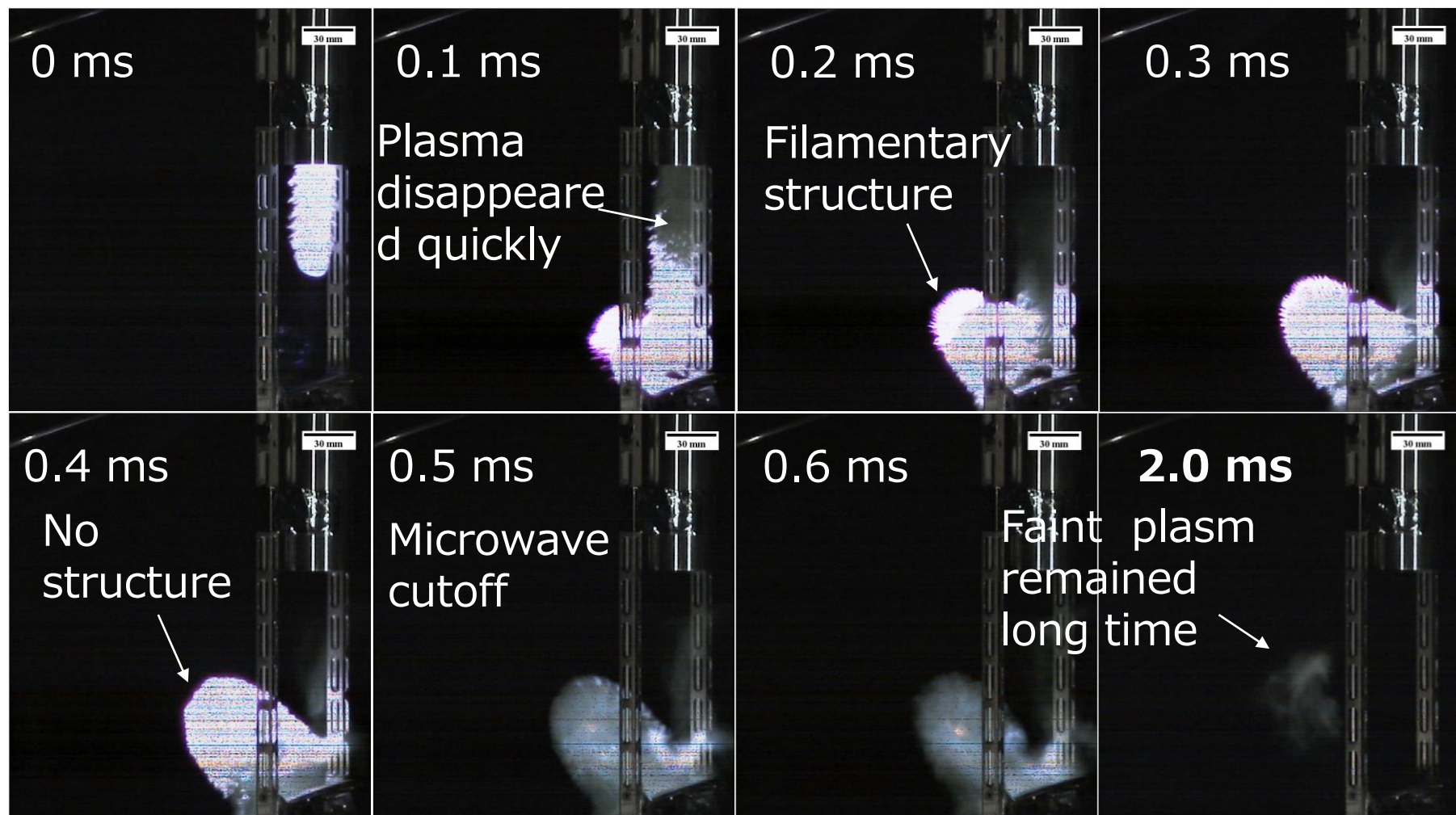
Frame rate: 10000

fps

(0.1 μ s)

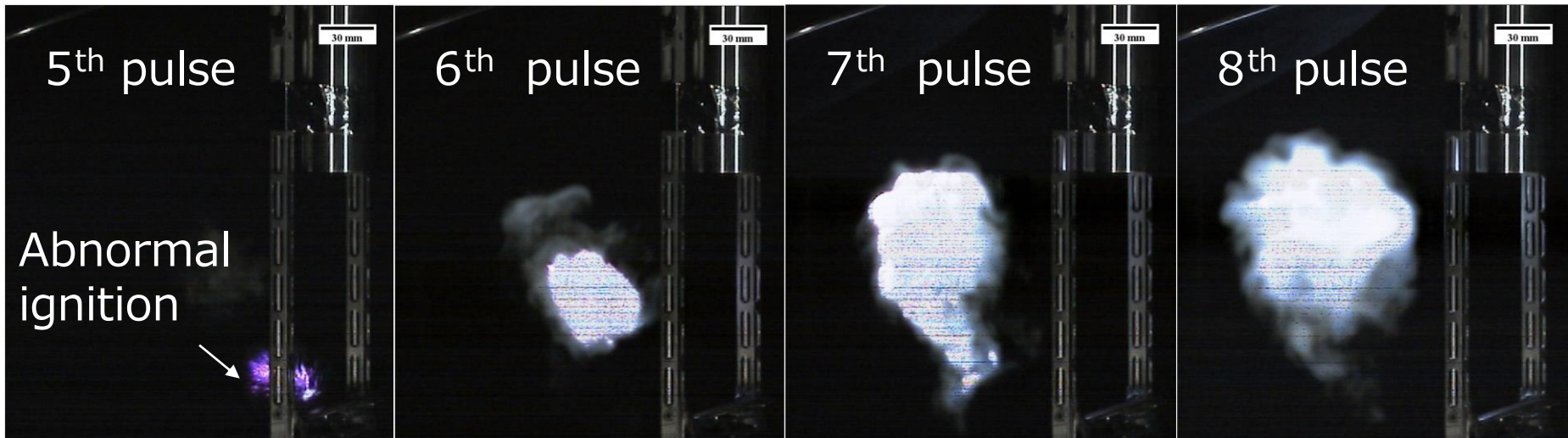


Transition of Millimeter-wave discharge



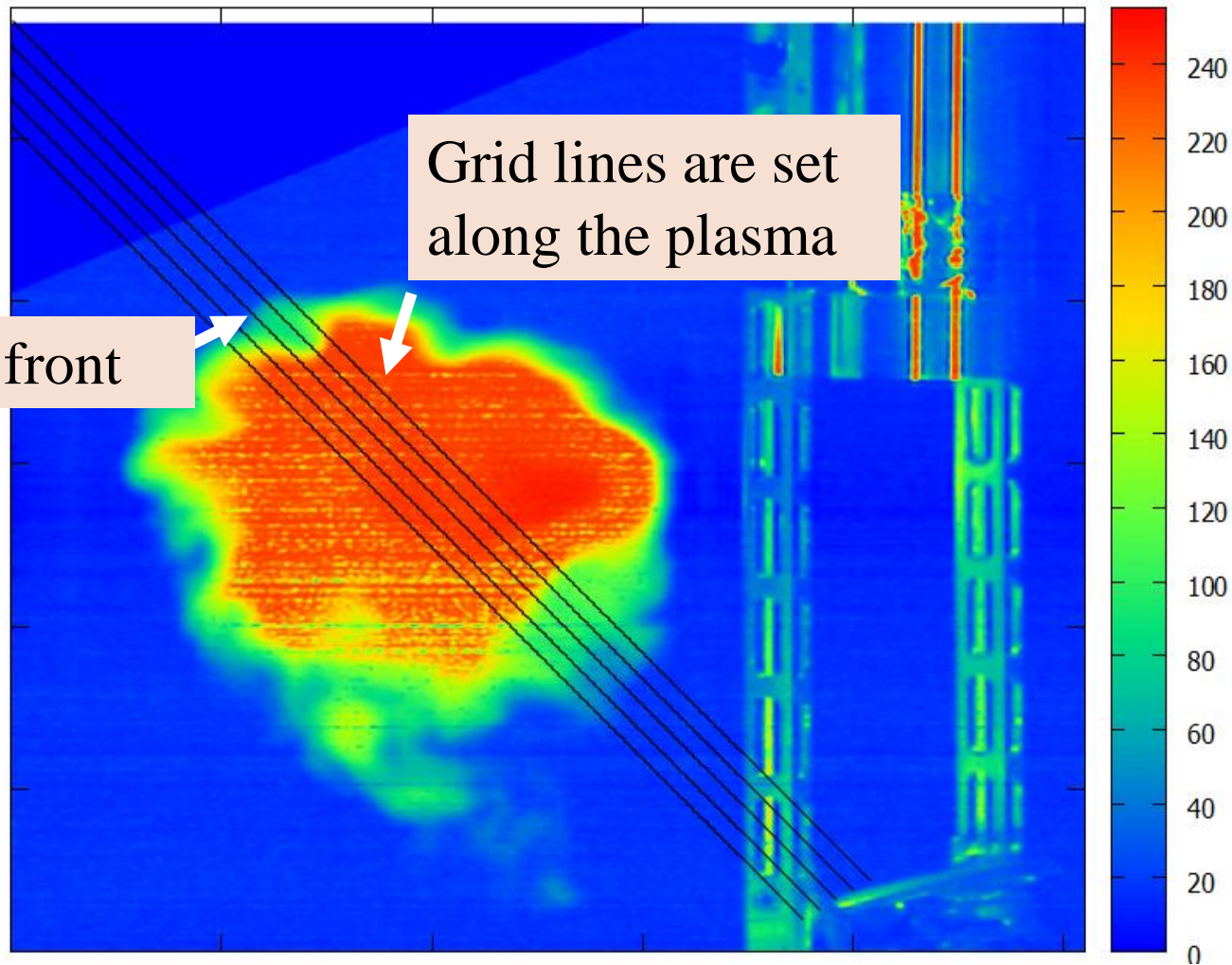
Emission disappeared at 2.7 ms

Abnormal ignition

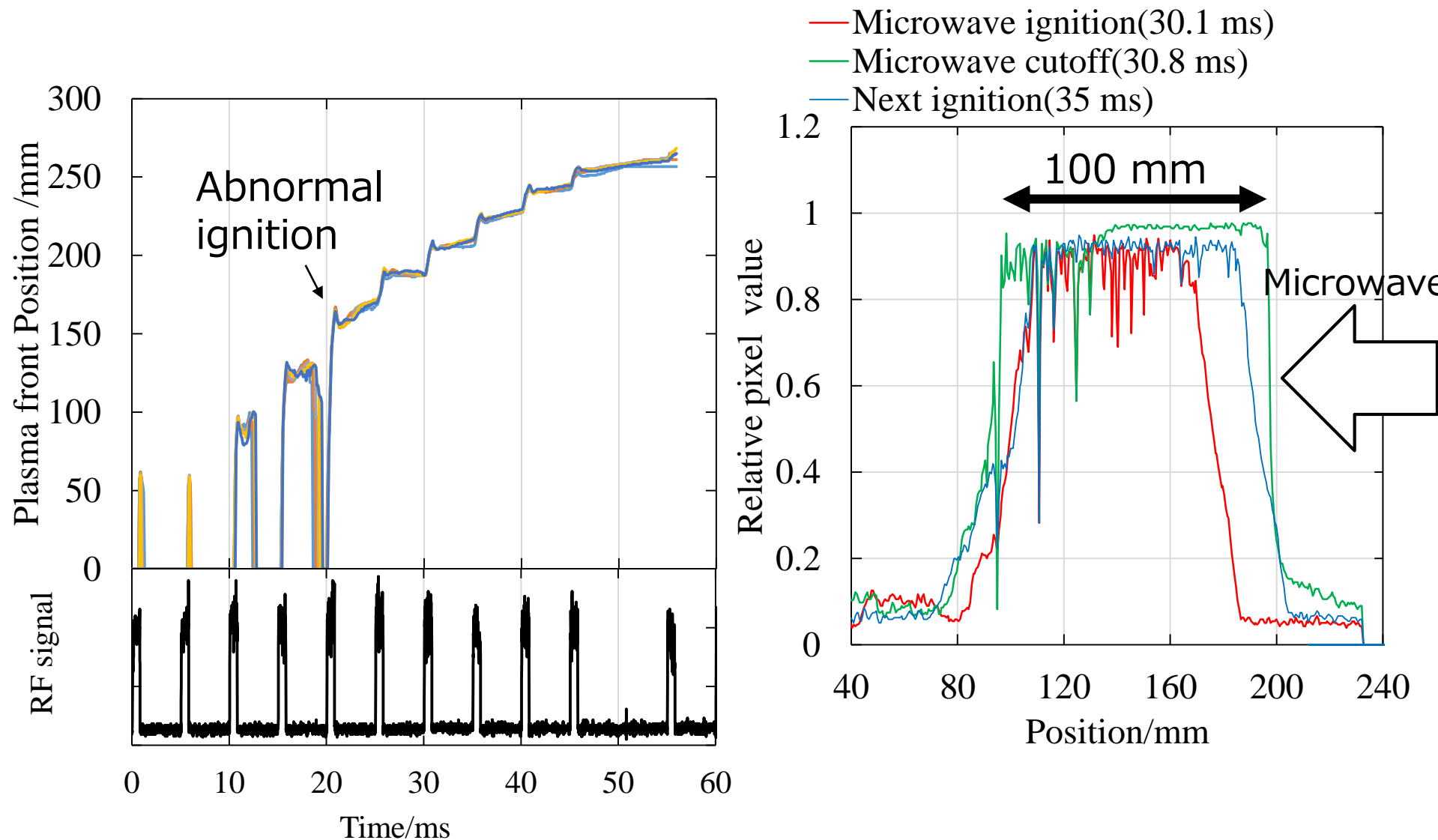


Plasma size increases by pulse to pulse

Investigation along the propagation direction



Plasma front and size





Characteristics of the discharge condition

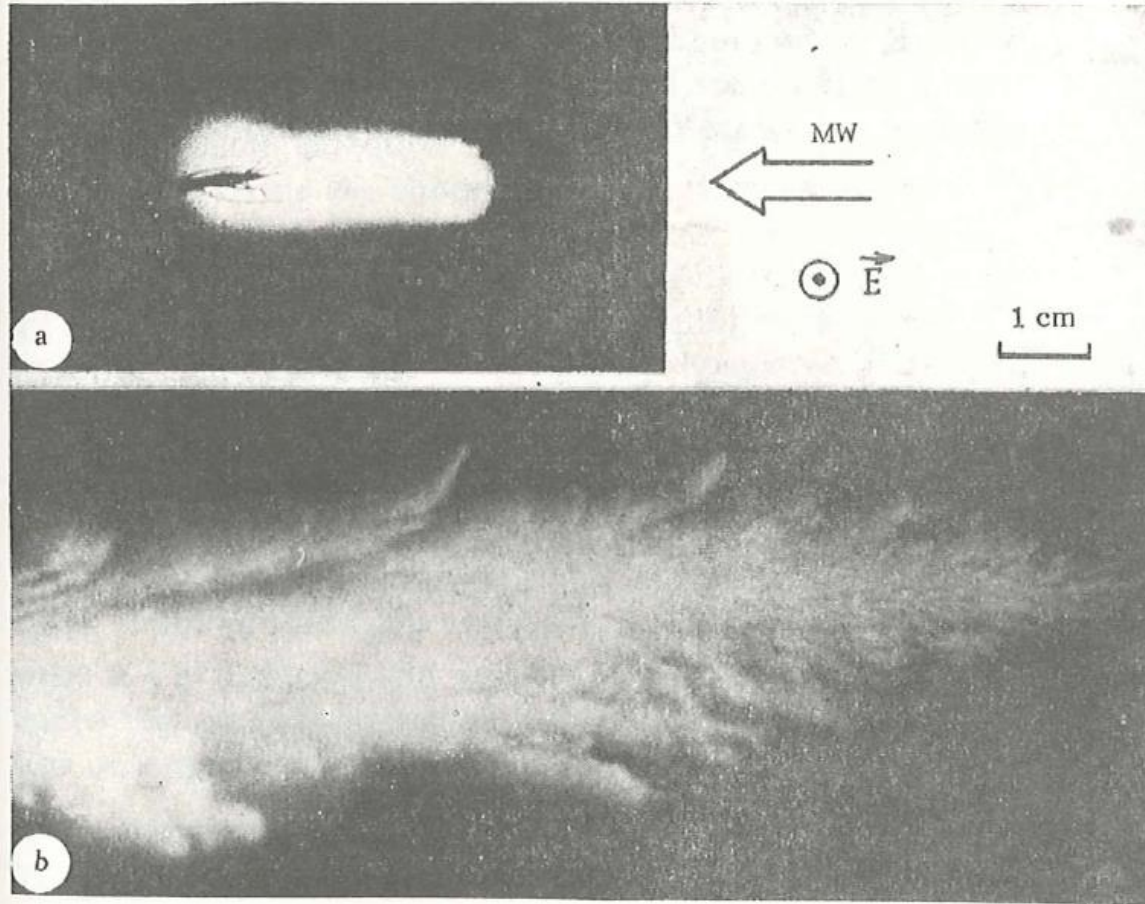
Condition 1 (@ High power region)

- Filamentary structure is generated depending on the local microwave electric field.
- Front propagation velocity is 10^2 m/s.
- Short plasma decay time. (much less than 0.1 ms)

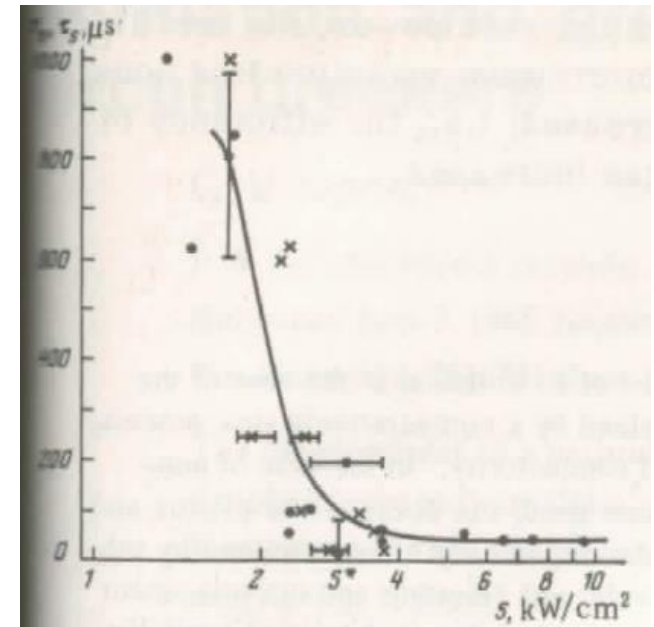
Condition 2 (@ low power region)

- Structure becomes smooth.
- Front propagation velocity is 10^1 m/s
- Relatively thick (10^2 mm) → Number density is Low?
- Long plasma decay time. This time changes depending on plasma size (Plasma emission decay time is 2.2 ms at 3rd pulse and more than 9 ms in later pulses)

Transition of the plasma condition



Time-integrated photographs (85 GHz).
 a) Equilibrium discharge b) Non-equilibrium discharge



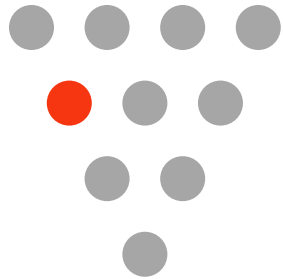
Plasma decay time



Summary

- $4/\lambda$ structure was confirmed in low power region.
- Transition of the mmW discharge was observed.
 - This phenomena is important for the microwave transmission.

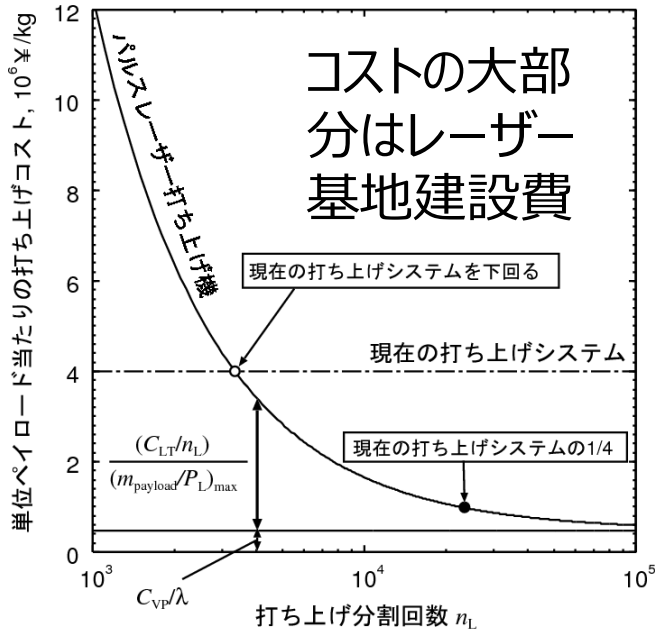
第1回「高エネルギー電磁ビームに誘起される放電とその工学的応用」研究会／第3回マイクロ波ロケット研究会



レーザー支持デトネーション波の維持限界付近での電子生成メカニズムの調査

三島 健太、永瀬 真司、○葛山 浩
(山口大学・院)

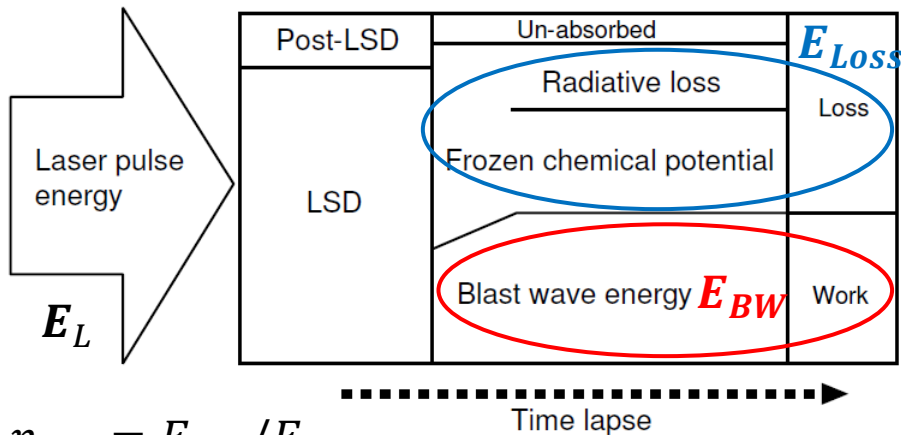
予想される打上げコストとレーザーに対する要求



5GWのレーザーを使い、1万トン物資をGEOに輸送する時のコスト試算

5GWレーザーを建設し、2万回（60回×365日）に分割して打上げれば、H2ロケットなどの1/4のコストで打上げ可能

- 5GWは非常に大きいパワー
- できるだけレーザーパワーを抑えて打上げたい
- 爆風波以外に取られるエネルギーを抑えたい

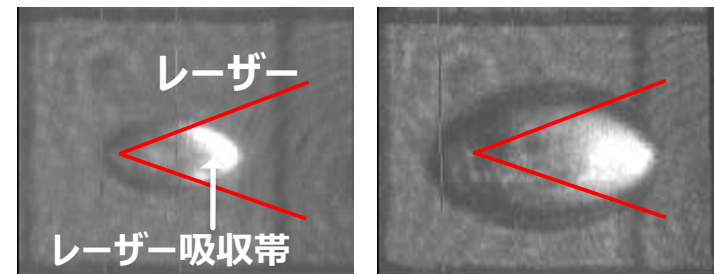
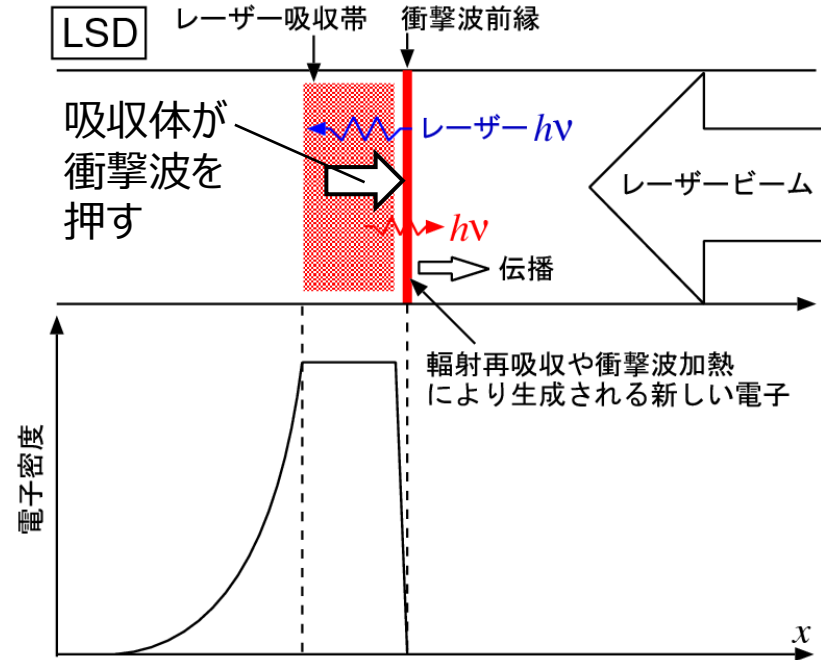


$$\eta_{BW} = E_{BW}/E_L$$

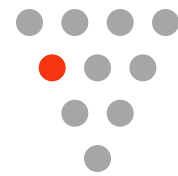
E_{Loss} は、 E_L と共に増えるので、LSDを維持できる限界程度のレーザー強度でオペレーションを行いたい

レーザー支持デトネーション (LSD) の伝播機構

1. レーザーが集光により絶縁破壊が起こり、レーザー吸収が開始
2. プラズマは、続くレーザーを吸収し、レーザー吸収帯が形成される
3. レーザー吸収帯は、高温高压となって急激に膨張し、衝撃波が発生
4. 衝撃波は吸収体に押され（膨張）、エネルギーを得る
5. 衝撃波とレーザー吸収帯と一緒に伝播するレーザー支持デトネーション波(LSD波)が形成
6. レーザー強度が弱くなると、周囲への3次元的なプラズマ膨張へのエネルギー寄与が大きくなり、LSDが維持できなくなる（LSCへ移行）（Raizerの説明）



レーザーによるプラズマ生成の実験
(森ら J. Appl. Phys., 2002)

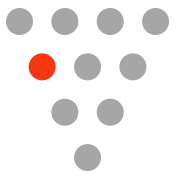


LSD波に関する最近の研究

- **森らの三次元実験 (J. Appl. Phys. 2002)**
LSD波を維持できるレーザー強度の閾値($S=3\sim7$ MW/cm²)
- **嶋村、小紫らの準一次元実験 (IEEE Trans. Plasma Sci. 2014)**
LSD波を維持できるレーザー強度の閾値($S=0.2\sim$ MW/cm²)
ストリーマー放電モデル
- **数値解析**
大西らの二次元計算 (森らのLSD速度再現)
Wangらの二次元計算 (Lightcraftの推力を再現)
- **GWクラスの実験・計算も (遠藤・城崎ら、森ら)**

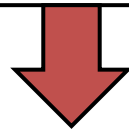
衝撃波加熱？
電子拡散？
熱伝導？ 輻射？

**LSDを維持するレーザー強度閾値付近で
衝撃波背後での電子の生成メカニズムがよくわかっていない**



LSDを維持するための電子生成メカニズムの解明

- 一次元計算を用いて、LSDを維持できる限界付近のレーザー強度での電子生成の物理メカニズムを調査する
 1. 代用的な計算結果の紹介と実験値との比較
 2. 簡易輻射モデルを使った輻射による先行電子の調査
 3. その他のメカニズム

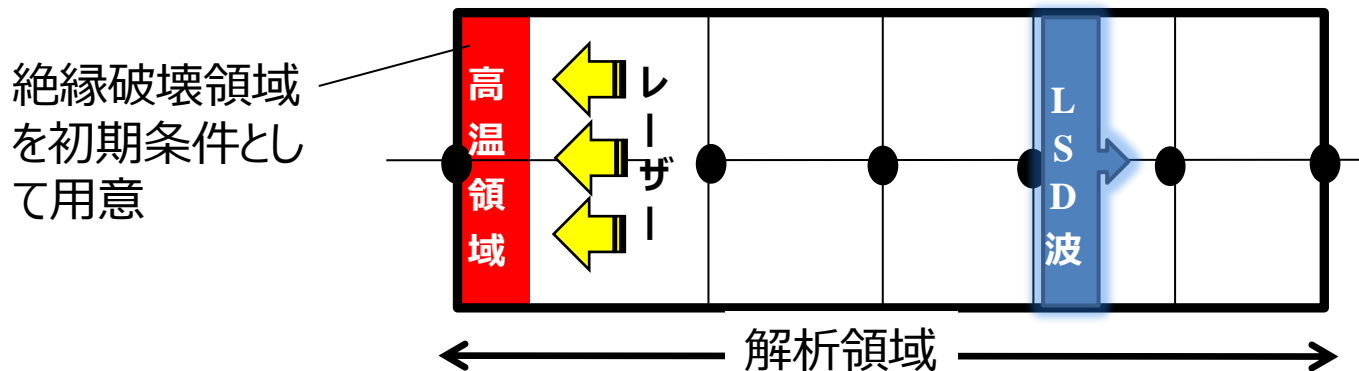


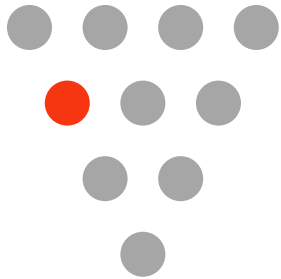
出来るだけ小さいレーザー強度で損失を少なくLSDを維持するための知見を得たい



計算モデルと計算手法

- 支配方程式 : 熱化学非平衡を考慮した1次元Navier-Stokes方程式
- 温度モデル : Parkの2温度モデル (重粒子温度 / 電子並進・振動)
- 化学反応モデル : 空気11化学種($N_2, O_2, N, O, NO, N_2^+, O_2^+, NO^+, N^+, O^+, e$)
49個の化学反応
- レーザー吸収モデル : 一次元のレイトレーシング
逆制動輻射によるレーザー吸収 (Kempのモデル)
- 非粘性流束 : AUSM-DV法 (MUSCL内挿により空間二次精度)
- 粘性流束 : 二次精度中心差分
- 時間積分 : ガウスザイデル・ライン緩和法により二次精度クランク・ニコルソン陰解法



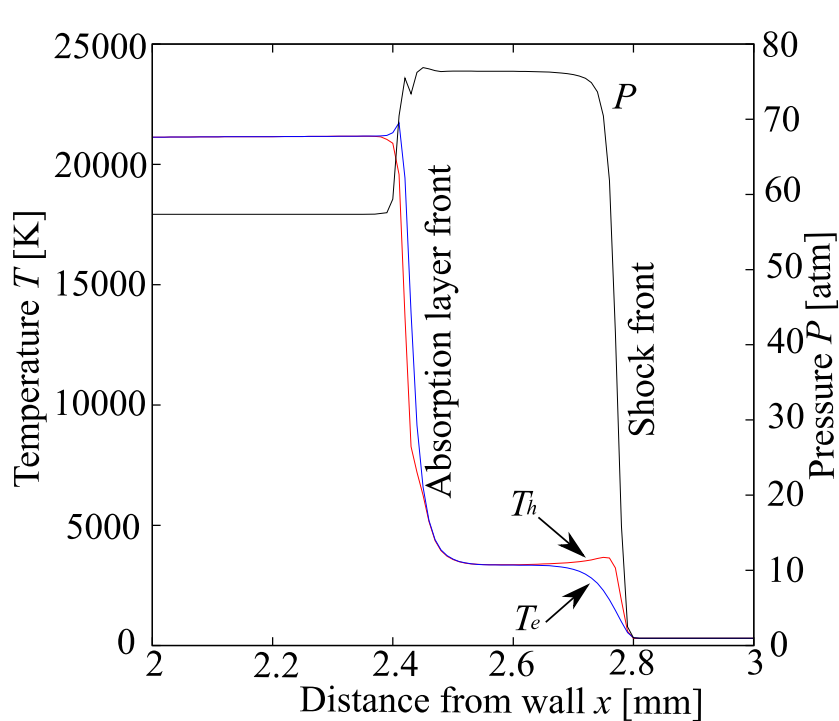
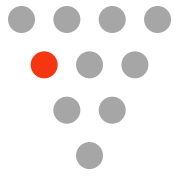


1. 代表的な計算結果と実験値の比較

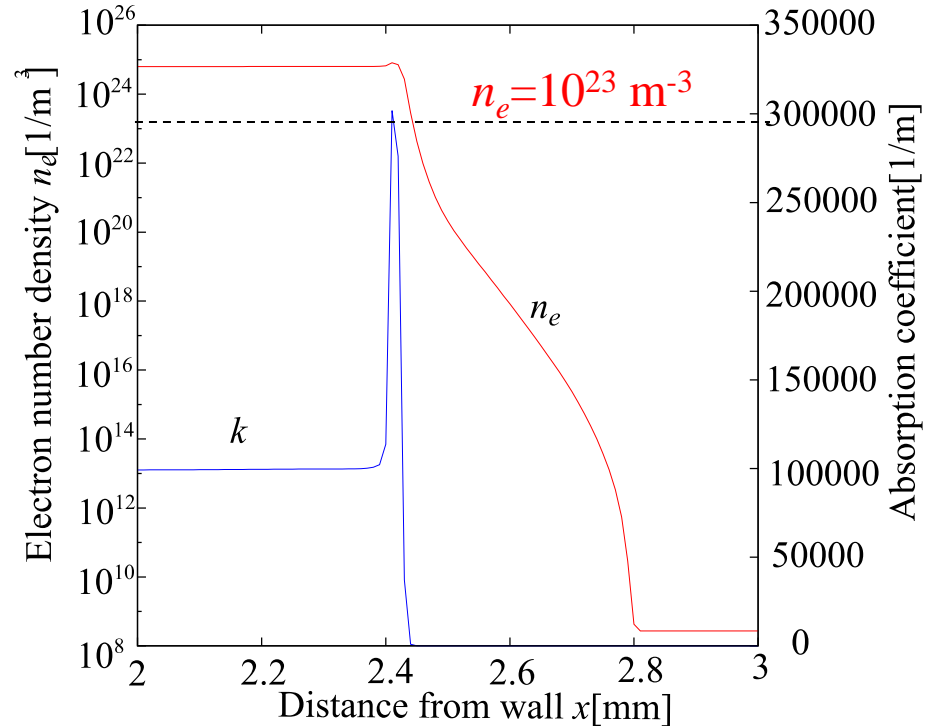
計算条件

雰囲気気圧力 P_a	1[atm]
レーザー波長 λ	10.6[μm]
レーザー強度 S_L	10[MW/cm ²]
格子間隔 dx	10[μm]

代表的なLSD波の構造 ($S_L=10\text{MW}/\text{cm}^2$)



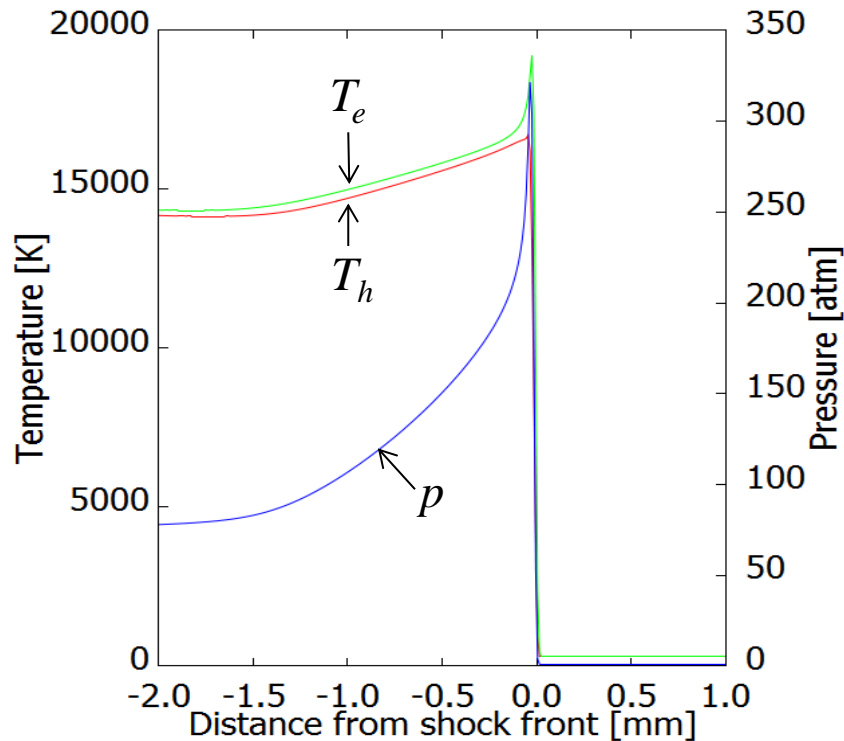
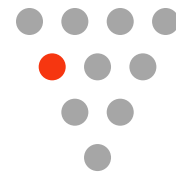
温度と圧力分布(1.0 μs)



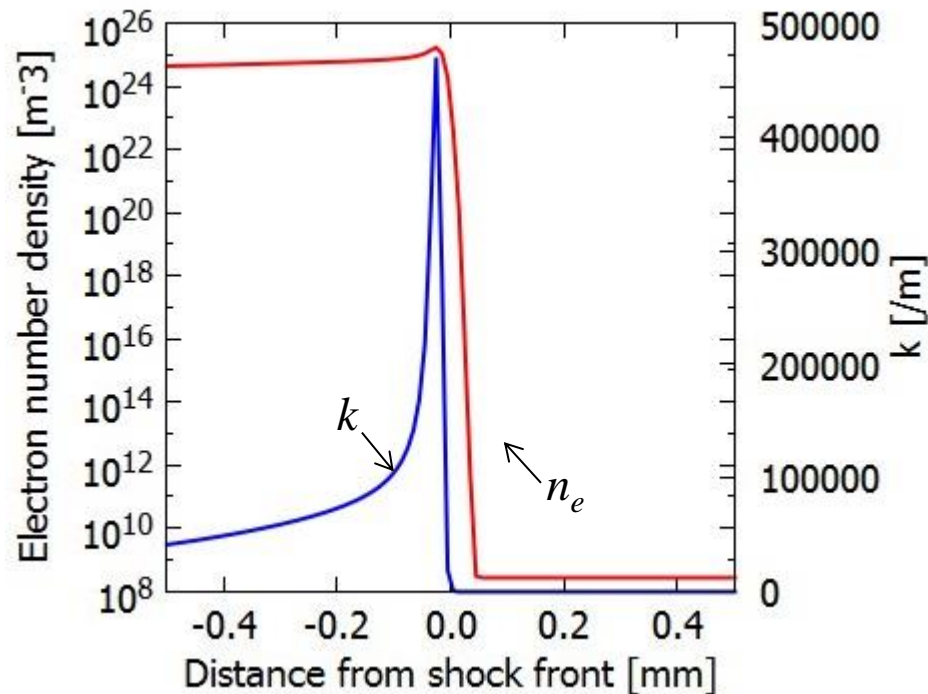
電子数密度と吸収係数分布(1.0 μs)

- 衝撃波前縁において、衝撃波加熱による電子温度上昇と共に、電子が生成される
 - 電子温度は誘導領域でほとんど一定、熱伝導は寄与せず
 - 電子密度勾配は少し効いているかもしれないが、吸収体近傍のみ傾きが急であり、衝撃波の前方への輸送はない
- ある程度まで電子($n_e=10^{23}\text{ m}^{-3}$) が生成されたところで、一気に吸収が起こり、レーザー吸収体が形成される

代表的なLSD波の構造 ($S_L=40\text{MW}/\text{cm}^2$)

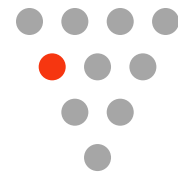


温度と圧力分布(1.0 μs)

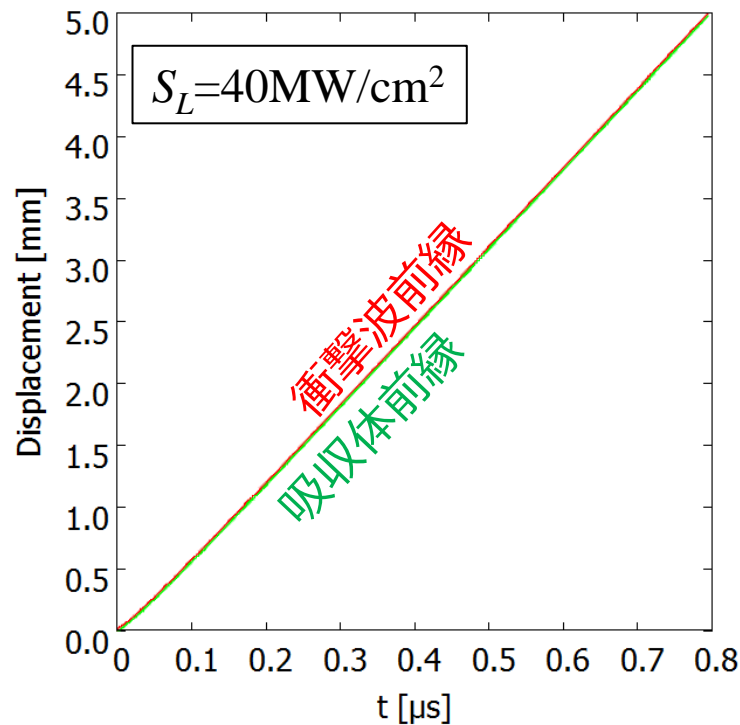
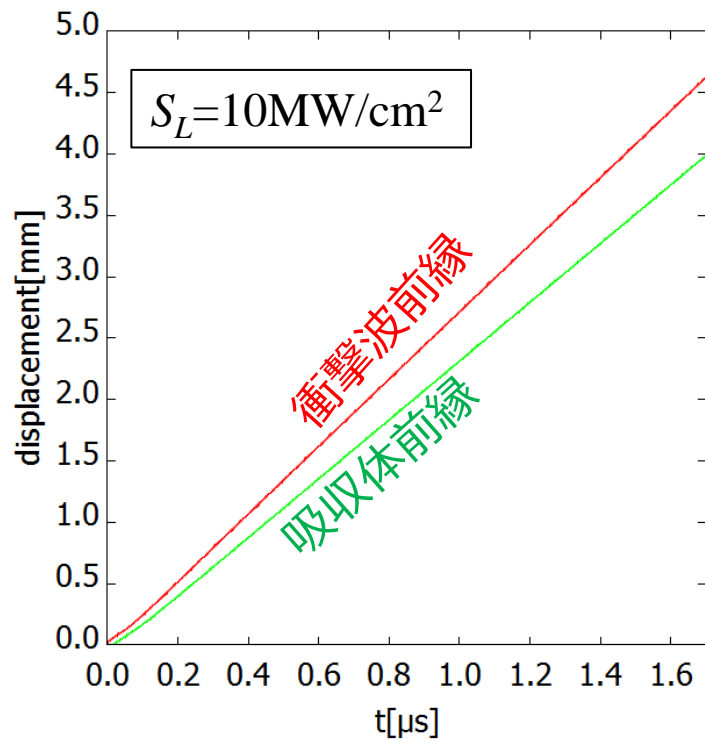


電子数密度と吸収係数分布(1.0 μs)

- 衝撃波前縁と吸収体が一致する
 - 完全なLSDが形成される

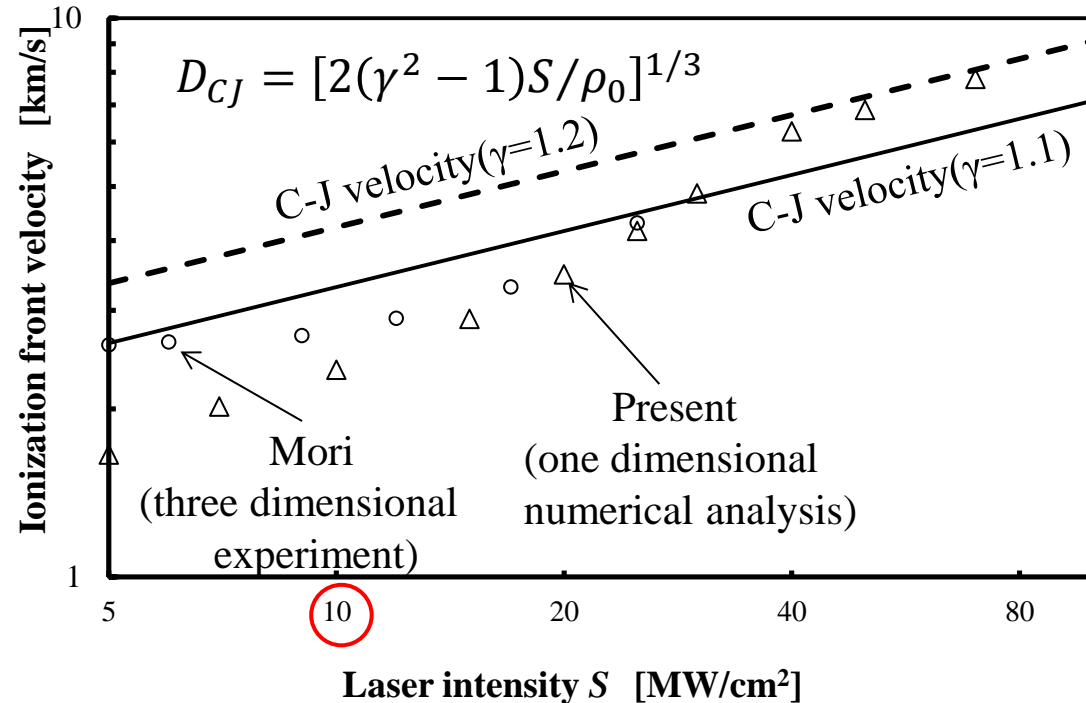
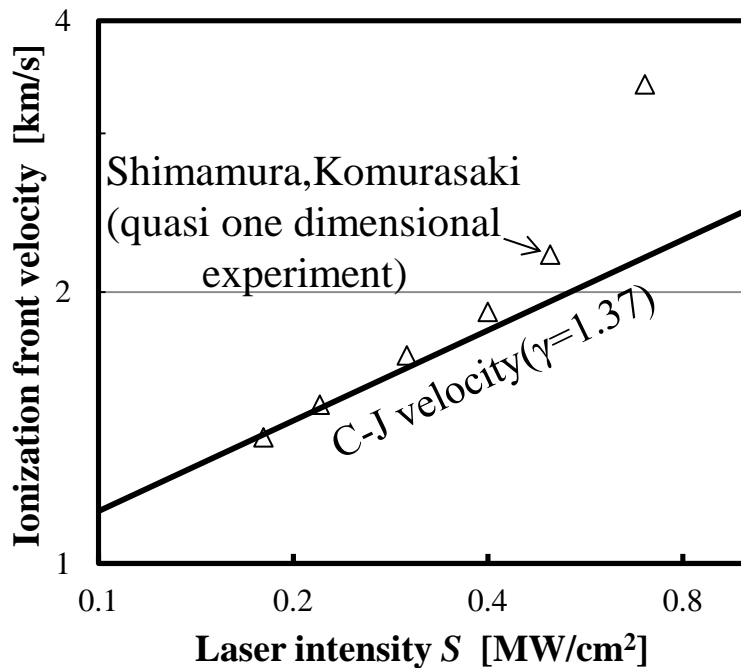
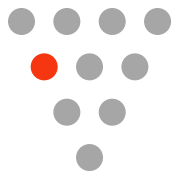


衝撃波と吸収体の速度 ($x-t$ 線図)



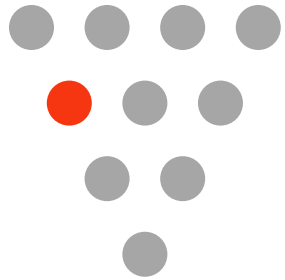
- $S_L=10\text{MW}/\text{cm}^2$ では、衝撃波と吸収体が徐々に離れていき、不完全なLSD波といえる

レーザー吸収帯速度の実験と計算の比較



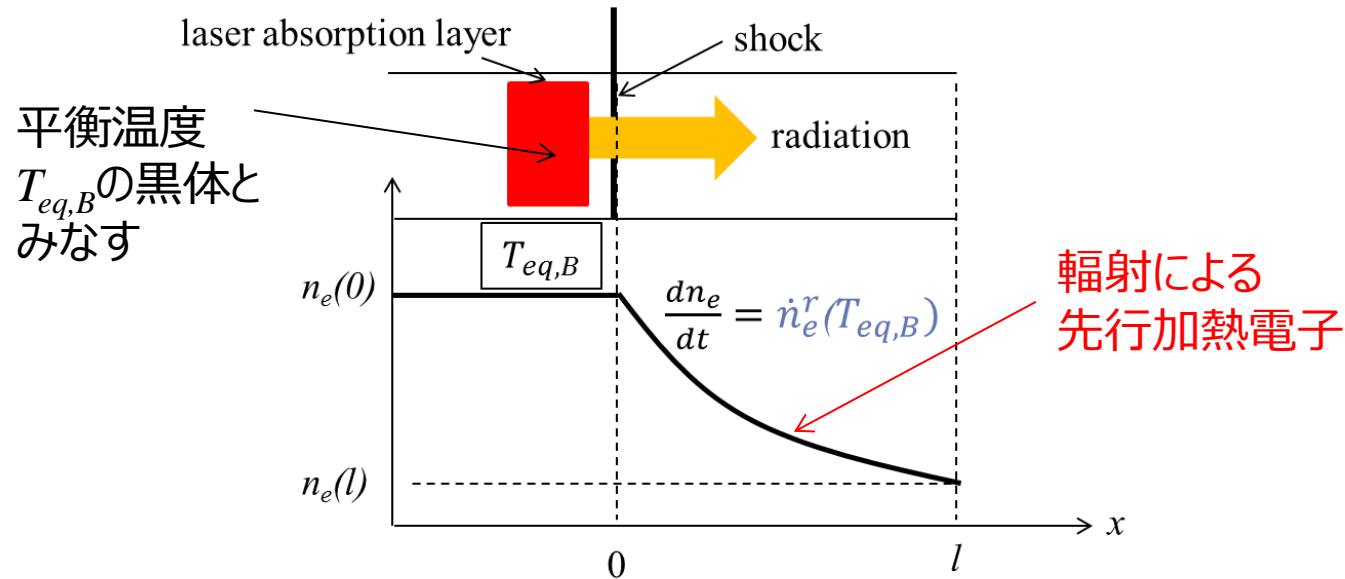
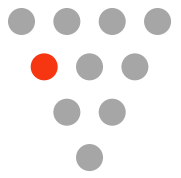
- 実験(三次元, 準一次元)共にLSDになっているレーザー強度で我々の一次元計算ではLSDにならない

衝撃波加熱、電子熱伝導・拡散以外のメカニズムが、LSD維持のレーザー強度閾値付近で重要となっていると考えられる



2. 簡単な黒体輻射モデルを用いた 先行加熱電子の効果の検証

簡単な黒体輻射による先行電子生成モデル 1



- 衝撃波背後の吸収体は、熱化学平衡に至っている。
 - 定性的には黒体とみなす事が許されると仮定する。
- 吸収体前面から前方に輻射輸送を解き、先行電子を生成させる。
- このモデルは、不正確だが、生成される先行電子量の最大値を与えると予想される。

簡単な黒体放射による先行電子生成モデル 2



$$I_B(\nu) = \frac{2\pi}{c^2} \frac{\nu^2}{e^{h\nu/k_B T_{eq,B}} - 1}$$

$$I_{B,t,0} = \int_{\nu_I}^{\infty} I_B(\nu) d\nu \quad \left(\gamma_p = \frac{k_B T_{eq,B}}{h\nu_I}\right)$$

$$\cong \frac{2\pi}{c^2} \nu_I \left(\gamma_p + 2\gamma_p^2 + 2\gamma_p^3\right) e^{-1/\gamma_p}$$

$$\frac{dI_{B,t}}{dx} = -\kappa I_{B,t} (= \dot{n}_{e,p}) \quad \leftarrow \text{吸収体表面からの全放射を入力}$$

光電離断面積 $\sigma_p(\nu)$ を一定かつ最大値を取ると仮定
 吸収係数は、 $\kappa = \sigma_{p,max} n_n$ となり...

吸収体表面から距離 l における

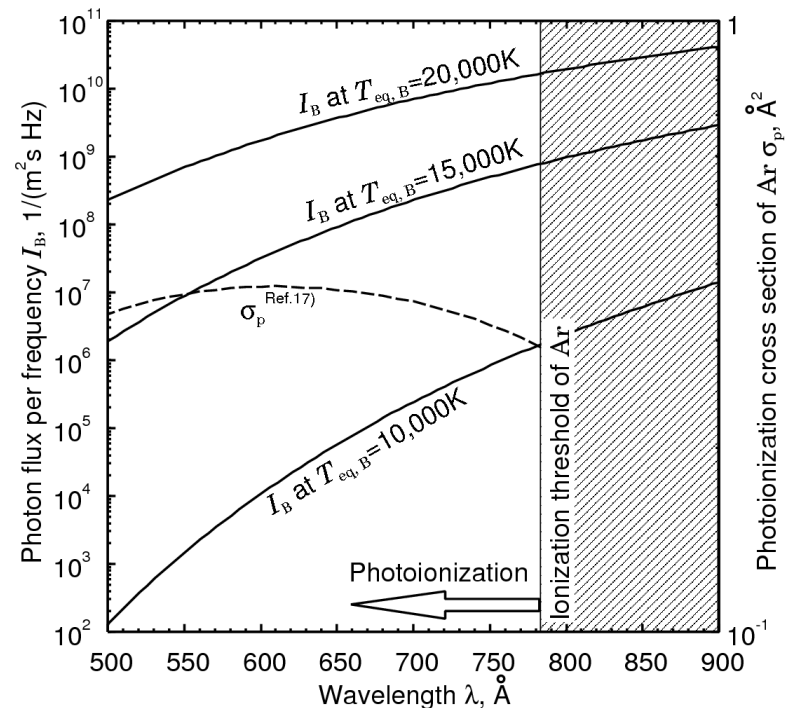
- 放射先行加熱電子の生成率

$$\dot{n}_{e,p} = \kappa I_{B,t,0} e^{-\kappa l}$$

- 電子加熱率

$$\dot{e}_{e,p} = k_B \dot{n}_{e,p} T_{e,p} \text{ with } T_{e,p} = \frac{1+4\gamma_p+6\gamma_p^2}{1+2\gamma_p+2\gamma_p^2}$$

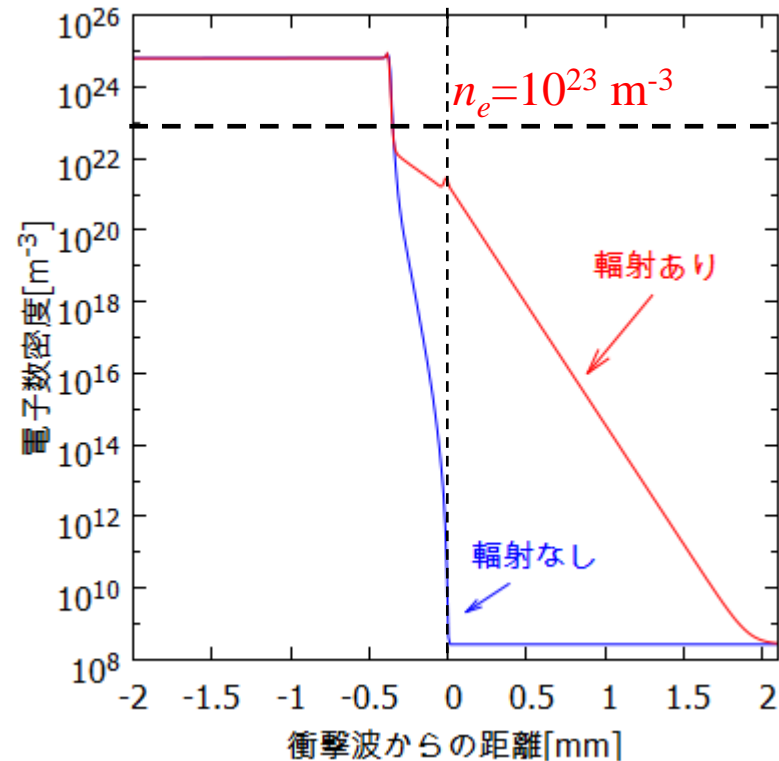
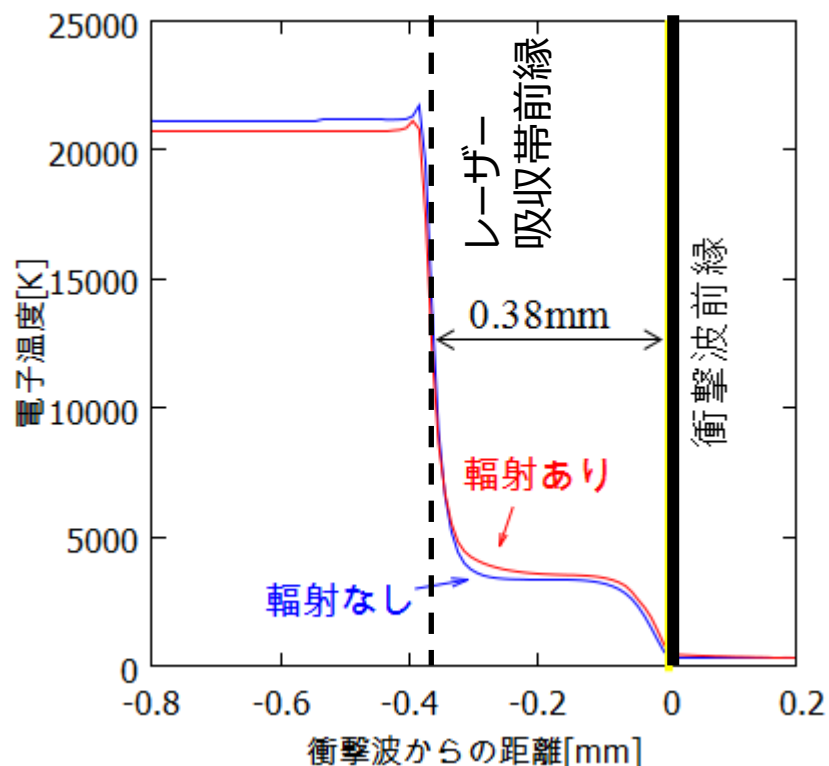
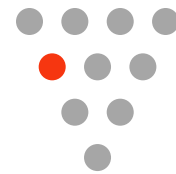
Fujita et al. AIAA 2001-2765
 の黒体放射モデル



※アルゴンのデータ

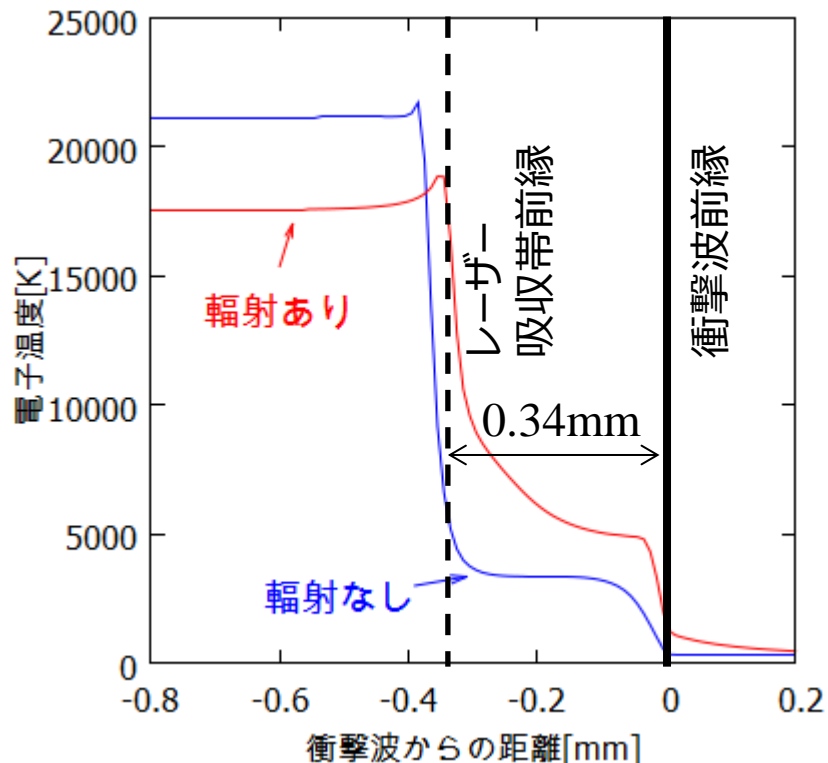
$T_{e,B} = 2,5000\text{K}$ (ほぼ実際の温度)
 $= 40,000\text{K}$

$T_{eq,B}=25,000\text{K}$ の場合

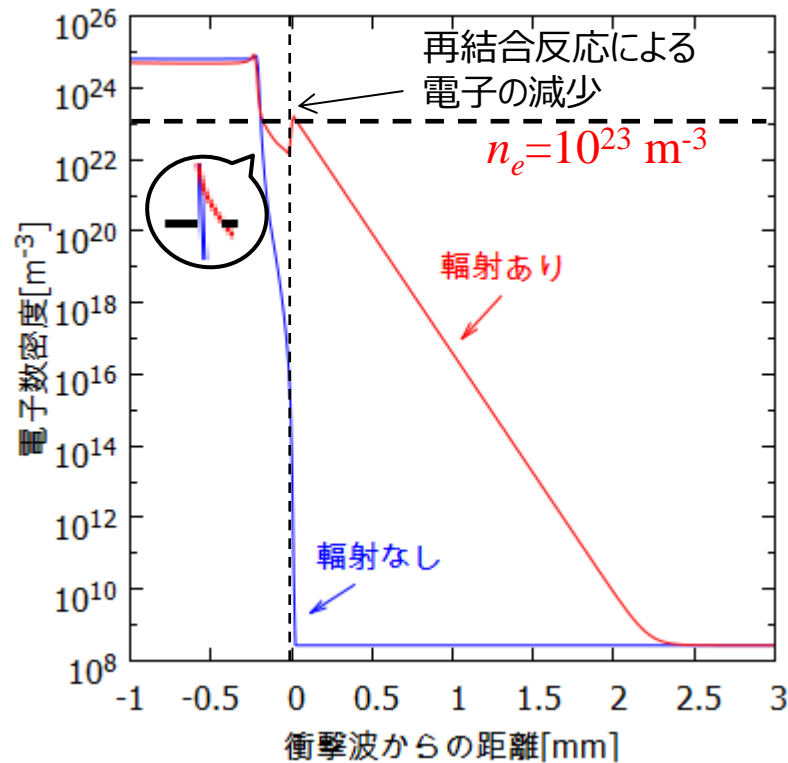


- 輻射加熱による影響はほとんど見られない
- 衝撃波とレーザー吸収帯の距離は 0.38mm
- 衝撃波前方より電子が生成しているが、前方で吸収体生成に必要な電子量の閾値までは達しない
- 吸収帯の発生を早めるほどの十分な電子は生成されない

$T_{eq,B}=40,000\text{K}$ の場合（非物理的だが強制的に強める）

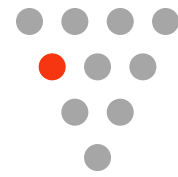


- 衝撃波前方より電子温度が上昇
- 衝撃波とレーザー吸収帯の距離は0.04mm縮まる

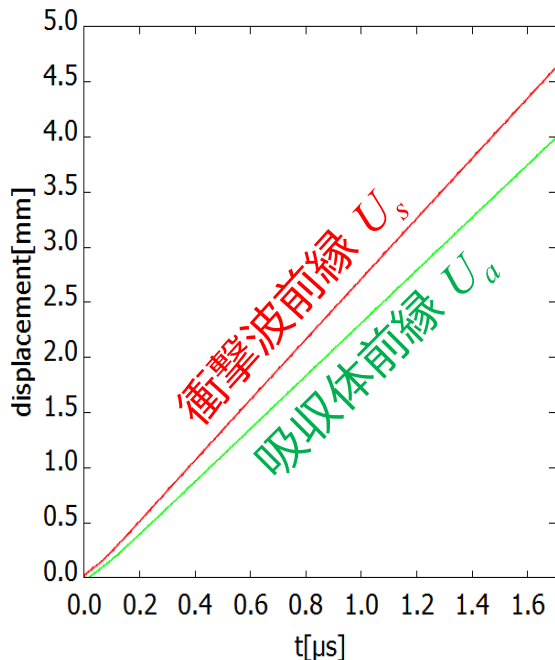


- 電子数密度は衝撃波前方より上昇し、吸収体生成に必要な電子量を越える。
- 衝撃波発生時の密度の上昇によりイオンが電子と再結合し、電子の数密度が減少

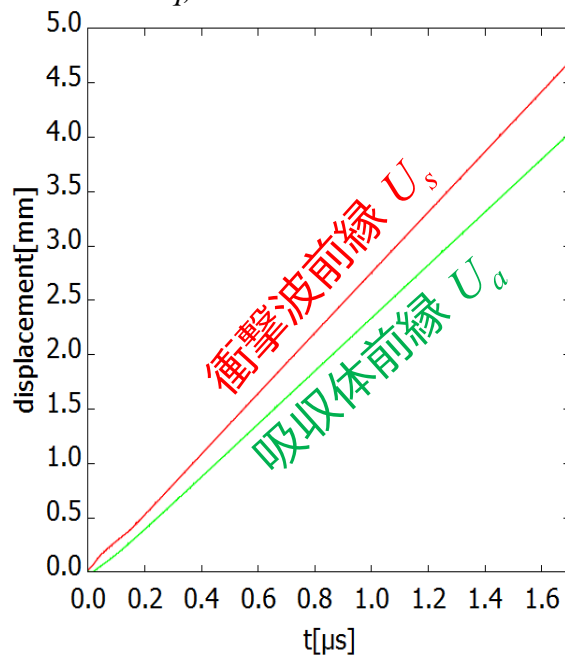
衝撃波と吸収体の伝播速度($x-t$ 線図)



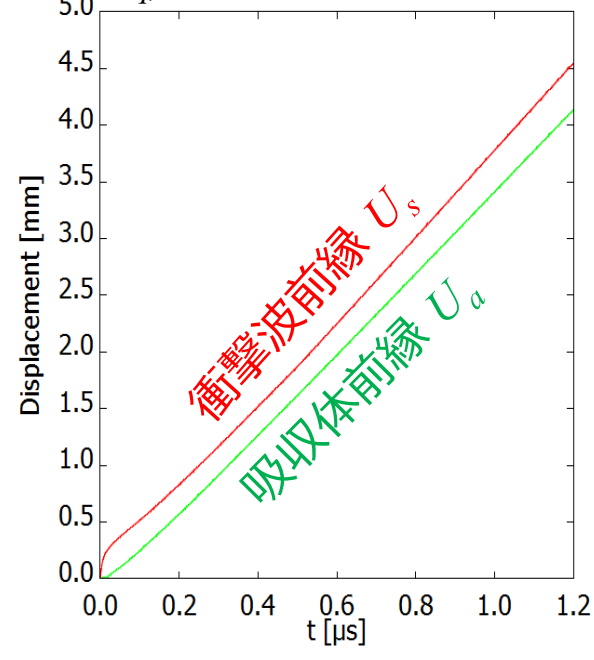
輻射無し



$T_{eq,B}=25,000\text{K}$ の輻射



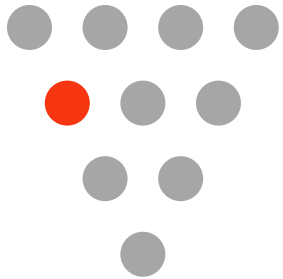
$T_{eq,B}=40,000\text{K}$ の輻射



(※ $U_{CJ} = 3302$ [m/s]($\gamma=1.1$), 4219 [m/s]($\gamma=1.2$))

	U_s [m/s]	U_a [m/s]
輻射無し	2742	2393
$T_{eq,B}=25,000$ K	2769	2379
$T_{eq,B}=40,000$ K	3804	3465

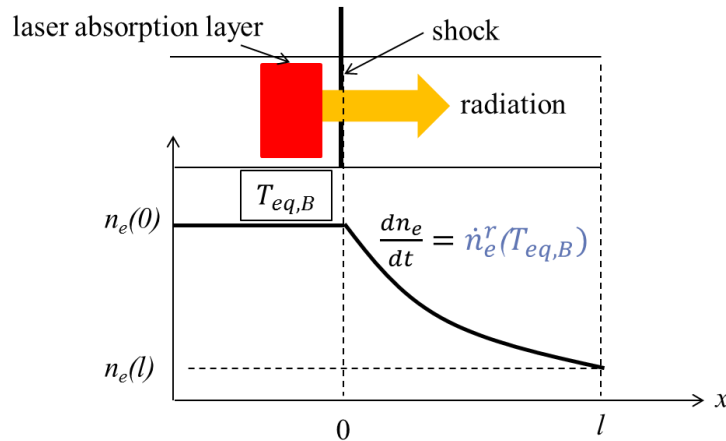
- $T_{eq,B}=40,000$ Kの時は、かなり速度が上がり、C-J速度に近づくが、衝撃波と吸収体は離れたまま
- **輻射による電子生成だけでは、完全なLSDは形成できないようだ**



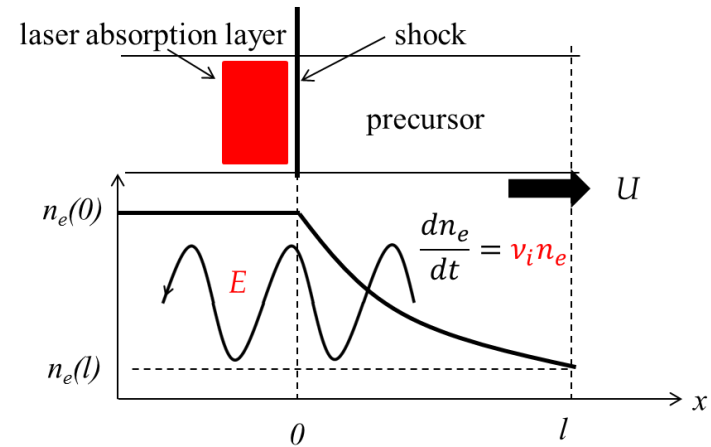
3. 他に考えられる原因は？

- ストリーマー放電モデル（ $1\text{MW}/\text{cm}^2$ クラスのレーザー強度で重要となる）が必要？
- 化学反応や温度モデルなどの影響？

嶋村・小紫らのストリーマ放電モデル



輻射による電子生成



ストリーマ放電による電子生成

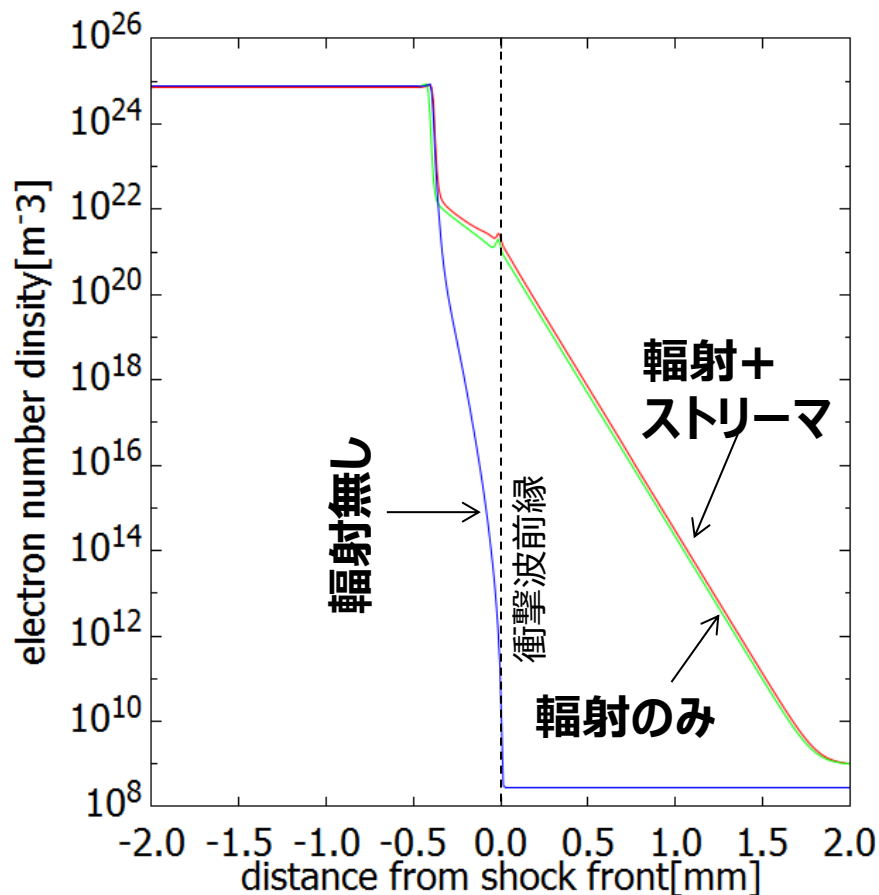
質量保存則(電子)

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial(n_e u)}{\partial x} = D_e \frac{\partial Y_e}{\partial x} + \dot{\omega}_e + \dot{n}_e^r(T_{eq,B}) + \nu_i n_e$$

$$\nu_i = \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right) \frac{1}{\varepsilon_i} [\text{s}^{-1}] \quad \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right) = 6.34 \times 10^{13} \frac{\nu_m}{\omega^2 + \nu_m^2} S [\text{ev/s}]$$

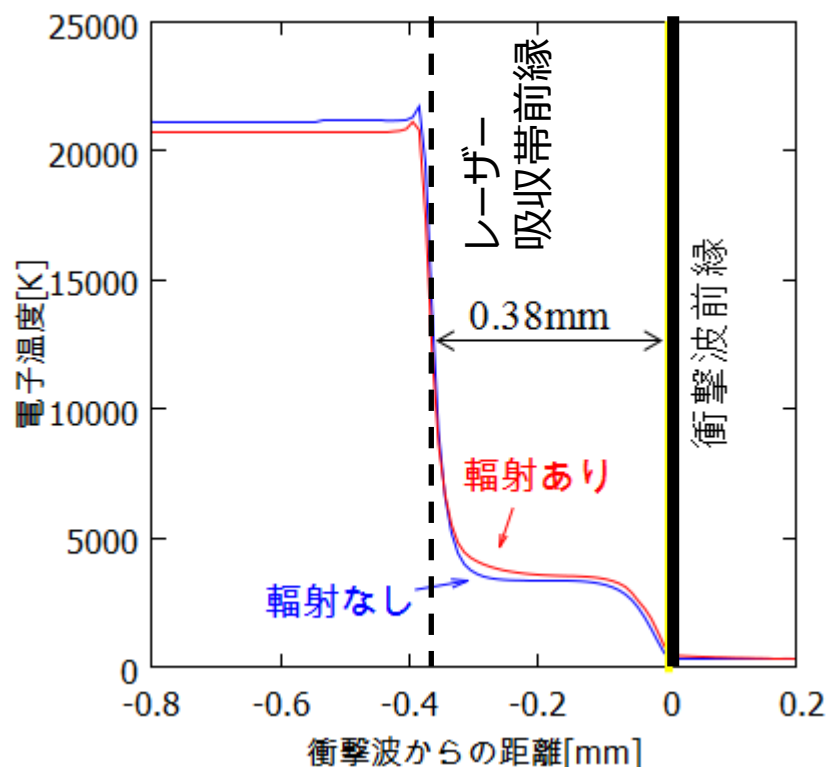
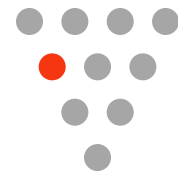
n_e : 電子数密度, $\dot{n}_e^r(T_B)$: 光電離電子生成率, ν_i : 電離周波数, ε_i : 電離ポテンシャル, ε : 内部エネルギー, S : レーザー強度, ω : 角周波数, ν_m : 電子-原子間衝突周波数

ストリーマ放電の先行電子への寄与

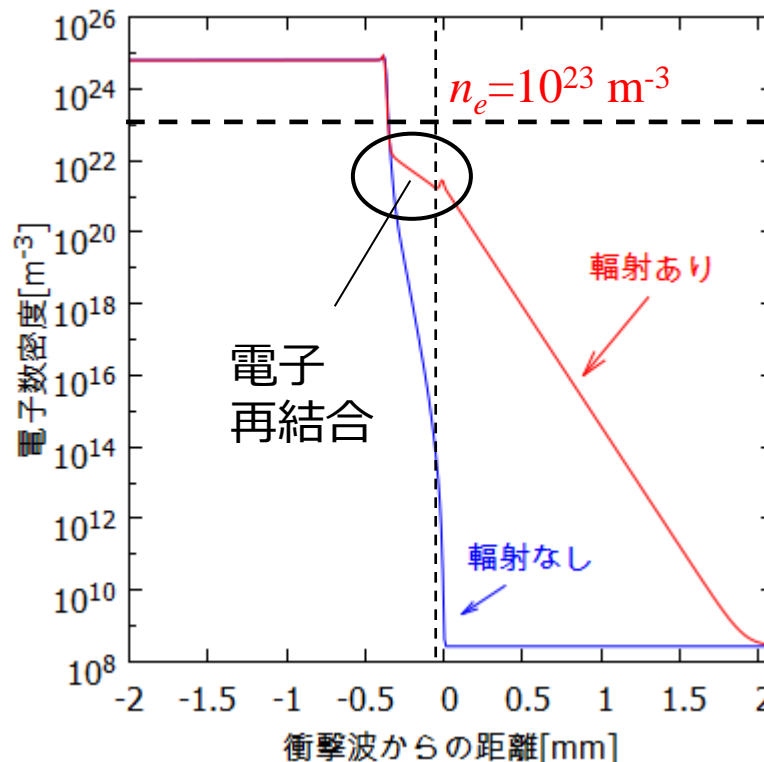


- 衝撃波前方では、ストリーマより輻射による電子生成が支配的
- 10MW/cm²のレーザー強度では、ストリーマ放電は、あまり効いてこない可能性がある
- ストリーマ放電はもっと弱いレーザー強度（1MW/cm²程度）で重要になるのだろう

衝撃波背後での電子再結合の過度の見積



電子温度分布 ($T_{eq,B}=25,000\text{K}$)



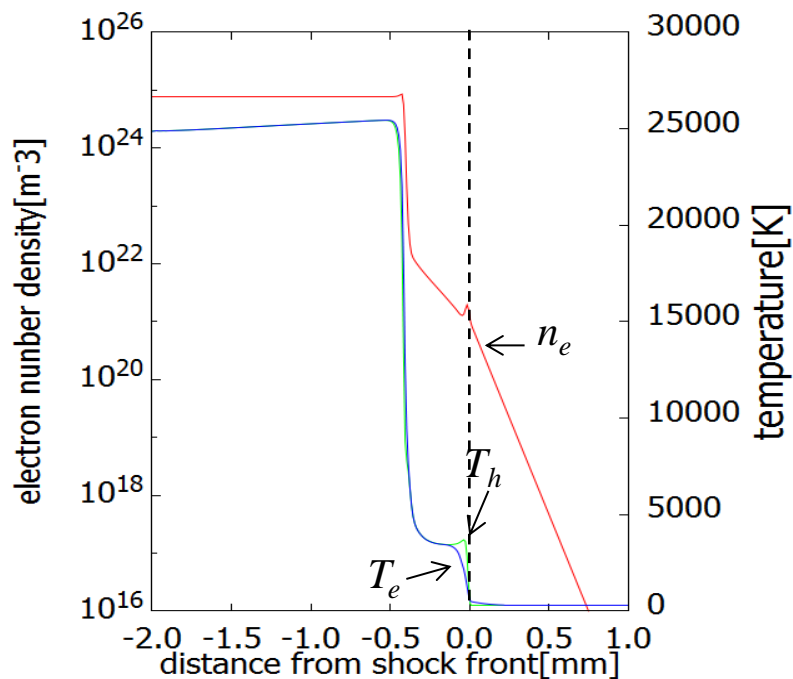
電子密度分布 ($T_{eq,B}=25,000\text{K}$)

- 衝撃波背後において電子の生成率が緩やかになる
 - ✓ 再結合反応が原因 (主に $\text{O} + \text{O} \leftarrow \text{O}_2^+ + e$)
- 二温度モデル (振動 = 電子並進) の使用により、電子温度が低めに見積られ、電子再結合が過度に起こっている可能性がある

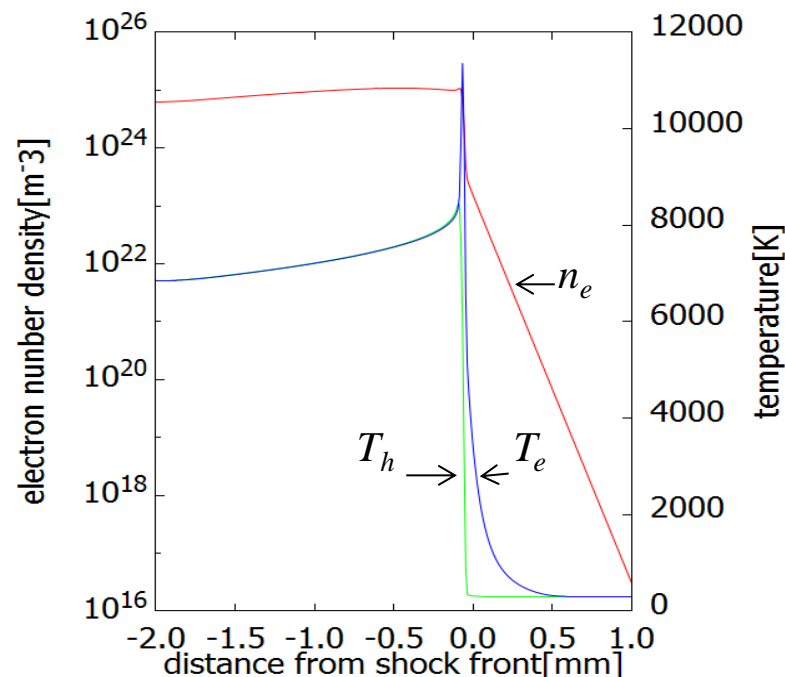


再結合反応が仮に無かったとしたら

再結合反応有り



再結合反応無し



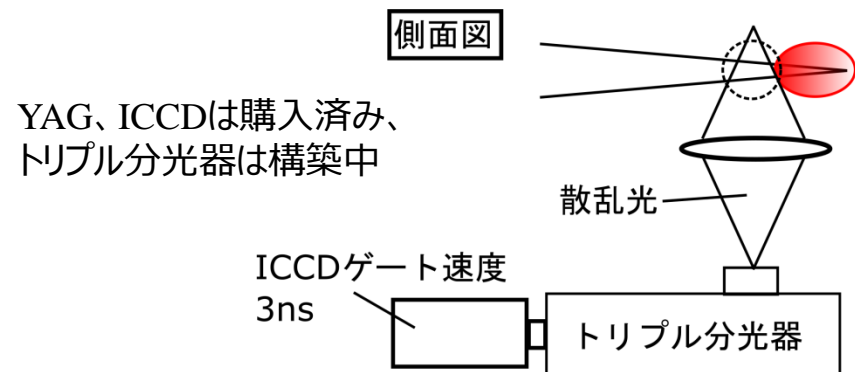
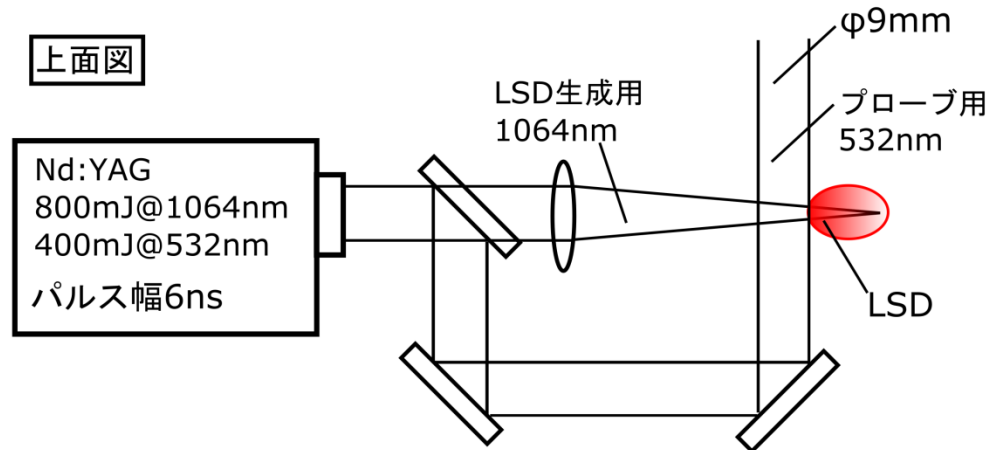
- 再結合を無視すると完全なLSDが形成される
- 衝撃波の背後で電子が減少しないことが重要
- 多温度モデルを用いて、吸収体前方の電子温度を正確に見積もる必要がある（振動温度のないArの場合なども調べる）
- 再結合反応モデルの見直しなども必要かもしれない

先行加熱領域での電子密度と温度計測の試み

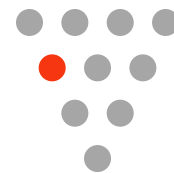
- 先行加熱領域の電子密度 ($n_e = 10^{18} - 10^{23} \text{m}^{-3}$) と電子温度 ($T_e = 1,000 - 10,000 \text{K}$) の分布を知りたい

レーザートムソン散乱法

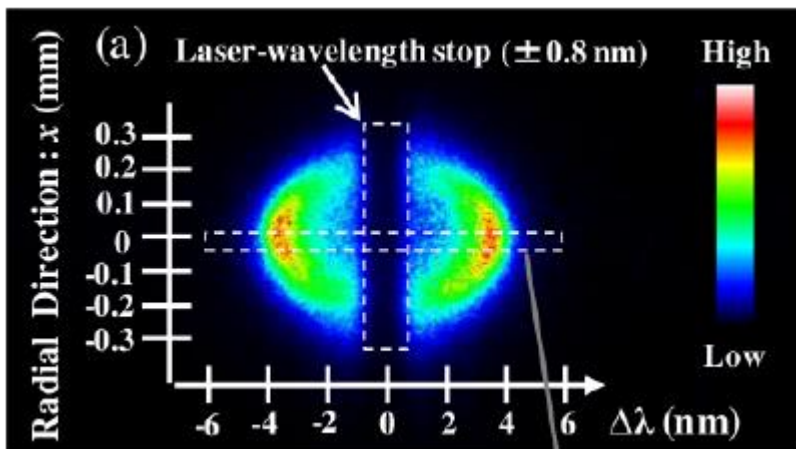
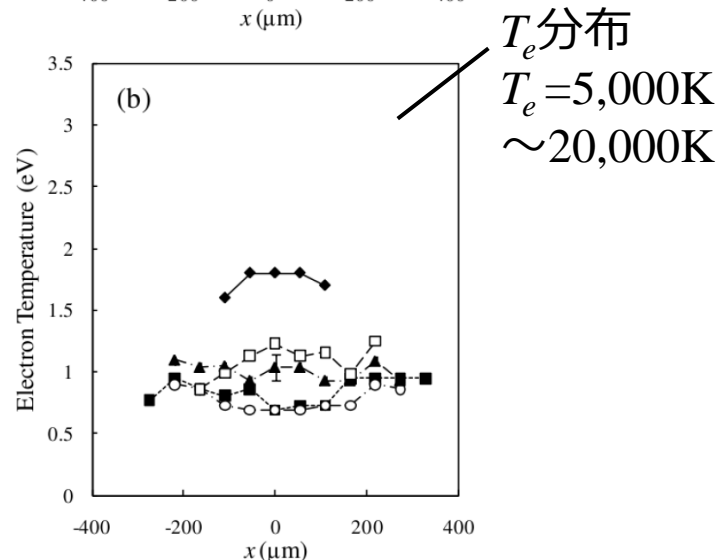
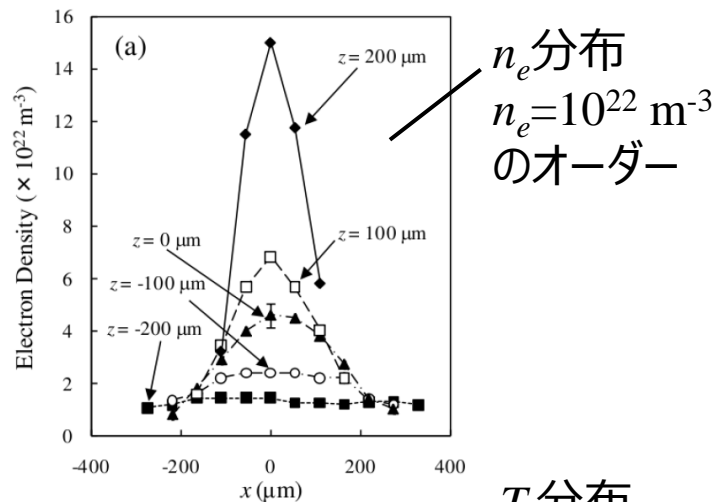
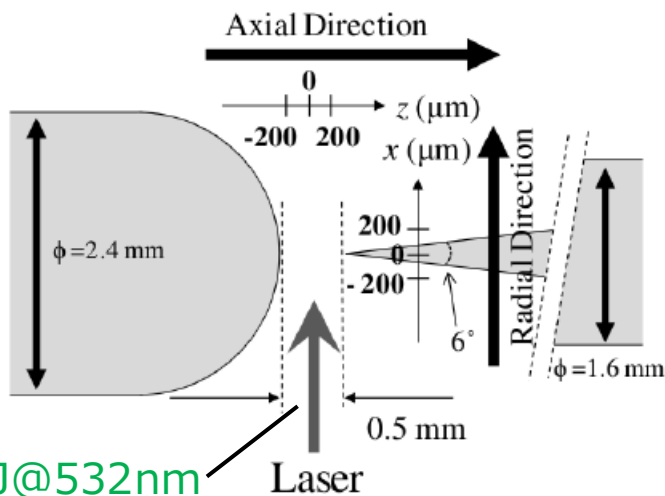
- この範囲のプラズマに適用可能
- 先行加熱領域をプローブレーザーの有効径3~9mm程度の一次元分布を一気に取得可能
- YAG (1064nmと532nm) を用いてテスト実験を行う
- 将来的にはCO2レーザーのLSDに適用
- YAG (パルス幅6ns) の場合、ICCDのゲート速度が3nsのため、積算はほとんど出来ない、同期が難しいなどの問題が予想される



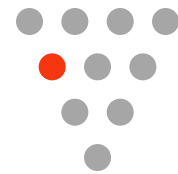
LTSを用いた一次元データ取得例（富田ら）



タイムスケール50ns程度の非定常放電の $t=25\text{ns}$ でのレーザー一発でのLTS計測



散乱光取得画像



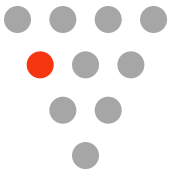
まとめ

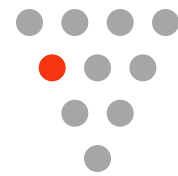
- LSD波を維持する限界レーザー強度付近の電子生成メカニズムを調べるため、一次元数値解析を行った。
- LSDを維持するレーザー強度閾値付近では、衝撃波加熱・電子拡散・熱伝導だけでは、計算は実験値を説明できない。
- 輻射先行加熱による電子の生成がLSD波維持に影響を与えていることがわかったが、完全なLSDの再現には至らない
 - もっときちんとした輻射モデルを組み込む予定
- ストリーマー放電モデルは、 $10\text{MW}/\text{cm}^2$ のパワー強度では寄与は少なく、もう一桁小さいパワー強度で重要となる可能性がある

今後の予定



- 衝撃波背後の電子再結合が、LSD維持に関係している可能性がある
 - 吸収体前方で多温度モデルを用いて、吸収体前方での熱化学非平衡を正確に取り扱う予定
 - 化学反応モデルの再検討
 - アルゴンでの計算の試み
- LTS法により先行加熱領域での電子密度・温度の一次元分布の取得の試み
 - Nd:YAGを用いて計測法の確立を試みる
 - 将来的には、COレーザーのLSDへ適用を目指す





レーザー推進の研究背景

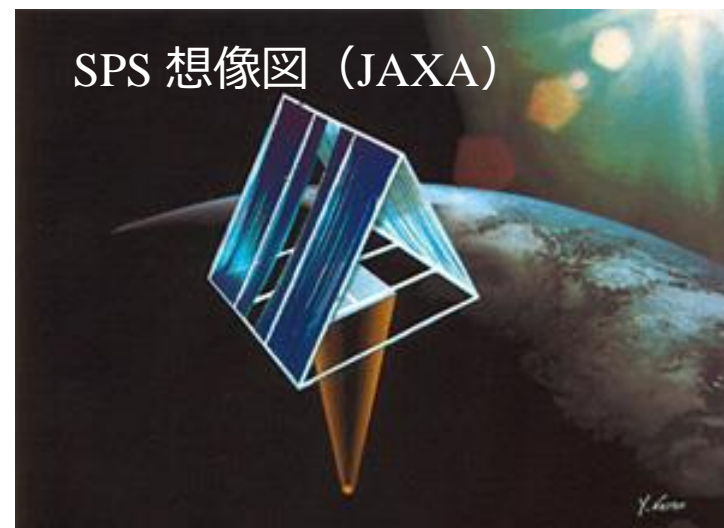
- Solar Power Satellite (SPS:太陽発電衛星)
 - エネルギー問題解決を目指し、実現化の流れ
 - 1GWクラスの重量は一万トン
- H2ロケット(2ton/Launch) による静止軌道打ち上げ
 - 40億円/ton→SPS建設にトータル40兆円



- ✓ SPS側：最低二桁はコストを下げてほしい(4000億円)
- ✓ 打上側：ブレークスルーが必要

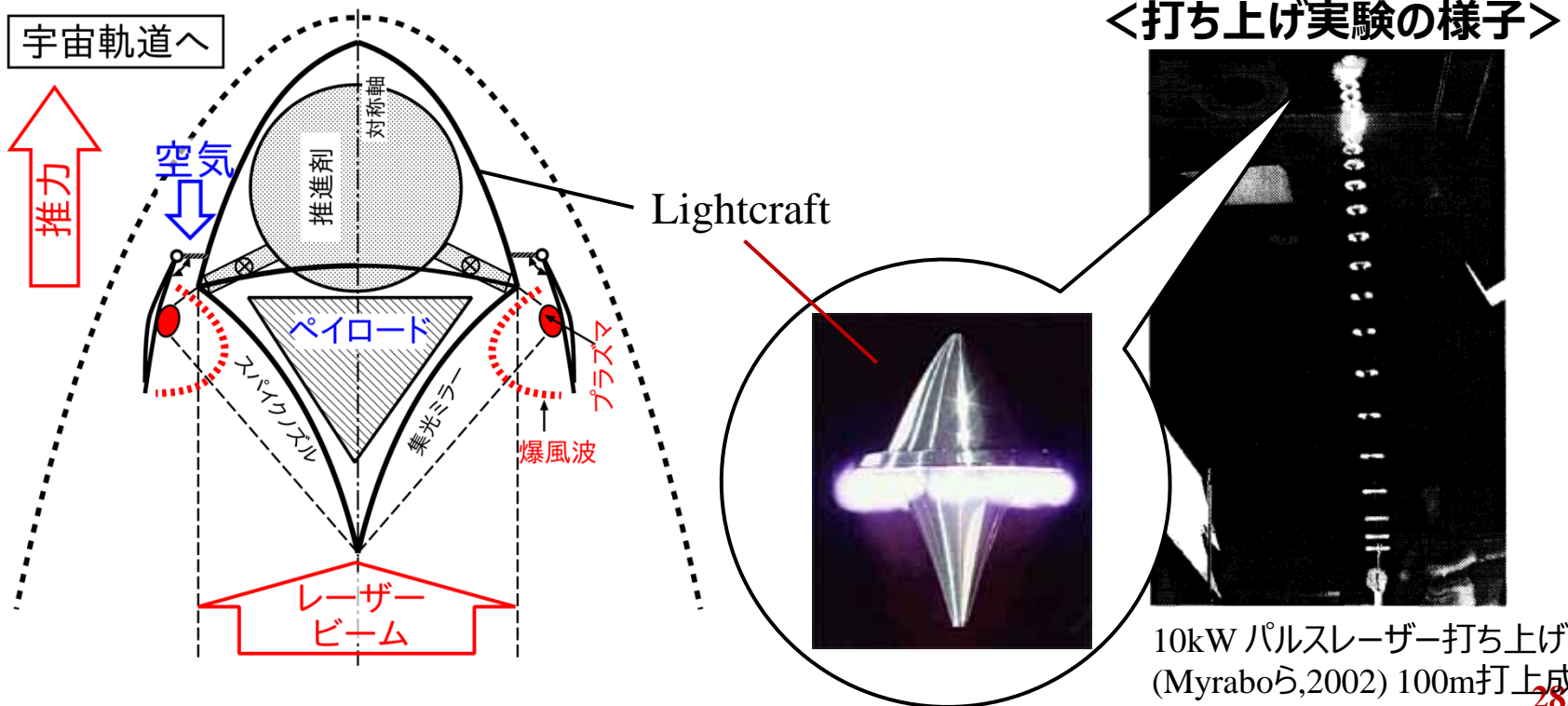


レーザー推進はどうだろう？



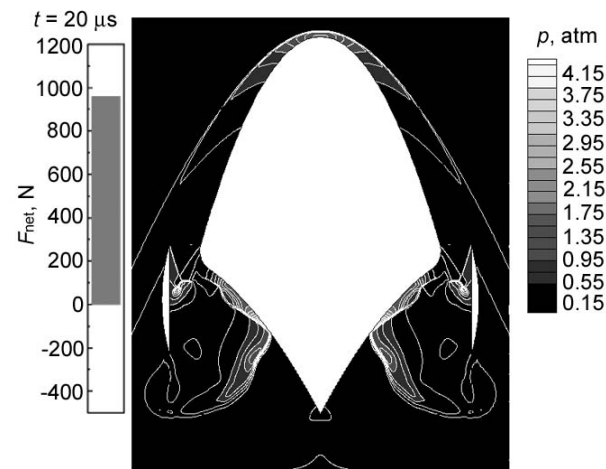
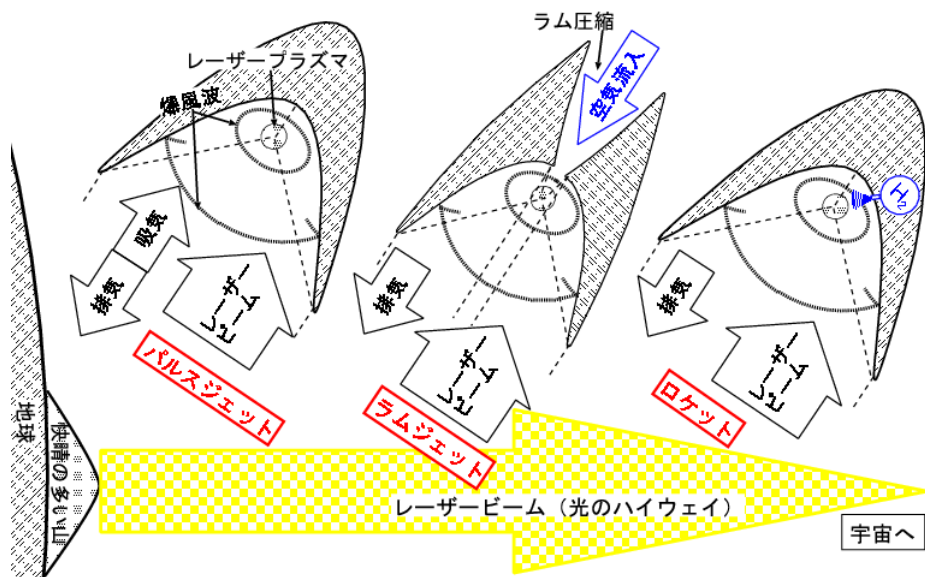
パルスレーザー推進とは？

- 地上または宇宙の基地からレーザーを伝送
 - エネルギー源の搭載不要、空気吸い込み式
 - 推進剤の大幅な減量→ペイロード比大
- ノズルでビームを集光→構造が簡単で安い制作費



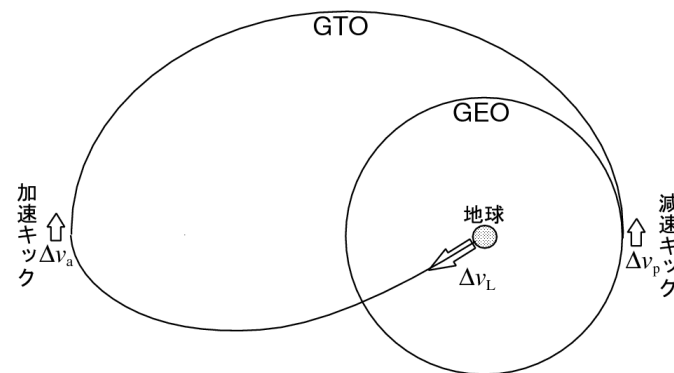


小型ビーミングSSTO打ち上げ機の提案



流体解析により推力をモデル化

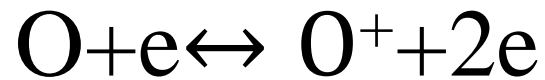
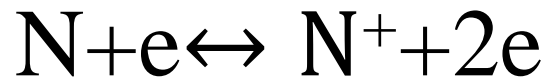
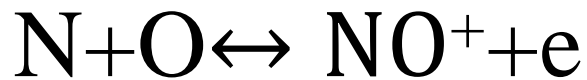
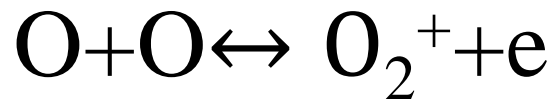
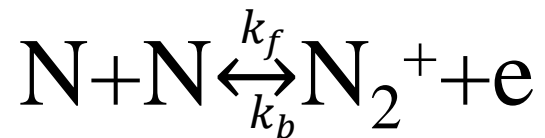
エネルギー源を外部に持つ高ペイロード比達成可能な低コスト打ち上げシステム



推力モデルを使って、打ち上げ軌道とコストを予測

Katsurayama et al. ACTA Astronautica. 2009.

再結合反応



$$k_b = \frac{k_f}{k_{eq}}$$

$$k_f = C_f T^\eta \exp(-\theta/T)$$

C_f, η, θ : アレニウス定数

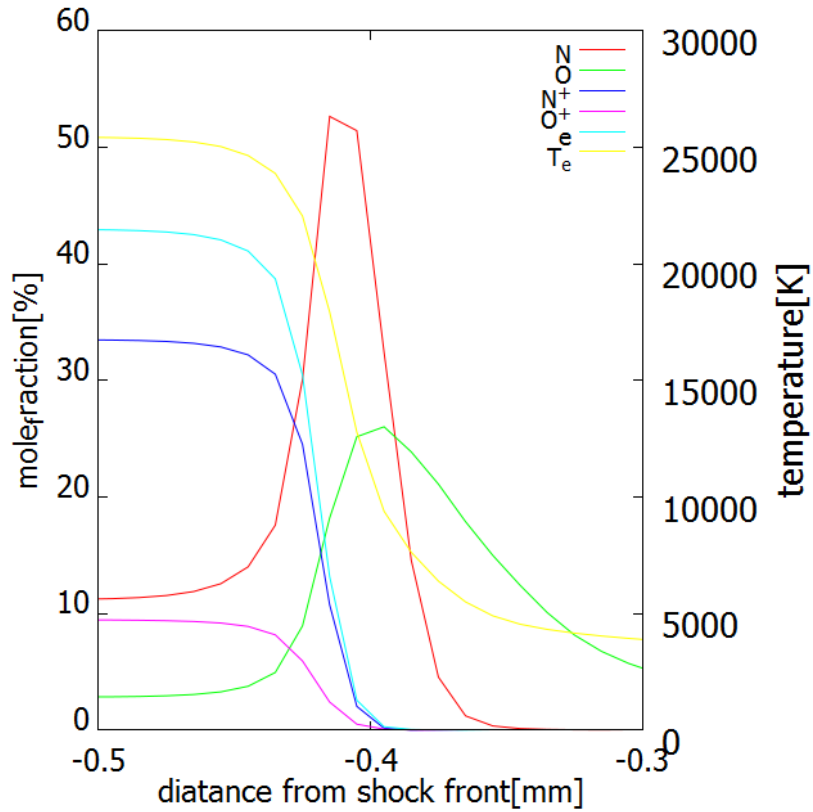
k_{eq} : 平衡定数

$$k_b \propto \frac{1}{T_e^\alpha}$$

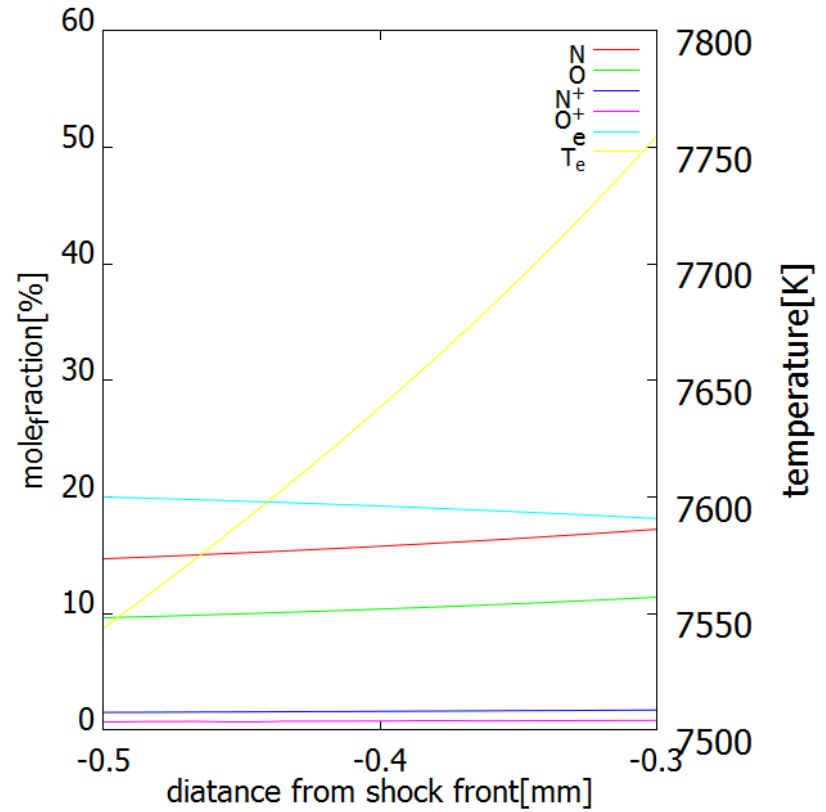
電子温度が高くなると
 k_b は小さくなる

化学組成

再結合反応有り



再結合反応無し



数値解析結果から見る
強いBSD、弱いBSD

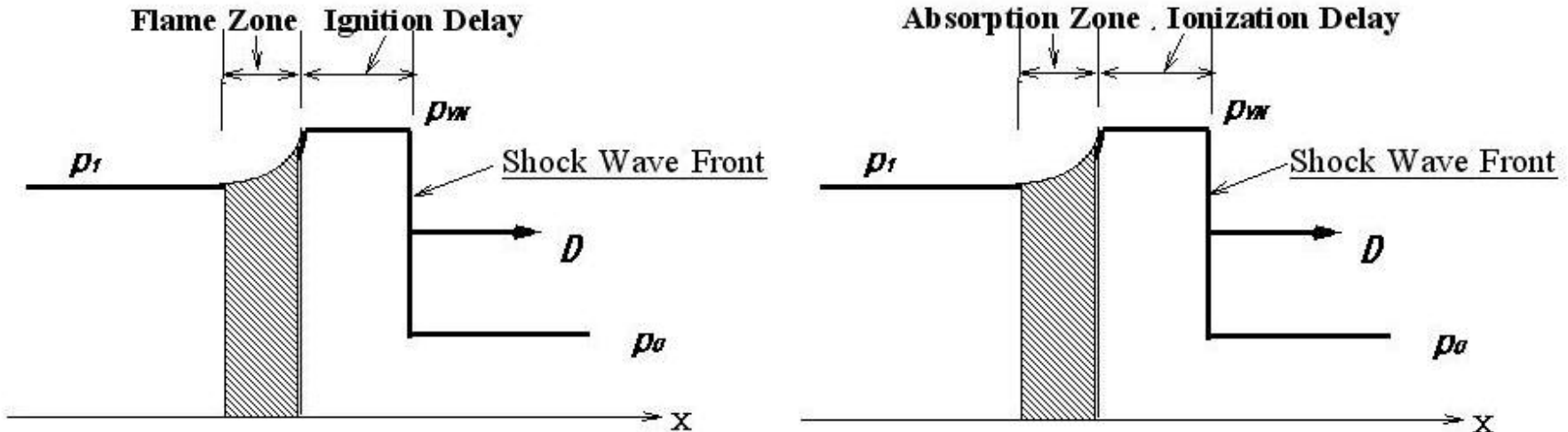
Hiroyuki SHIRAISHI

***Department of Mechanical Engineering,
Daido University, Nagoya, JAPAN***

Introduction:

1-D STEADY PRESSURE PROFILE BY ZND MODEL

Beam-supported Detonation (BSD) is denominated LSD/MSD after an irradiated beam

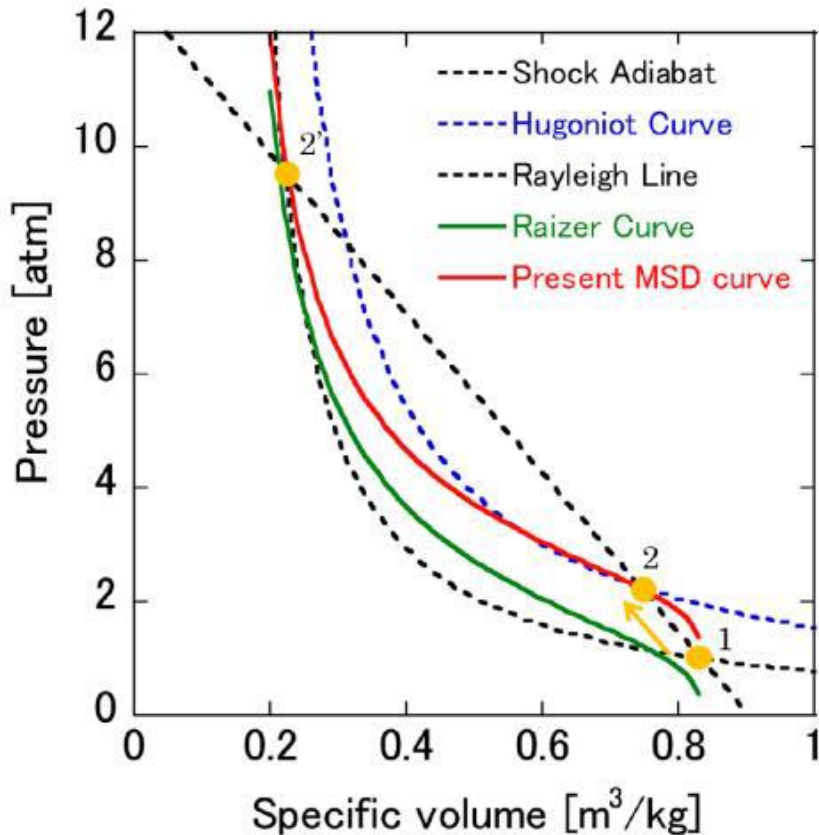


(a) Chemical Detonation Wave

(b) Laser/Microwave-supported Detonation (**LSD/MSD**)

✧ *In LSD/MSD wave exothermicity is supplied not by chemical reaction but by radiation absorption*

問題とされている点



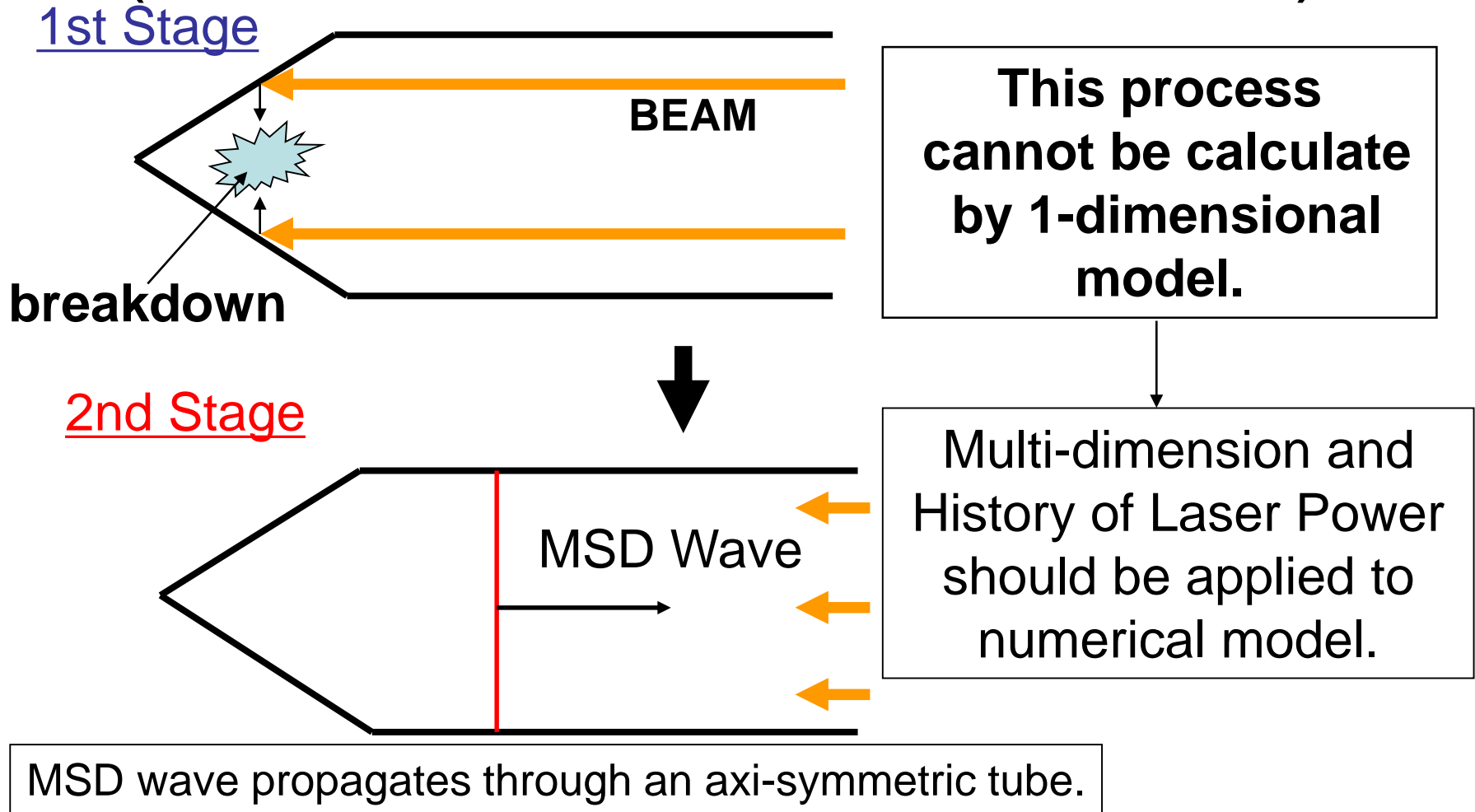
・理論上は、MSDにおいて「弱い」デトネーションと「強い」デトネーションが存在。

・過去の1次元CFDではLSDもMSDも「強い」デトネーション。不連続面から電子が染み出て弱いMSDを形成するのに、電子熱伝導や電子拡散以外に何か別のメカニズムは？黒体輻射？ストリーマー？

・ひとまず、従前のモデルで本当に出ないのかを数値計算。

出典：嶋田豊，柴田鉄平，小田靖久，他，
(ビームにより生成されるデトネーションの構造に関する理論的考察)
平成21年度衝撃波シンポジウム、2010年3月

The Plan for MSD Calculation (more realistic than 1-D model)



NUMERICAL MODEL AND ASSUMPTION

(i) *The plasma is electrically neutral having no charge separation.*

- An **argon gas** at room temperature is applied for propellant. Even if the gas is ionized and a plasma is generated, it has no charge separation.
- Ambipolar diffusion is considered.

NUMERICAL MODEL AND ASSUMPTION

(ii) Chemical reactions considered are ionization, bremsstrahlung and inverse bremsstrahlung.

Ionization



Inverse Bremsstrahlung



Bremsstrahlung



NUMERICAL MODEL AND ASSUMPTION

(iii) The thermal non-equilibrium is considered as *2-Temperature model*.

- **Electron temperature T_e**
(electronic mode,
electron-electronic excitation mode)
- **Heavy particle temperature T_h**
are considered.

Fundamental Equations

axisymmetric Navier-stokes equations

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial r} = \frac{\partial \mathbf{F}_v}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}_v}{\partial r} + \frac{\mathbf{H}}{r} + \mathbf{S} \quad (\text{where } i \text{ indicates } Ar, Ar^+, e)$$

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho v \\ E \\ E_e \\ \rho_i \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \\ E_e u \\ \rho_i u \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \\ E_e v \\ \rho_i v \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{H} = -\begin{pmatrix} (E+p)v + \left(\tau_{rx}u + \tau_{rr}v + \kappa_r \frac{\partial T_h}{\partial r} + \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial r} + \sum_j D_j h_j \frac{\partial \rho_j}{\partial r} \right) \\ \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial r} + \sum_j D_j h_{e,j} \frac{\partial \rho_j}{\partial r} \\ -\rho_i v + D_i \frac{\partial \rho_i}{\partial r} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{F}_v = \begin{pmatrix} \tau_{xx} \\ \tau_{xr} \\ \tau_{xx}u + \tau_{xr}v + \kappa_r \frac{\partial T_h}{\partial x} + \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial x} + \sum_j D_j h_j \frac{\partial \rho_j}{\partial x} \\ \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial x} + \sum_j D_j h_{e,j} \frac{\partial \rho_j}{\partial x} \\ D_i \frac{\partial \rho_i}{\partial x} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{G}_v = \begin{pmatrix} \tau_{rx} \\ \tau_{rr} \\ \tau_{rx}u + \tau_{rr}v + \kappa_r \frac{\partial T_h}{\partial r} + \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial r} + \sum_j D_j h_j \frac{\partial \rho_j}{\partial r} \\ \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial r} + \sum_j D_j h_{e,j} \frac{\partial \rho_j}{\partial r} \\ D_i \frac{\partial \rho_i}{\partial r} \end{pmatrix}$$

S: Source Terms

$$S = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ Q_{IB} - Q_B \\ Q_{EE} + Q_{IB} - Q_B \\ w_i \end{pmatrix}$$

▪ Q_{IB} : Radiative absorption due to **inverse bremsstrahlung**

$$Q_{IB} = I(x, t) \times (K_{ea} + K_{ei})$$

I: Laser Intensity,

K: Absorption coefficient

()_{ea} : Electron-Atom Collision

()_{ei} : Electron-Ion Collision

▪ Q_B : Energy loss due to **bremsstrahlung**

$$Q_B = 1.426 \times 10^{-40} n_e n_i T_e^{1/2} \left[\text{W} / \text{m}^3 \right] \quad \begin{matrix} n: \text{number} \\ \text{density} \end{matrix}$$

▪ Q_{EE} : Energy Relaxation Term

$$Q_{EE} = Q_T - p_e \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \right) + \frac{E_e + p_e}{\rho_e} w_e$$

where Q_T : the relaxation term between heavy particles and electrons

$$Q_T = 2\rho_e \frac{3}{2} R_0 (T_h - T_e) \sum_{i=h.p.} \frac{\nu_{e,i}}{M_i} - \sum_{i=ion} n_{e,i} \hat{I}_i$$

ν : effective collision frequency

\hat{I}_{Ar^+} : ionization potential

Scheme for FDM

- Semi-implicit Harten-Yee
(non-MUSCL modified-flux-type) TVD scheme is applied.
- Viscosity Terms are solved using an alternating-direction implicit (ADI) difference scheme.
- Radiative energy transfer terms Q_{IB} , Q_B and relaxation term Q_T are treated implicitly .

Governing Equation for Laser Intensity I

Axisymmetric Model

$$\frac{d(IA)}{dn} = I(r, x, t) \times A \times K$$

A : Cross section area of Nozzle

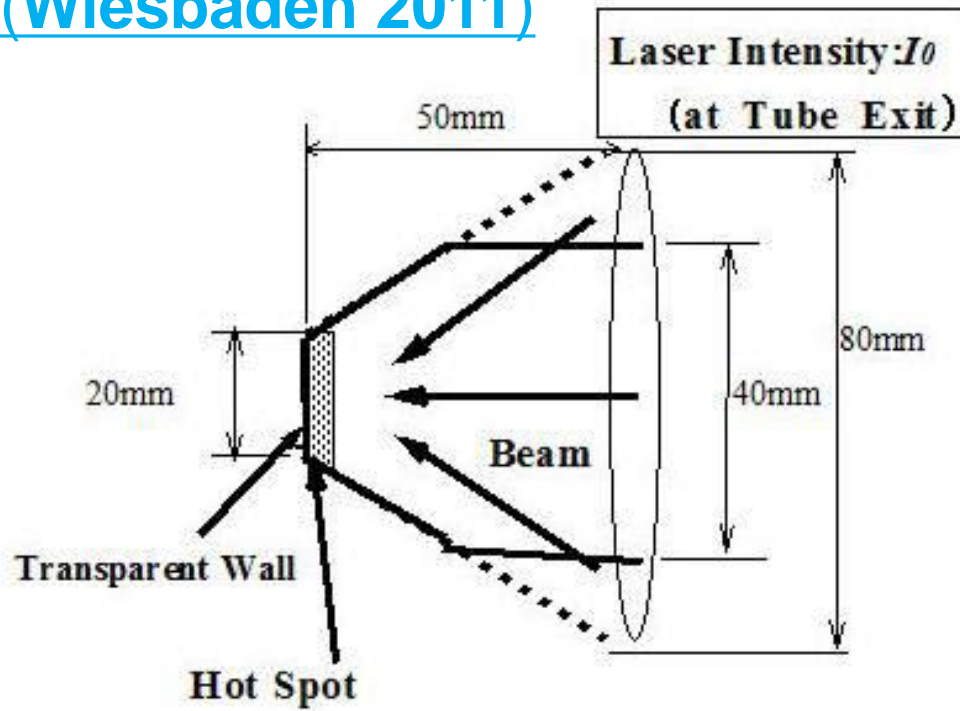
K : Absorption Coefficient

n : Direction of laser beam

Schematic View of Axisymmetric Tube

32nd IEPC (Wiesbaden 2011)

(Type 1)



- A hot spot (area) is set up to imitate the initial plasma, which is generated by dielectric breakdown.
- Laser Intensity is constant; History is not considered.

(2) Calculation Results for Tube Type 2

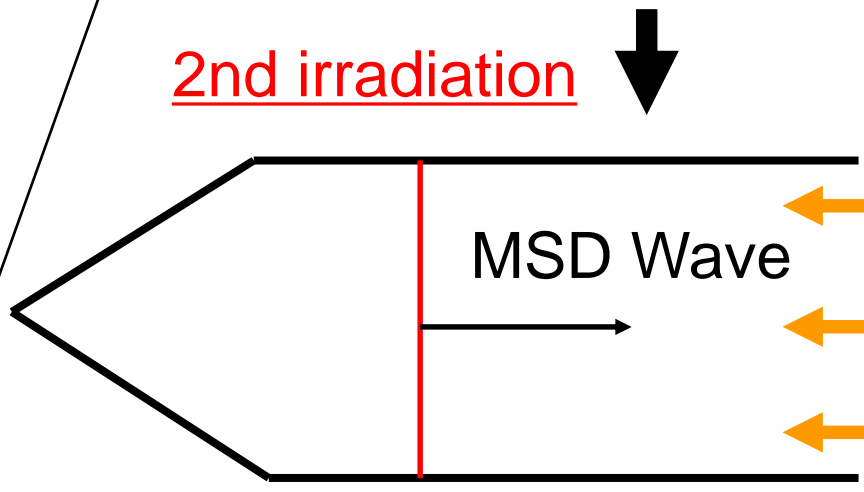
The Plan for MSD Calculation (more realistic than 1-D model)

1st irradiation



**This process
cannot be calculate
by 1-dimensional
model.**

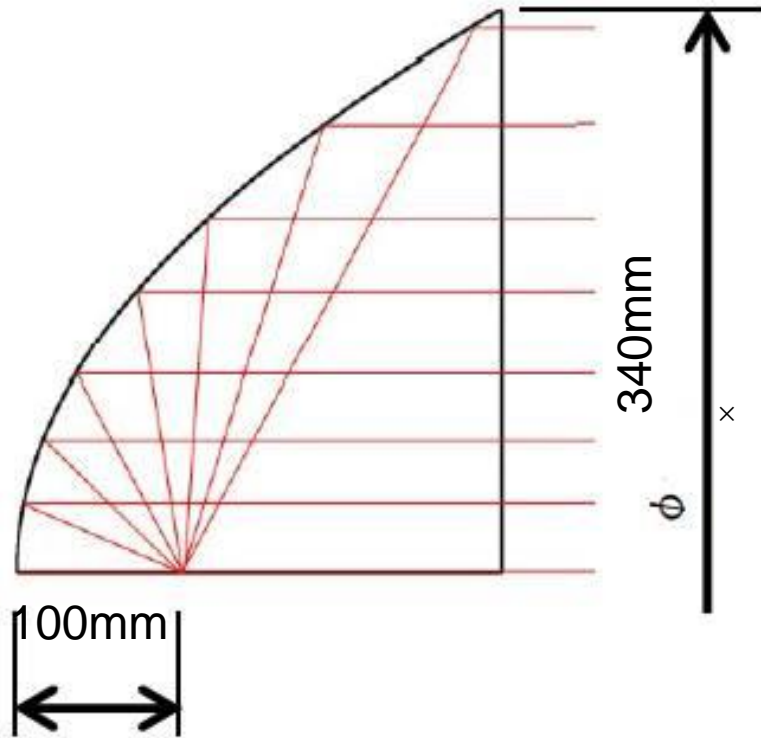
2nd irradiation



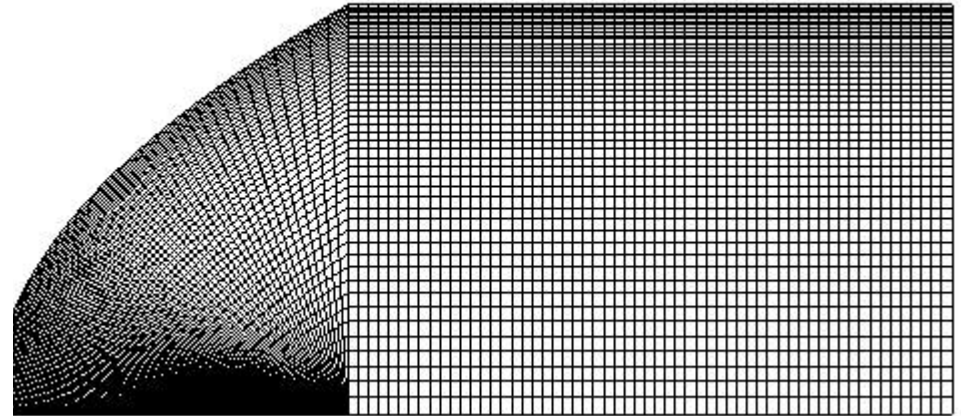
Multi-dimension and
History of Laser Power
should be applied to
numerical model.

This shape must be refined!

Schematic View of Axisymmetric Tube (Tube Type 2)



Parabolic reflector

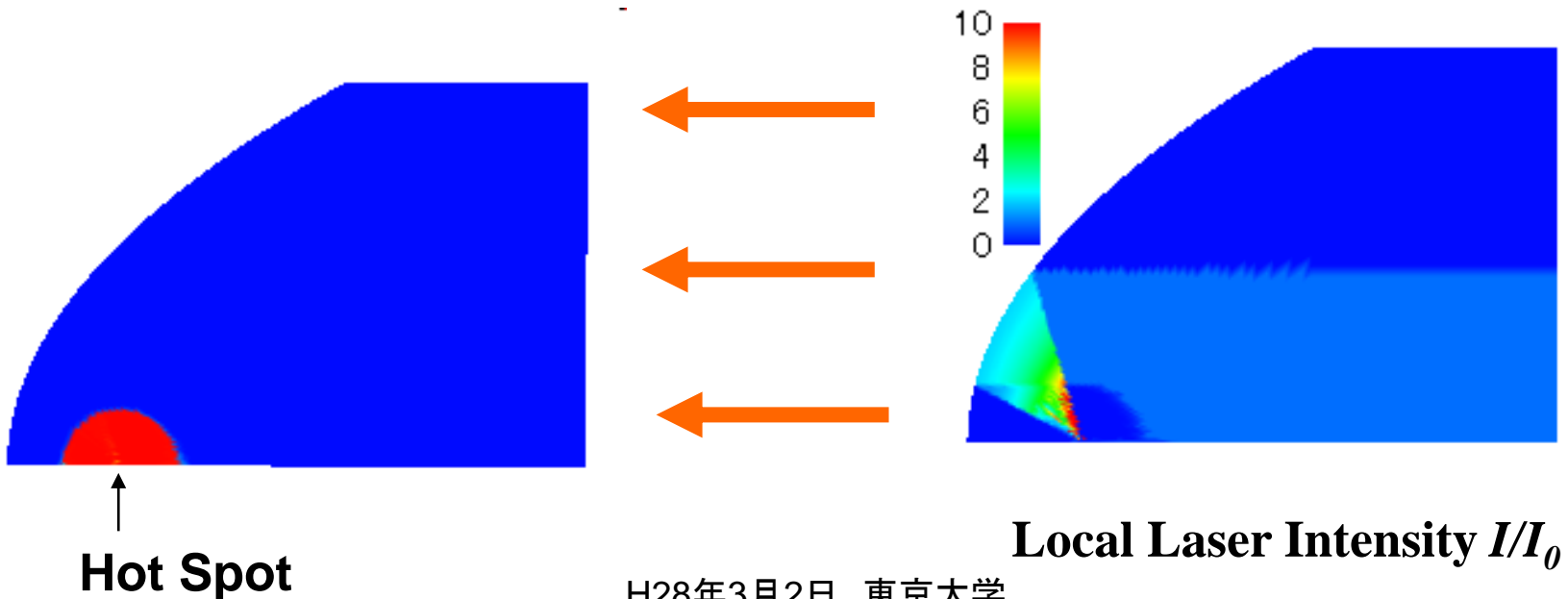


Computational Grid (51x 140)

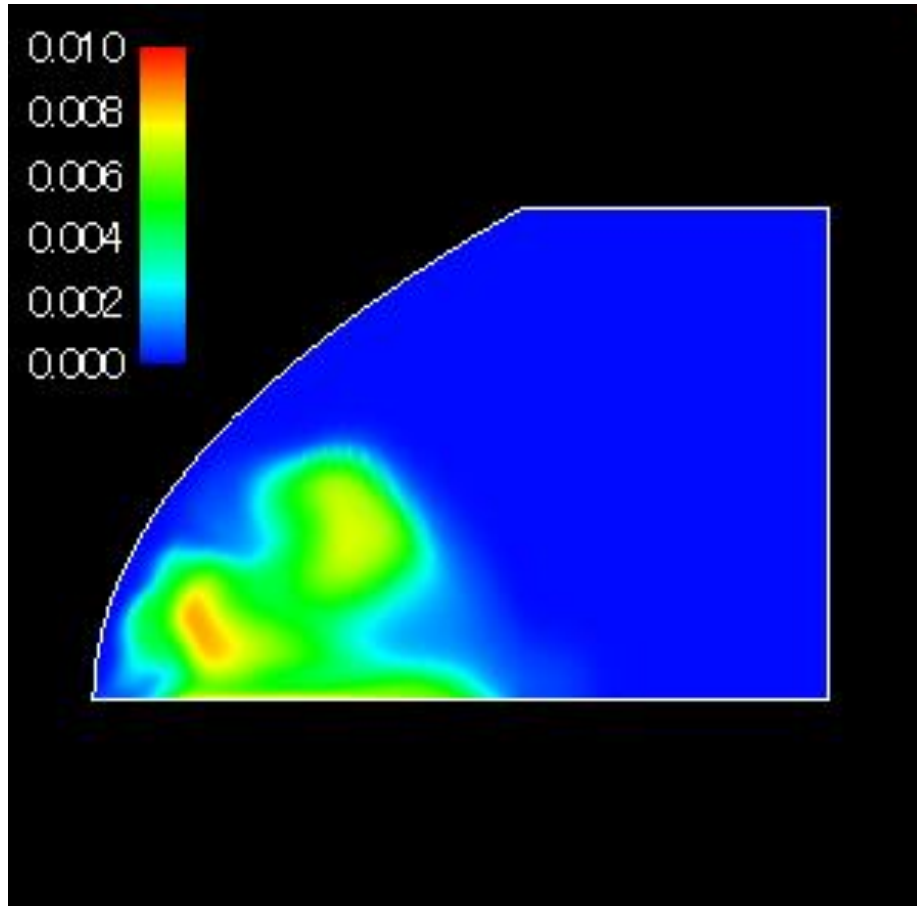
Parabolic reflector for 1st irradiation

Initial Conditions for 1st irradiation

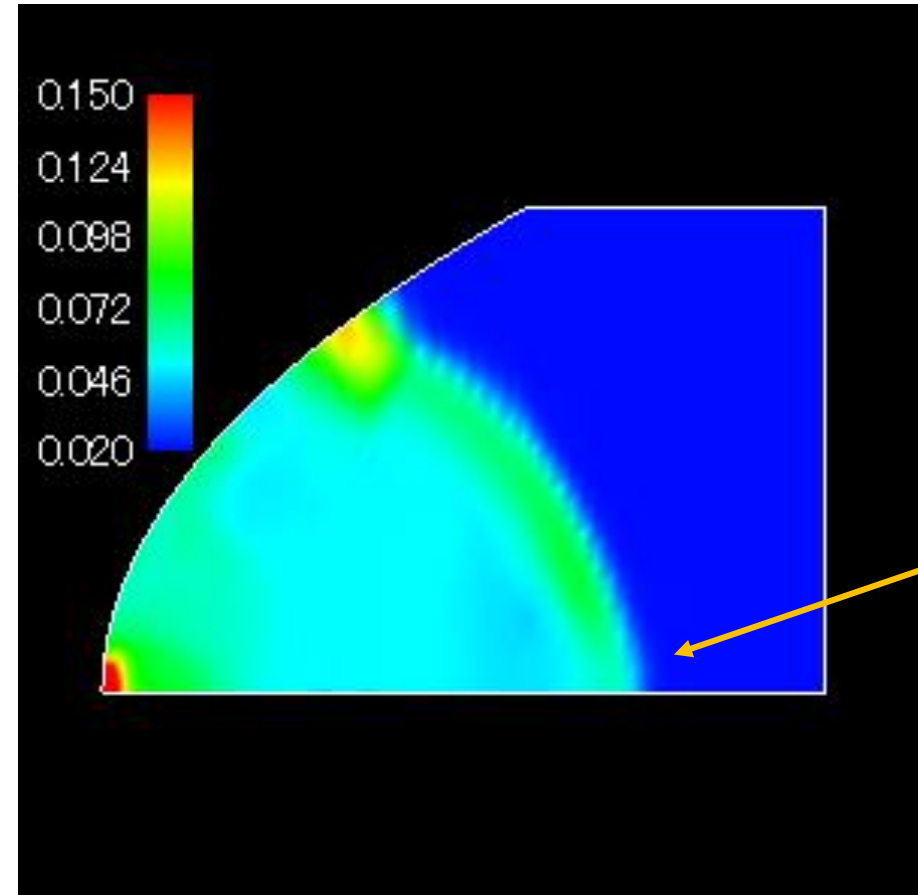
Laser Intensity	Hot Spot (Initial)	Other Area (Initial)	Hot Spot Radius	Cross Section Radius of Laser Beam
$I_0 = 2 \text{ kW/cm}^2$	1atm, 15000 K	0.01atm, 300 K	50 mm	150 mm (at Inlet) → 150 mm (parallel)



Final Status of 1st irradiation



Electron Number Density ($\times 10^{24} \text{m}^{-3}$)



Pressure (atm)

Time=278 μ sec.

2 zones propagate separately → MSC

Radiate Conditions for 2nd irradiation

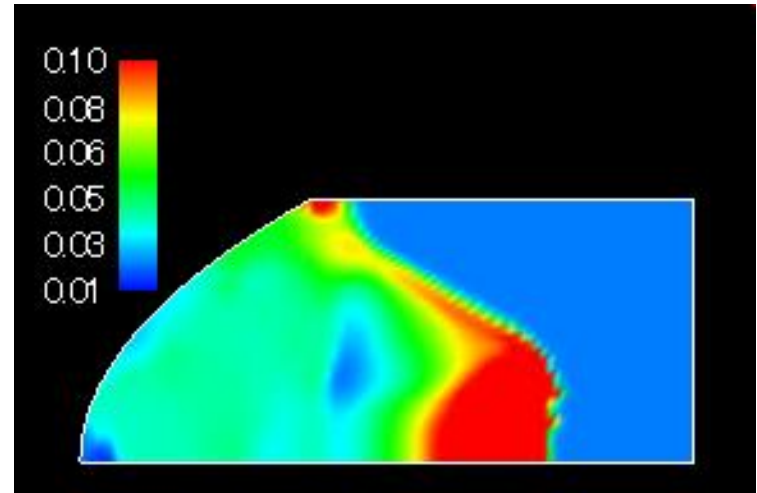
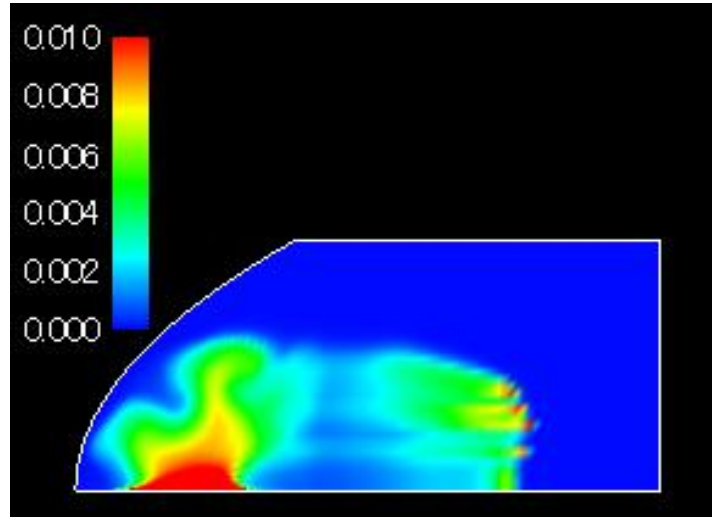
Laser Intensity $I_0 = 20 \text{ kW/cm}^2$	<u>Case1</u> Wavelength : 100μm	Cross Section Radius of Laser Beam 150 mm (parallel)
	<u>Case2</u> Wavelength : 250μm	

レーザー光は平行、断面積は一定。
→1次元的。

Calculation Results of Tube Type 2

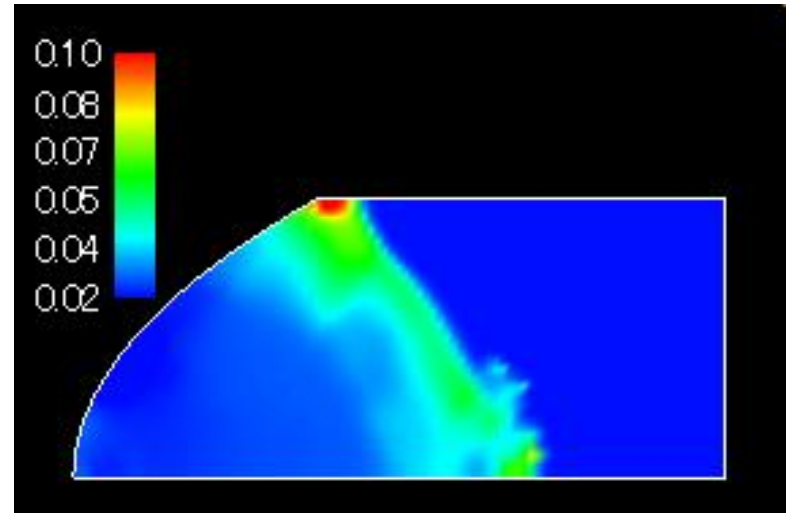
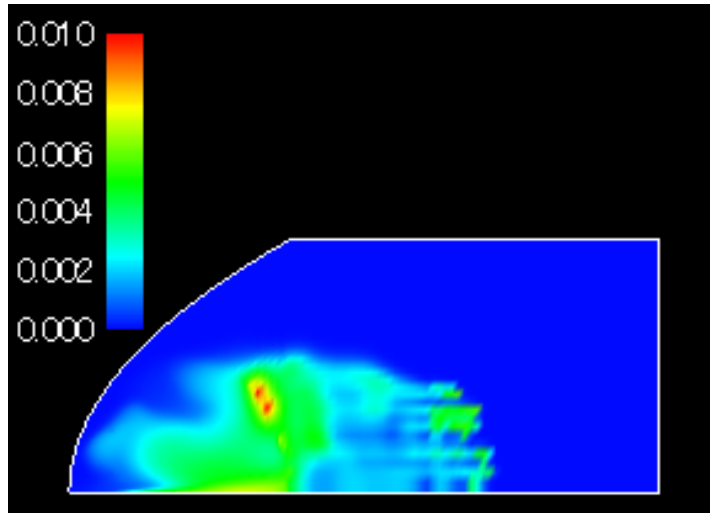
Case1 (100 μm Microwave)

Time=527 $\mu\text{sec.}$ (2nd:250 $\mu\text{sec.}$)



Case2 (250 μm Microwave)

Time=527 $\mu\text{sec.}$ (2nd:250 $\mu\text{sec.}$)

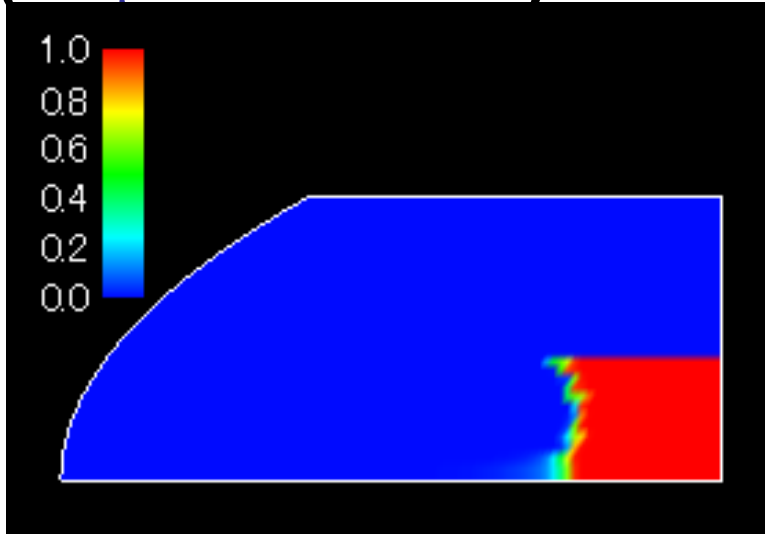


Electron Number Density ($\times 10^{24}\text{m}^{-3}$) [大学

Pressure (atm)

Calculation Results of Tube Type 2

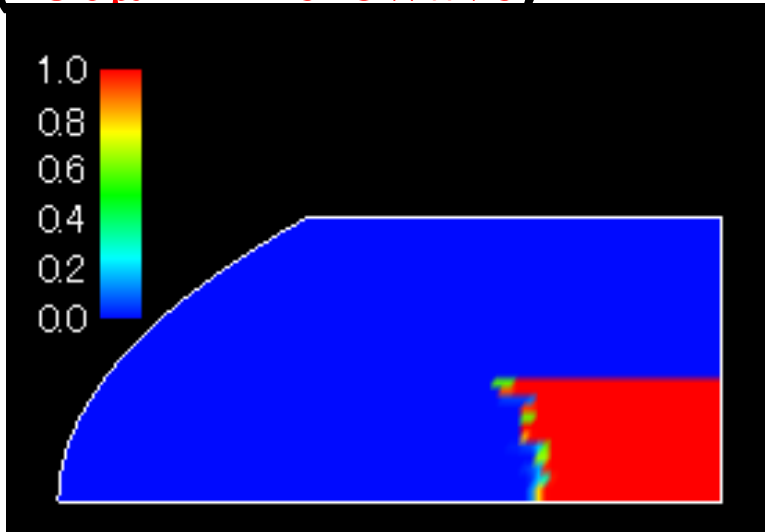
Case1 (100 μ m Microwave)



Local Laser Intensity I/I_0

Time=527 μ sec.
(2nd irradiation:250 μ sec.)

Case2 (250 μ m Microwave)



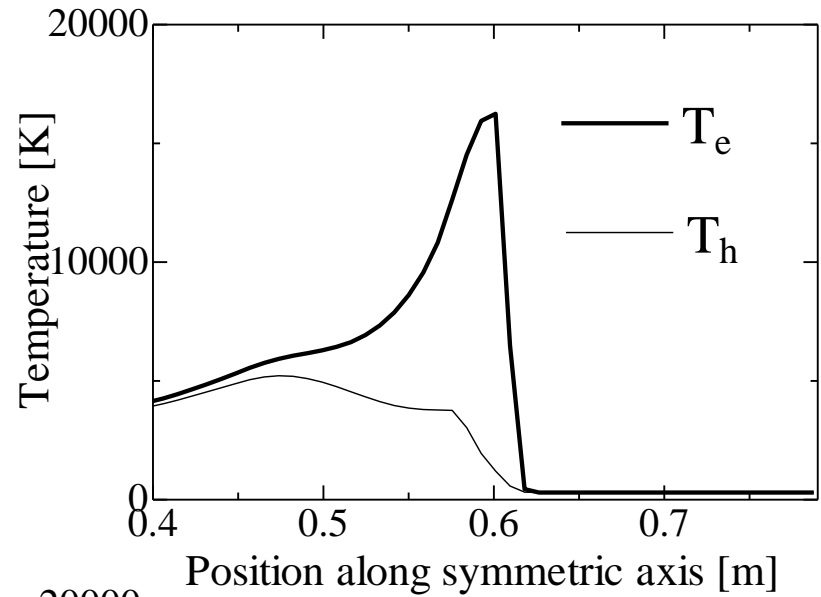
Time=527 μ sec.
(2nd irradiation:250 μ sec.)

Laser absorption is almost 100%.

Temperature distribution along symmetric axis

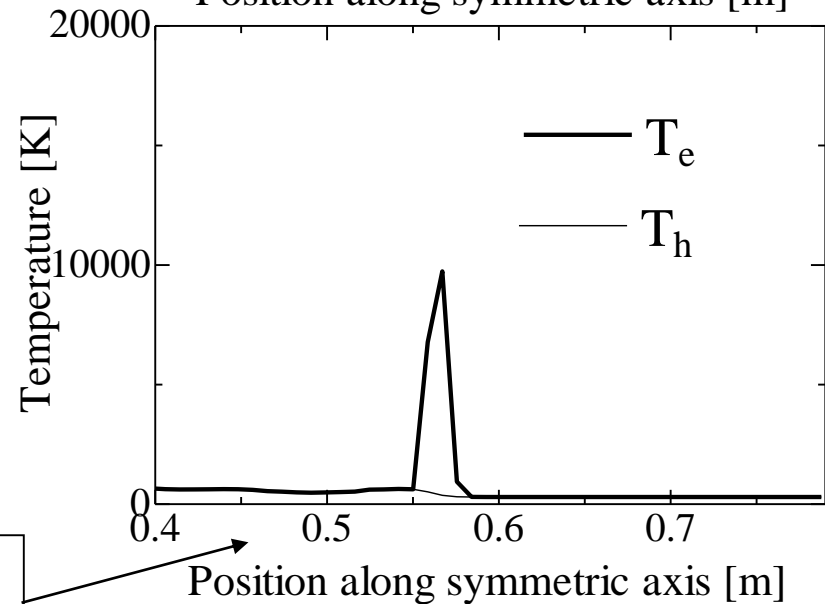
Case1 (100 μm Microwave)

Time=527 μsec .



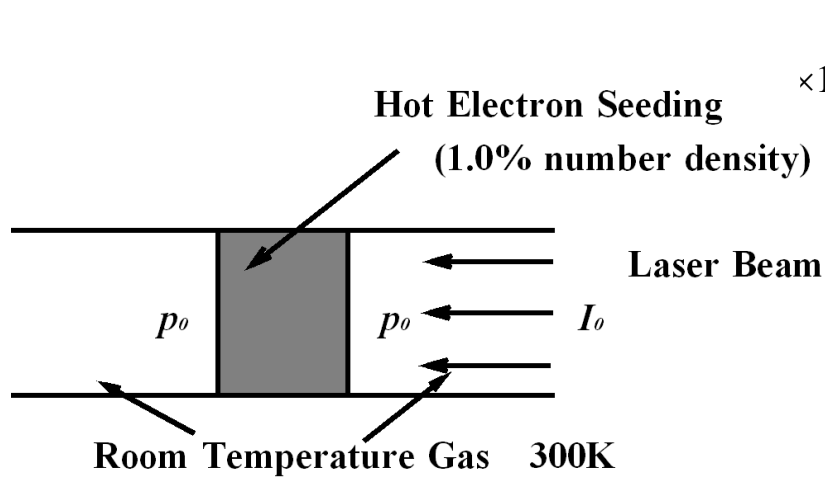
Case2 (250 μm Microwave)

Time=527 μsec .

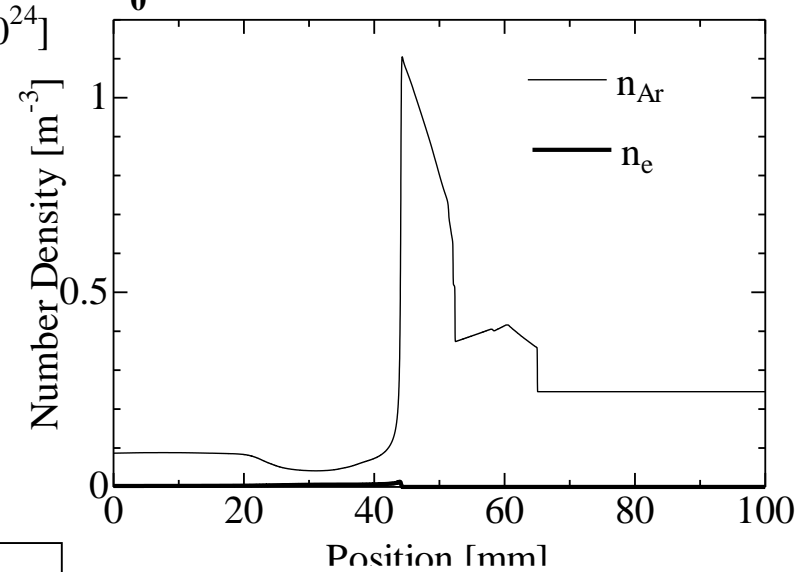


断面積一定、平行レーザー光で弱いMSD?

Initial Condition for Analysis

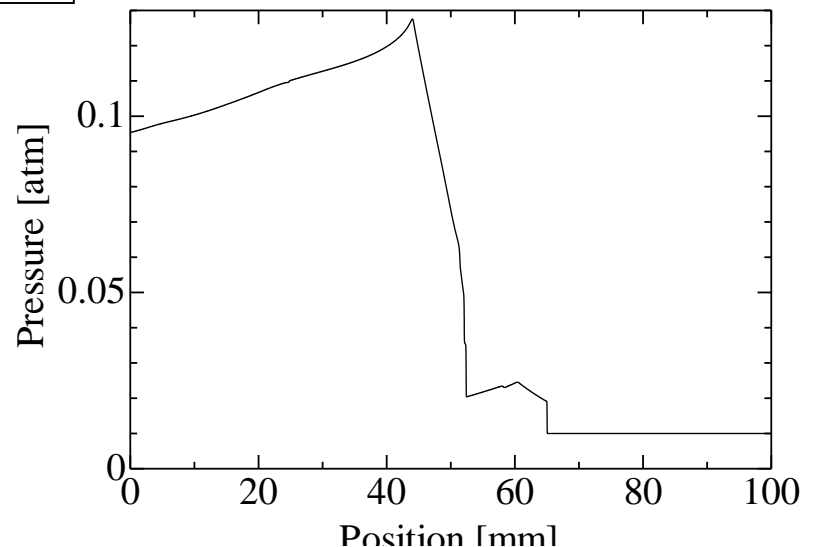


$$I_0 = 5 \text{ kW/cm}^2$$



それでは、1次元で同じ様に解析。しかし...

電離帯を先行する波によって圧力上昇。
弱いデトネーションにはならない。



まとめ

- 「弱い」MSDをCFD解析によって検討した。
- LSD解析で用いた解析模型を用い、2次元軸対称形状、250 μm 波長で弱いMSD様の伝播を確認。なお、最終状態は平行光線・断面積一定でほぼ1次元的に伝播するジオメトリーとしている。
- しかしながら、1次元解析にて条件を真似ても先行波によって弱いMSDにならない。両者の違いは発生過程における、空間的膨張による先行波の弱体化かと。もしもそうならば、1次元で弱いMSD・LSDを解析するには無理が有る事になる。



御清聴有り難うございました。

Thank you for your kind
attention!

Why Microwave Propulsion is studied?

Experiments on LSD wave

(1) Yamaguchi, et. al (Univ. Tokyo, 2008)

- Atmospheric Air ($1.013 \times 10^5 \text{Pa}$)

LSD-threshold

CO₂ laser : 3.7MW/cm^2 (velocity : $2.5 \times 10^3 \text{m/s}$)

Nd:glass laser : $1.1 \times 10^3 \text{MW/cm}^2$ velocity : $6.5 \times 10^3 \text{m/s}$)

(2) Endo, et. al (Hiroshima University, 2008)

- $0.1 \sim 1.0 \text{MPa}$ Air
- Velocity: $10,000 \sim 70,000 \text{m/s}$
- Laser Intensity: $1,000 \sim 10,000 \text{MW/cm}^2$

Developing an LSD wave Simulation tool based on a 1-D Laser-induced Discharge Model

Joseph A. Ofosu, Rei Kawashima, Kimiya Komurasaki,

Kohei Matsui, and Toru Shimano

The University of Tokyo

Komurasaki Laboratory

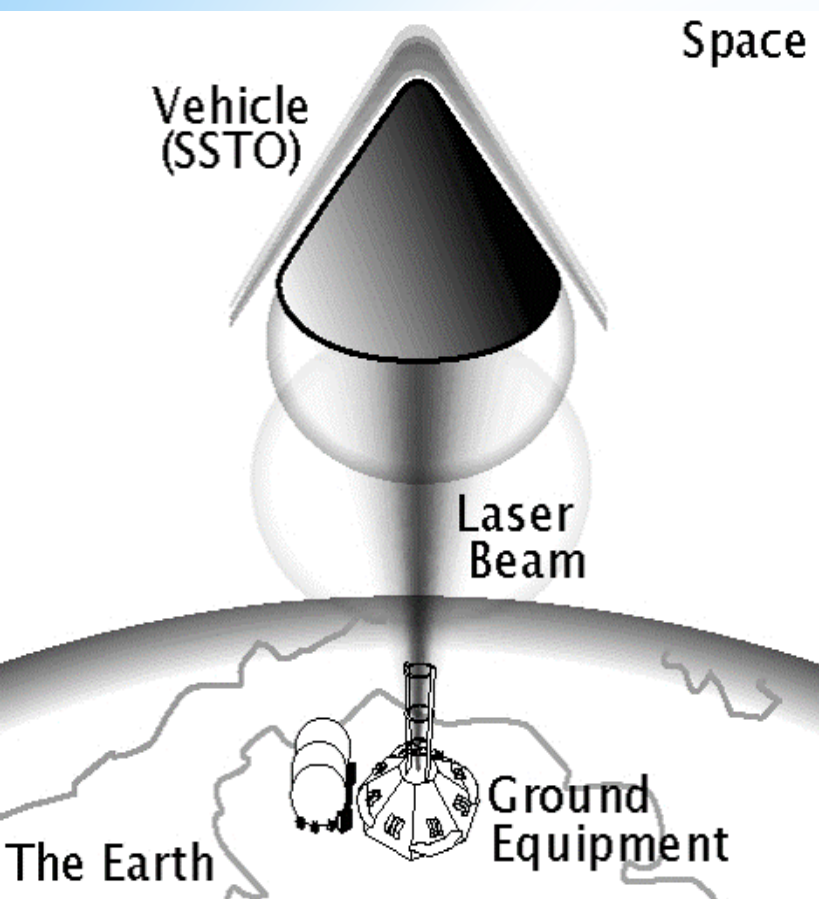
1st Beamed Energy Discharge & Engineering Applications Meeting,
The University of Tokyo, Tokyo
March 2, 2016

CONTENTS

- BACKGROUND
 - Laser Detonation Propulsion
 - Impulse Generation Process
- LSD & LSC DISCHARGE STRUCTURE
- PHOTOIONIZATION-INDUCED DISCHARGE MODEL
- OBJECTIVE
- SYSTEM OF EQUATIONS
- COLLISION FREQ. & THERMAL CONDUCTIVITY
- JACOBIAN AND EIGENVECTORS
- SOLUTION METHOD

BACKGROUND

- **LASER DETONATION PROPULSION**
- **IMPULSE GENERATION PROCESS**



Laser Propulsion Concept

BEAMED ENERGY LAUNCH SYSTEM

CHARACTERISTICS

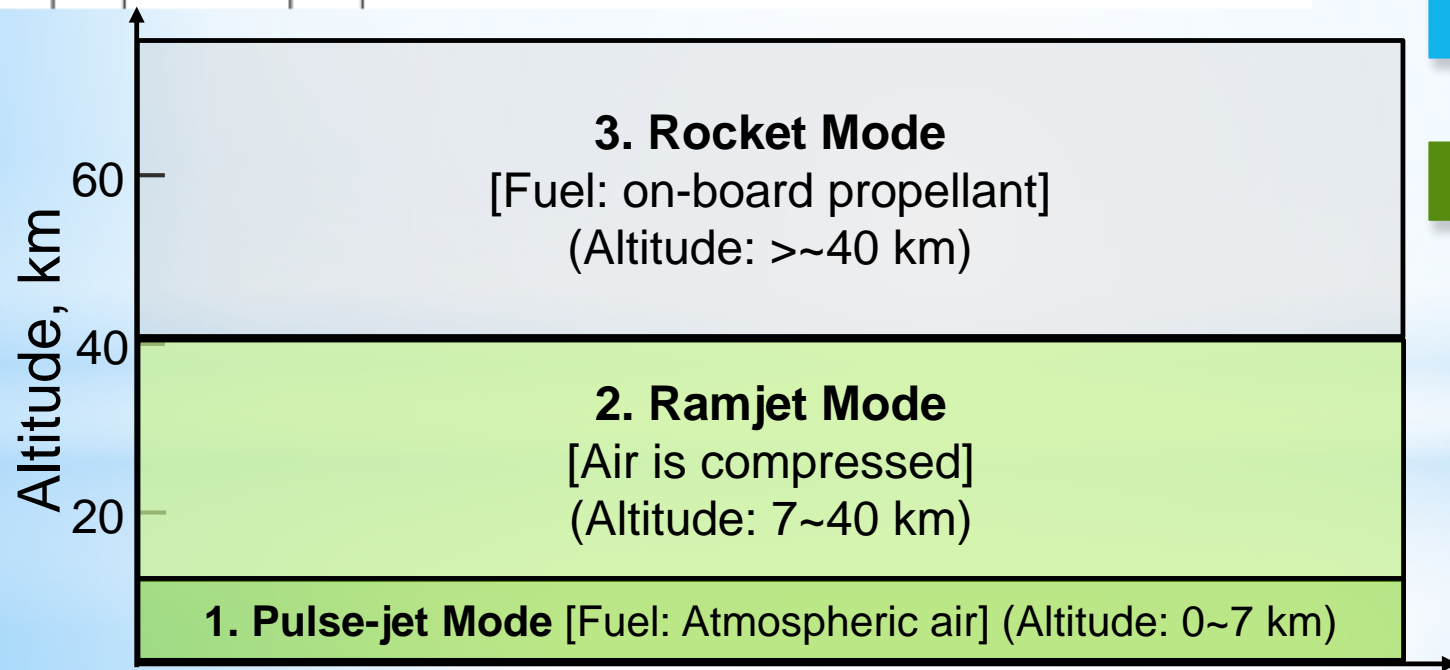
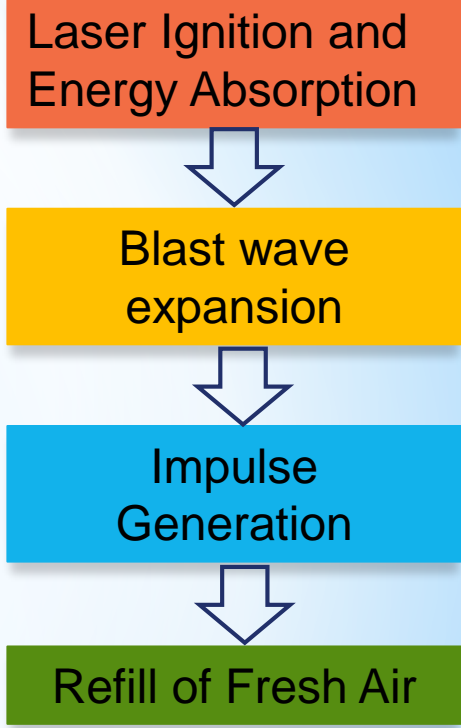
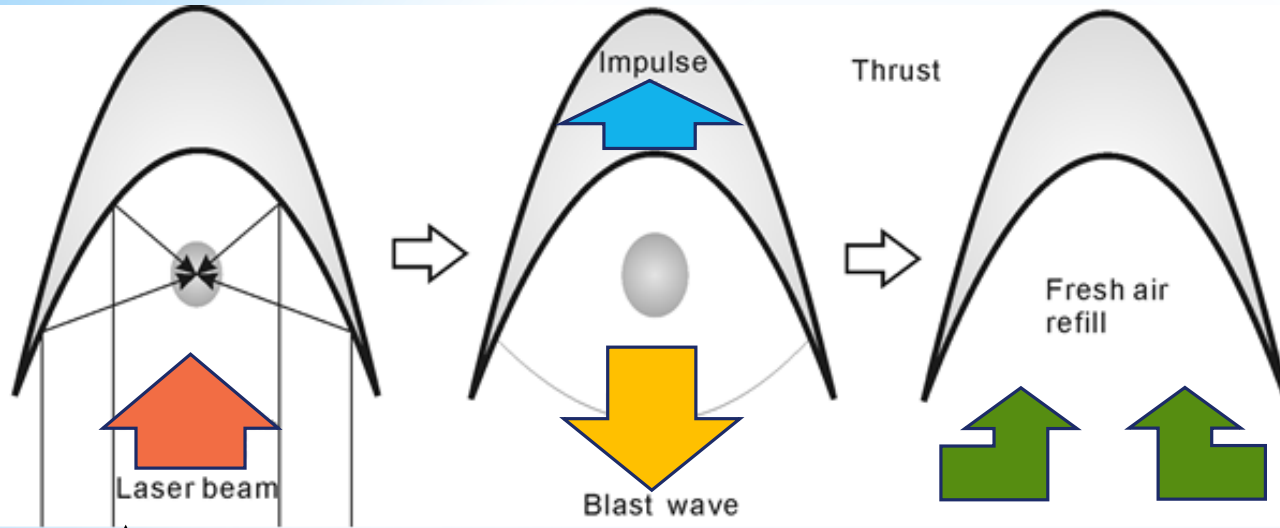
- Major propellant is air
- Simple propulsive structure
- Off-board reusable energy source

ADVANTAGES

- Potential low-cost system¹
- Resource-saving alternative
- Low-emission & High payload ratio

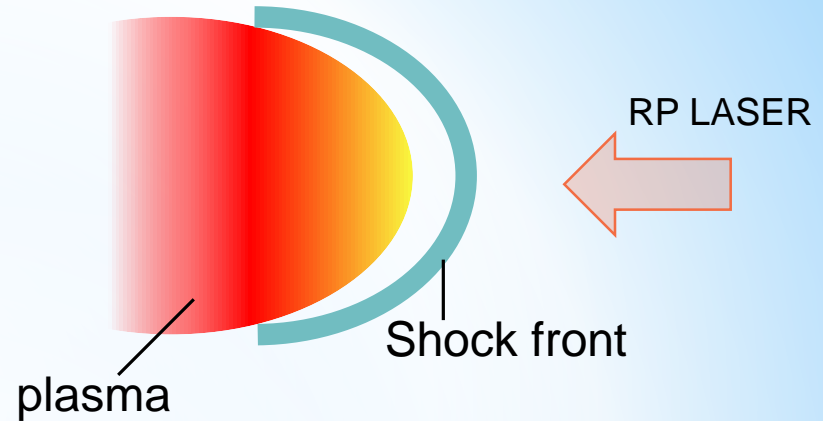
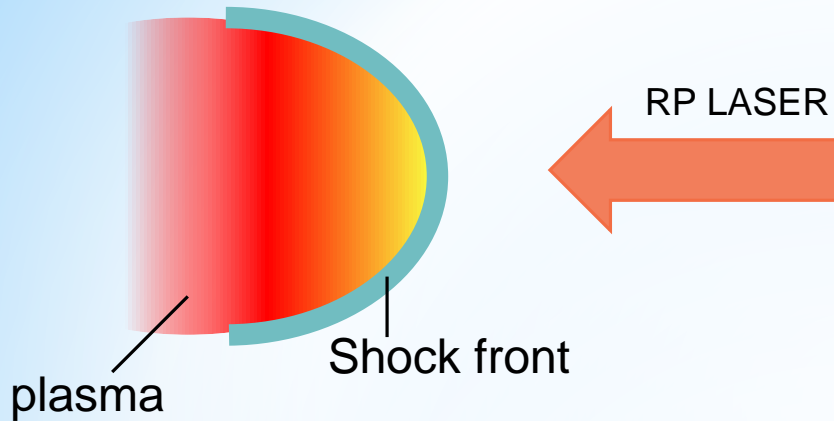
BACKGROUND

- LASER DETONATION PROPULSION
- IMPULSE GENERATION PROCESS



Modes of Operation²

LSD & LSC WAVE DISCHARGE STRUCTURE



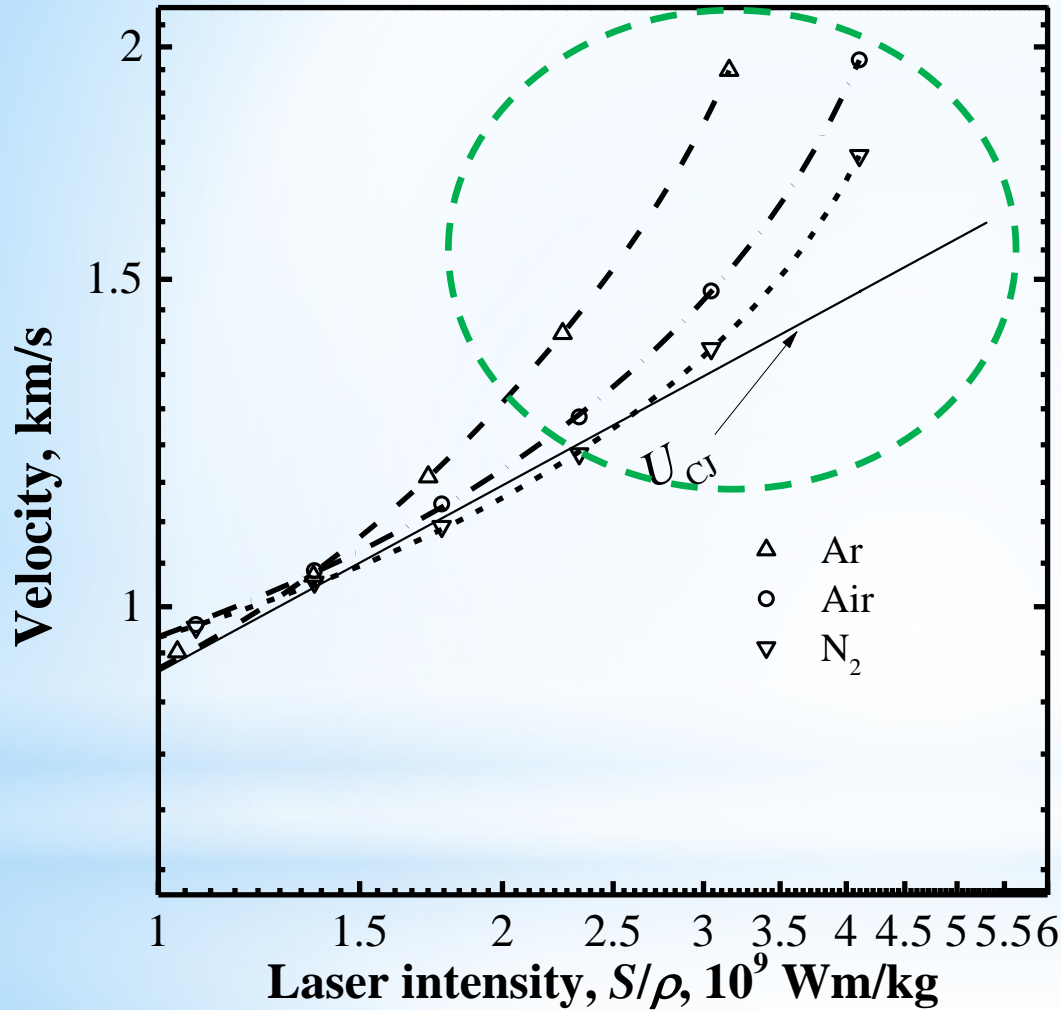
Laser **S**upported **D**etonation (LSD)

- Plasma and shock fronts propagate together
- Isochoric heating of plasma
- Efficient transfer process

Laser **S**upported **C**ombustion (LSC)

- Plasma and shock fronts propagate separately
- Isobaric heating of plasma
- Inefficient transfer process

OBSERVED LSD WAVE CHARACTERISTIC



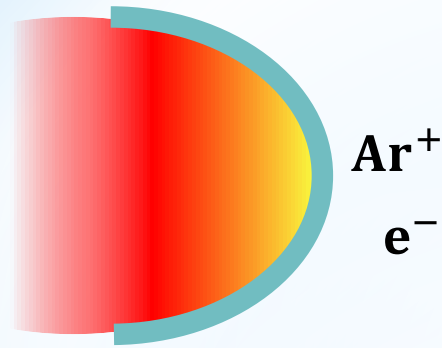
~~Shock-induced effect?~~

OR

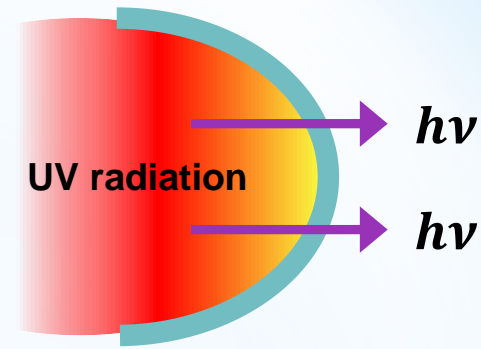
Discharge-induced effect?



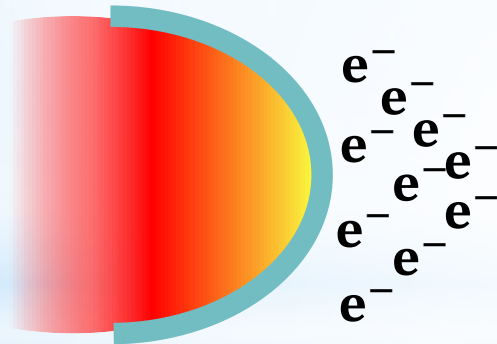
PHOTOIONIZATION-INDUCED PRECURSOR-DRIVEN LSD MODEL



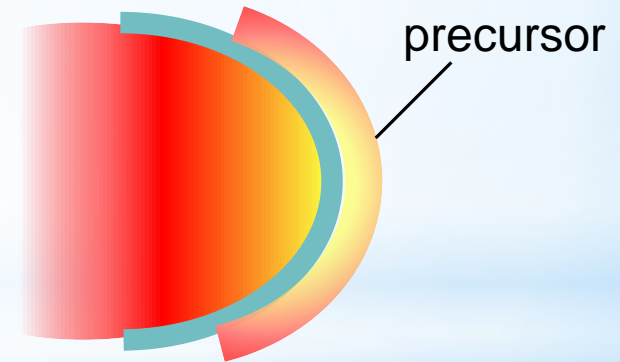
2. PHOTOIONIZATION



1. PHOTON EMISSION



3. AVALANCHE IONIZATION



4. PRECURSOR FORMATION

Propagation Mechanism of LSD wave

PHOTOIONIZATION-INDUCED PRECURSOR-DRIVEN LSD MODEL

Charge conservation

$$\frac{dn_e}{dt} = \left(\frac{\partial n_e}{\partial t} \right) - U_R \left(\frac{\partial n_e}{\partial z} \right) = \nu_{\text{eff}} n_e$$

$$U_R = \frac{\nu_{\text{eff}} |z_f - z_p|}{\ln(n_e(z_p)/n_e(z_f))}$$

LSD wave velocity

$$n_e(z_f) = \frac{\phi}{U_R}$$

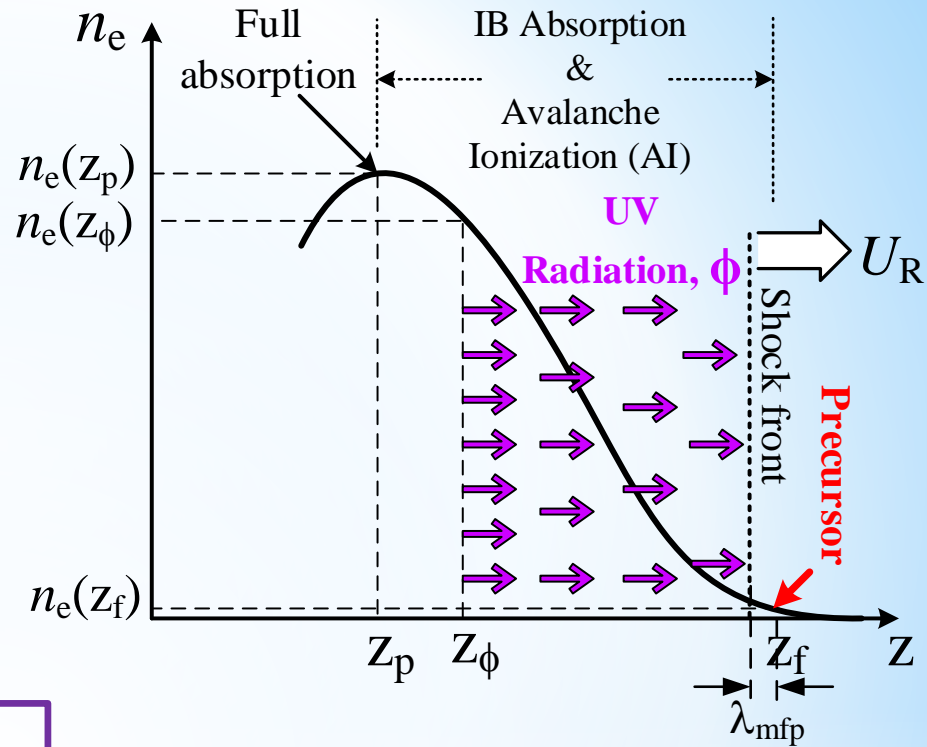
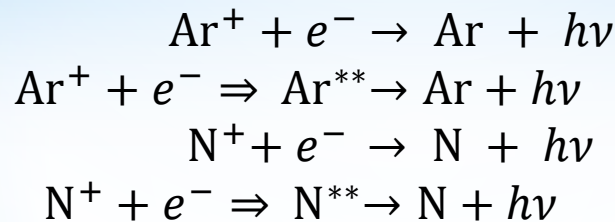
Precursor

Photon flux

$$\phi = 2\pi \int_{\nu_{\text{eff}}}^{\infty} \int_0^{5\lambda_{\text{mfp}}} \frac{i_\nu \exp(-z/\lambda_{\text{mfp}})}{h\nu_{\text{eff}}} dz d\nu$$

$$\nu_{\text{eff}} = \nu_i - \alpha_R n_e$$

Recombination Coefficient, α_R



OBJECTIVE OF THIS STUDY

- Develop a numerical tool for the simulation of the LSD wave using the 1-D laser-induced discharge model
- Validate the discharge model by comparing simulated results with experiment

STEADY STATE SYSTEM OF EQUATIONS

Moving grid equation

$$u_{eg} \equiv u_e - u_g \quad (\text{Electron fluid velocity relative to grid speed})$$

$$\frac{du_g}{dt} = \alpha(u_e - u_g)$$

α : numerical coefficient

Electron number density conservation

$$\frac{\partial(n_e u_{eg})}{\partial x} = \nu_i n_e - \nu_R n_e^2$$

ν_i : ionization coefficient
 ν_R : recombination coefficient

Momentum conservation

$$\frac{\partial(D_e n_e)}{\partial x} = -n_e u_e$$

Assumptions

1. Negligible magnetic and electric fields
2. Zero mass approximation
3. $\partial T_e / \partial x \ll \partial n_e / \partial x$

$$D_e = \frac{kT_e}{m_e \nu_{\text{tot}}}$$

ν_{tot} : total collision frequency
 k : Boltzmann constant

STEADY STATE SYSTEM OF EQUATIONS

Energy conservation

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon_e u_{eg} + p_e u_e - K \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) = n_e (\alpha_{IB} I - \epsilon_e S_{col})$$

$$\epsilon_e = \frac{3}{2} n_e k T_e$$

$$K = \alpha(Z) \frac{n_e k^2 T_e}{m_e \nu_{tot}}$$

$$\alpha(Z) = 3.22554 \frac{Z + 0.24}{1 + 0.24Z} \quad [3]$$

ϵ_e : electron internal energy

K : thermal conductivity

α_{IB} : IB absorption coefficient

ϵ_e : energy transferred in inelastic collisions

S_{col} : number density loss in inelastic collisions

Radiative transfer

$$\frac{\partial I}{\partial x} = -\alpha_{IB} I$$

The vector of conserved variables is defined as :

$$Q \equiv (n_e, \quad n_e u_{eg}, \quad \epsilon_e, \quad I)^T$$

The vector of primitive variables is given as :

$$V \equiv (n_e, \quad u_{eg}, \quad T_e, \quad I)^T$$

HYPERBOLIC SYSTEM

Addition of pseudo-time derivative term

$$\frac{\partial n_e}{\partial t_p} + \frac{\partial(n_e u_{eg})}{\partial x} = \nu_i n_e - \nu_R n_e^2$$

$$\frac{1}{\nu_{tot}} \frac{\partial(n_e u_{eg})}{\partial t_p} + \frac{\partial(D_e n_e)}{\partial x} = -n_e u_e$$

$$\frac{\partial \epsilon_e}{\partial t_p} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon_e u_{eg} + p_e u_e - K \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) = n_e (\alpha_{IB} I - \epsilon_e S_{col})$$

$$\frac{1}{u_g} \frac{\partial I}{\partial t_p} + \frac{\partial I}{\partial x} = -\alpha_{IB} I$$

t_p : pseudo-time term

System of equations in a vector notation form

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t_p} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial x} = \mathbf{S}$$

\mathbf{Q} : conserved variable vector, \mathbf{F} : convective flux vector
 \mathbf{G} : diffusive flux vector, \mathbf{S} : source term

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} n_e \\ n_e u_{eg} \\ \epsilon_e \\ I \end{pmatrix}, \mathbf{F}(\mathbf{Q}) = \begin{pmatrix} n_e u_{eg} \\ \nu_{tot} D_e n_e \\ \epsilon_e u_{eg} + P_e u_e \\ u_g I \end{pmatrix}, \mathbf{G} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -K \frac{\partial T_e}{\partial x} \\ 0 \end{pmatrix}, \mathbf{S} = \begin{pmatrix} \nu_i n_e - \nu_R n_e^2 \\ -n_e u_e \nu_{tot} \\ n_e (\alpha_{IB} I - \epsilon_e S_{col}) \\ -\alpha_{IB} u_g I \end{pmatrix}$$

COLLISION FREQUENCY & THERMAL CONDUCTIVITY

Collision frequency

$$\nu_{\text{tot}} = n_n f_{\text{tot}}(T_e), \quad \nu_i = n_n f_i(T_e), \quad \nu_{\text{exc}} = n_n f_{\text{exc}}(T_e)$$

$$f_{\text{tot}} = \langle \sigma_{\text{tot}} u_{e,\text{th}} \rangle, \quad f_i = \langle \sigma_i u_{e,\text{th}} \rangle, \quad f_{\text{exc}} = \langle \sigma_{\text{exc}} u_{e,\text{th}} \rangle$$

σ : cross-section⁴

Thermal conductivity & thermal flux limitation

$$S_{\text{th}} = -K \frac{\partial T_e}{\partial x}$$

$$K' = \frac{K S_{\text{th}}^{\text{max}}}{S_{\text{th}}^{\text{max}} + K |\nabla T_e|}, \quad S_{\text{th}}^{\text{max}} \equiv f n_e k T_e \left(\frac{k T_e}{m_e} \right)^{1/2}$$

f : flux limit factor

Averaging process to obtain K' at interfaces

$$S_{\text{th},j}^{\text{max}} = \frac{f k^{3/2}}{m_e^{1/2}} \left(\frac{n_{e,j} + n_{e,j-1}}{2} \right) \left(\frac{T_{e,j}^{3/2} + T_{e,j-1}^{3/2}}{2} \right)$$

$$K_j^{\text{int}} = \frac{K_j^{\text{cell}} / T_{e,j}^{1/2} + K_{j-1}^{\text{cell}} / T_{e,j-1}^{1/2}}{2} \left(\frac{T_{e,j}^{1/2} + T_{e,j-1}^{1/2}}{2} \right)$$

JACOBIAN & EIGENVECTORS

Jacobian & eigenvalue matrices

$$\hat{\mathbf{A}} \equiv \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{Q}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ f^2 & 0 & 0 & 0 \\ -T_2 \hat{u}_{eg} & T_2 & u_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & u_g \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{\Lambda}} = \begin{pmatrix} -f & & & \\ & f & & \\ & & u_2 & \\ & & & u_g \end{pmatrix}$$

$$f = \sqrt{k\hat{T}_e/m_e}$$

$$T_2 = \frac{5}{2} k\hat{T}_e$$

$$u_2 = \frac{5}{3} \hat{u}_{eg} + \frac{2}{3} u_g$$

Right & left eigenvector matrices

$$\hat{\mathbf{R}} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & & \\ -f & f & & \\ a_1 & b_1 & 1 & \\ & & & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{R}}^{-1} = \begin{pmatrix} 1/2 & -1/2f & & \\ 1/2 & 1/2f & & \\ a_2 & b_2 & 1 & \\ & & & 1 \end{pmatrix}$$

$$a_1 = T_2 \frac{\hat{u}_{eg} + f}{u_2 + f}, \quad b_1 = T_2 \frac{\hat{u}_{eg} - f}{u_2 - f}, \quad a_2 = T_2 \frac{\hat{u}_{eg} u_2 - f^2}{f^2 - u_2^2}, \quad b_2 = T_2 \frac{\hat{u}_{eg} - u_2}{f^2 - u_2^2}$$

Wave strength

$$\Delta \hat{\mathbf{W}} \equiv \hat{\mathbf{R}}^{-1} d\mathbf{Q}$$

All “hat” values mean Roe-averaged quantities

$$\hat{n}_e = \sqrt{n_{eL} n_{eR}}, \quad \hat{u}_{eg} = \frac{\sqrt{n_{eL}} u_{egL} + \sqrt{n_{eR}} u_{egR}}{\sqrt{n_{eL}} + \sqrt{n_{eR}}}, \quad \hat{T}_e = \frac{\sqrt{n_{eL}} T_{eL} + \sqrt{n_{eR}} T_{eR}}{\sqrt{n_{eL}} + \sqrt{n_{eR}}}$$

SOLUTION OF THE SYSTEM

Computation of convective flux-Roe's method

cell-centred state differences at a cell j ,

$$\begin{cases} \Delta \mathbf{Q}_{j,L} = \mathbf{Q}_j - \mathbf{Q}_{j-1}, & \text{left of cell } j \\ \Delta \mathbf{Q}_{j,R} = \mathbf{Q}_{j+1} - \mathbf{Q}_j, & \text{right of cell } j \end{cases}$$

using the minmod limiter function

$$\Delta \mathbf{Q}_j \equiv f_{\text{minmod}}(\Delta \mathbf{Q}_{j,L}, \Delta \mathbf{Q}_{j,R}) = \begin{cases} 0, & \Delta \mathbf{Q}_{j,L} \cdot \Delta \mathbf{Q}_{j,R} \leq 0 \\ \Delta \mathbf{Q}_{j,L}, & |\Delta \mathbf{Q}_{j,L}| < |\Delta \mathbf{Q}_{j,R}| \\ \Delta \mathbf{Q}_{j,R}, & |\Delta \mathbf{Q}_{j,L}| > |\Delta \mathbf{Q}_{j,R}| \\ \Delta \mathbf{Q}_{j,L}, & \Delta \mathbf{Q}_{j,L} = \Delta \mathbf{Q}_{j,R} \end{cases}$$

extrapolated states to a cell interface $j+1/2$,

$$\begin{cases} \mathbf{Q}_{j+1/2,L} = \mathbf{Q}_j + \frac{1}{2} \Delta \mathbf{Q}_j, & \text{from cell } j \\ \mathbf{Q}_{j+1/2,R} = \mathbf{Q}_{j+1} - \frac{1}{2} \Delta \mathbf{Q}_{j+1}, & \text{from cell } j + 1 \end{cases}$$

$\mathbf{Q}_{j \pm 1/2}$ denotes the state at spatial position $x_j \pm \frac{\Delta x_j}{2}$

SOLUTION OF THE SYSTEM

Computation of convective flux-Roe's method

Roe's flux at interface $j+1/2$,

$$\Phi_{\text{Roe},j+1/2} = \frac{1}{2} \left(\mathbf{F}_{j+1/2,L} + \mathbf{F}_{j+1/2,R} \right) - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^4 |\hat{\lambda}_k| \Delta \hat{w}_k \hat{\mathbf{r}}_k$$

$$\mathbf{F}_{j+1/2,L} = \mathbf{F} \left(\mathbf{Q}_{j+1/2,L} \right),$$

Time stepping scheme

Provisional update of integration for cell j , at a time $t = n$,

$$\mathbf{Q}_j^* = \mathbf{Q}_j^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[\mathbf{Res}_j^n + \left(\mathbf{G} \left(\tilde{T}_{e,j+1/2}^n \right) - \mathbf{G} \left(\tilde{T}_{e,j-1/2}^n \right) \right) \right] + \Delta t [\mathbf{S}(\mathbf{Q}_j^n)]$$

$$\mathbf{Res}_j = \Phi_{\text{Roe},j+1/2} - \Phi_{\text{Roe},j-1/2} \text{ and } \tilde{T}_{e,j\pm 1/2} = (T_{e,j\pm 1/2,L} + T_{e,j\pm 1/2,R})/2$$

Second stage of the integration for cell j , to a time $t = n+1$,

$$\mathbf{Q}_j^{n+1} = \frac{1}{2} \left\{ \mathbf{Q}_j^n + \left(\mathbf{Q}_j^* - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[\mathbf{Res}_j^* + \left(\mathbf{G} \left(\tilde{T}_{e,j+1/2}^* \right) - \mathbf{G} \left(\tilde{T}_{e,j-1/2}^* \right) \right) \right] + \Delta t [\mathbf{S}(\mathbf{Q}_j^*)] \right) \right\}$$

CURRENT & FUTURE WORK

- Code debugging
- Non-dimensionalization of the system of equations
- Incorporate a radiative transfer equation for uv emission from plasma

THANKS FOR YOUR ATTENTION



EXTRAS

Characteristic variables/ Wave strength

$$\Delta\widehat{W} \equiv \widehat{R}^{-1}dQ = \begin{pmatrix} \left[\frac{(f - \hat{u}_{eg})dn_e - \hat{n}_e du_{eg}}{2f} \right] \\ \left[\frac{(f + \hat{u}_{eg})dn_e + n_e du_{eg}}{2f} \right] \\ \left[\frac{(x)dn_e + (y)\hat{n}_e du_{eg} + (z)dT_e}{f^2 - u_2^2} \right] \\ dl \end{pmatrix}$$

$$f = \sqrt{k\hat{T}_e/m_e}$$

$$T_2 = \frac{5}{2}k\hat{T}_e$$

$$u_2 = \frac{5}{3}\hat{u}_{eg} + \frac{2}{3}u_g$$

$$x = T_2(\hat{u}_{eg}^2 - f^2) + \frac{3}{5}T_2(f^2 - u_2^2), \quad y = T_2(\hat{u}_{eg} - u_2), \quad z = \frac{3}{2}k\hat{n}_e(f^2 - u_2^2)$$

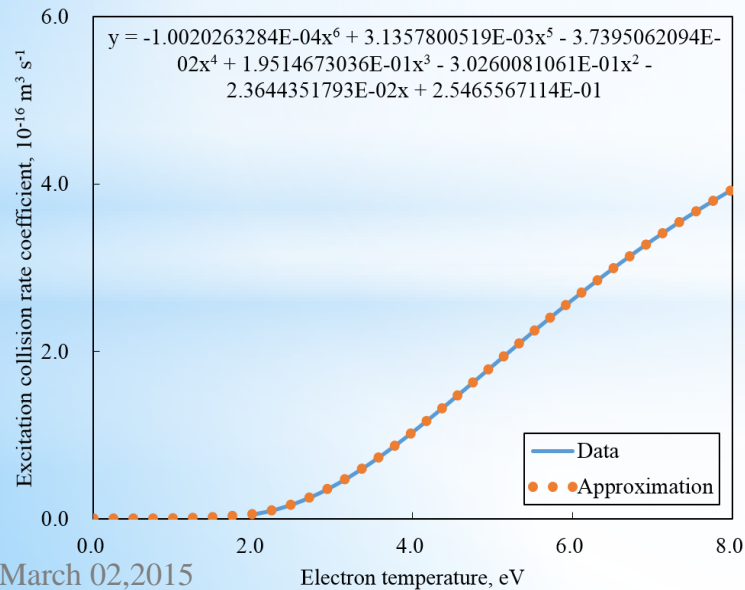
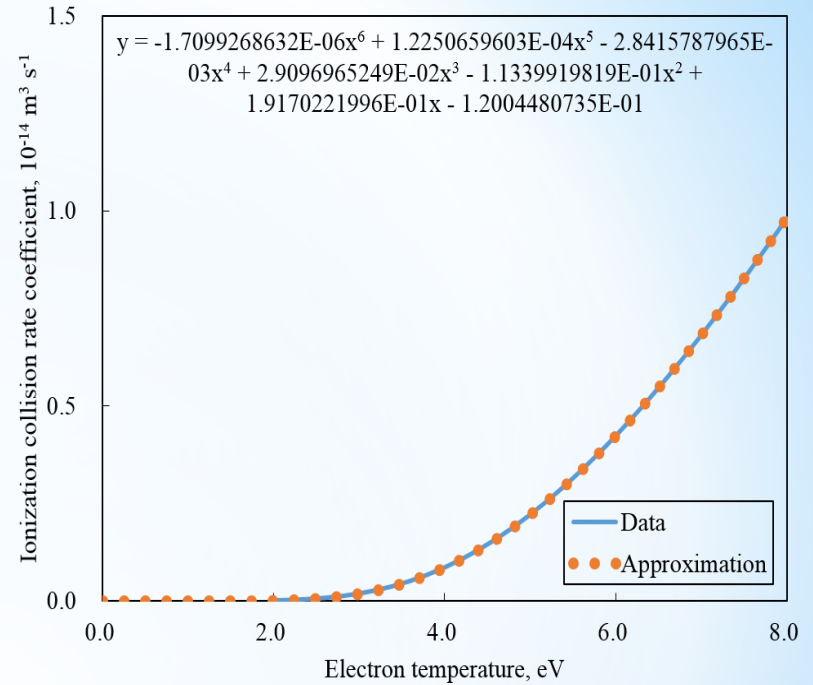
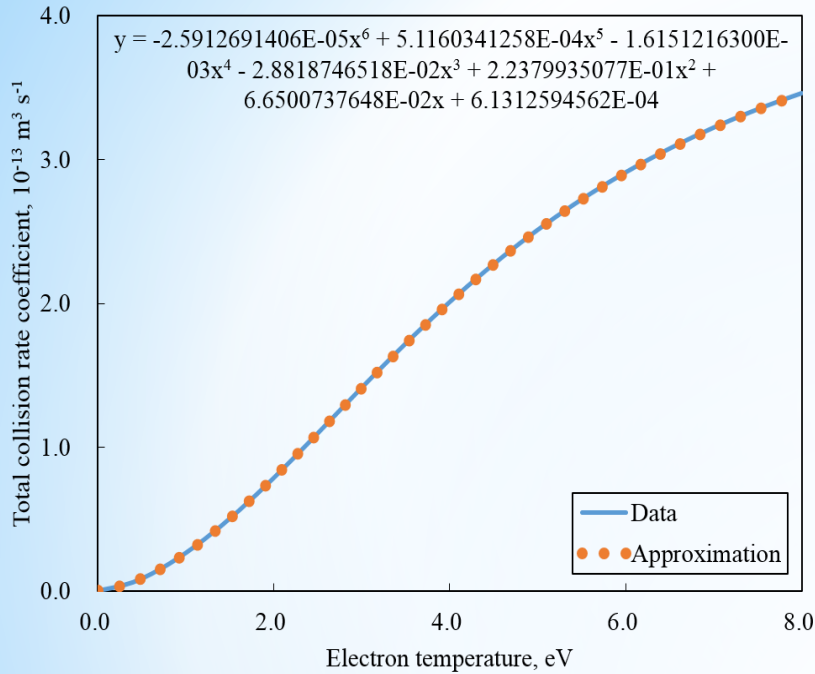
Ambipolar diffusion

$$D_{amb} = \frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_i + \mu_e}, \quad \mu_i = \frac{e}{m_i} \frac{1}{n_n f_{i-n,tot}}, \quad D_i = \frac{e}{m_i} \frac{T_i}{n_n f_{i-n,tot}}$$

$$n_n \mu_i = \frac{e}{m_i} \frac{1}{f_{i-n,tot}} = \text{const.}, \quad n_n D_i = \frac{e}{m_i} \frac{T_i}{f_{i-n,tot}} = \text{const.} \quad [5]$$

EXTRAS

Collision rate coefficients



$$\langle \sigma u \rangle = \int_0^{\infty} f(\varepsilon) \sigma(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} d\varepsilon$$

$$f(\varepsilon) = n_e \frac{2}{kT_e} \left(\frac{\varepsilon}{\pi kT_e} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{-\varepsilon}{kT_e} \right)$$

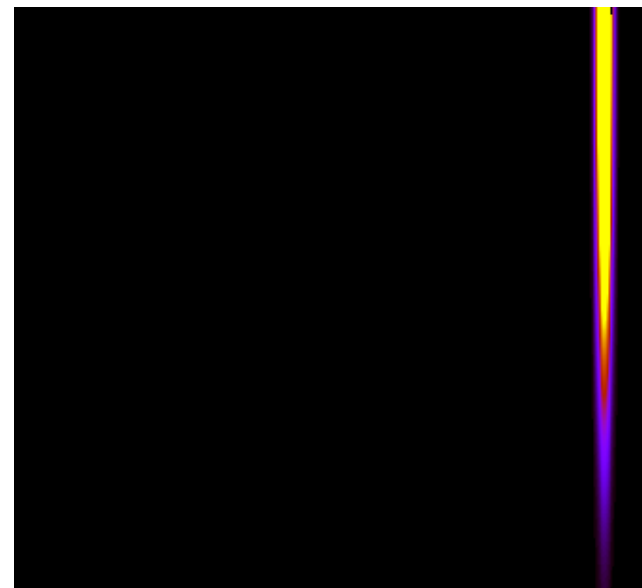
大気圧ミリ波放電プラズマに見られる櫛状構造におけるピッチサイズの解析

Analysis of Comb Shaped Plasma Front Propagation
in Millimeter-Wave Discharge under Atmospheric Pressure



指導教員： 小紫公也 教授

47146058 中村友祐



アウトライン

1. 背景

・ミリ波放電の伸展現象 ・楕状構造

2. 数値計算手法

・Maxwell 方程式 ・電子の拡散方程式

3. 計算結果

・初期電子分布、波長依存性 ・電子生成項依存性

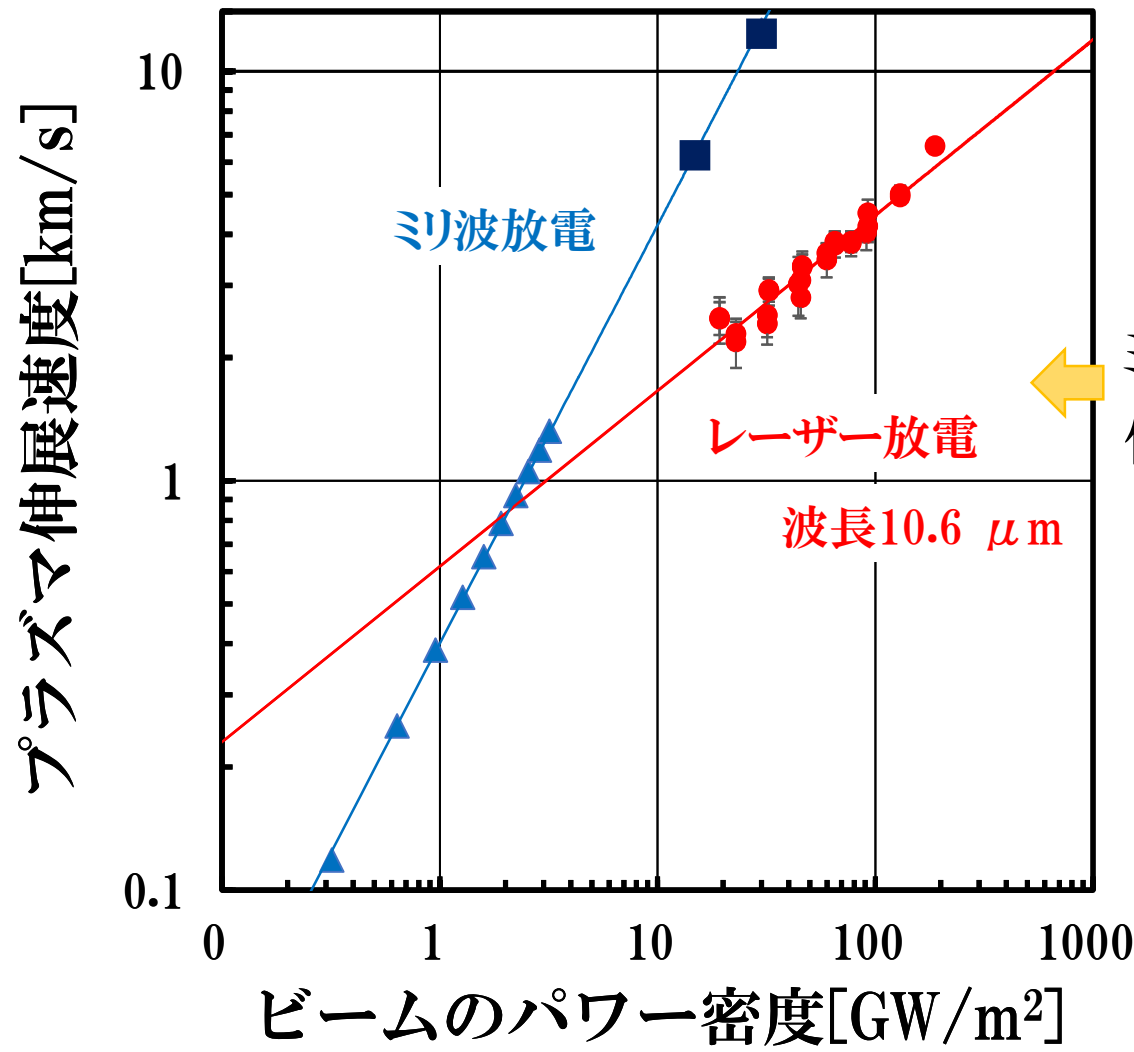
4. 考察

・伸展速度、電子数密度依存性 ・ピッチ形成過程

結論

1.背景

ミリ波放電の特異性



■ : A. M. Cook et al. (2011)

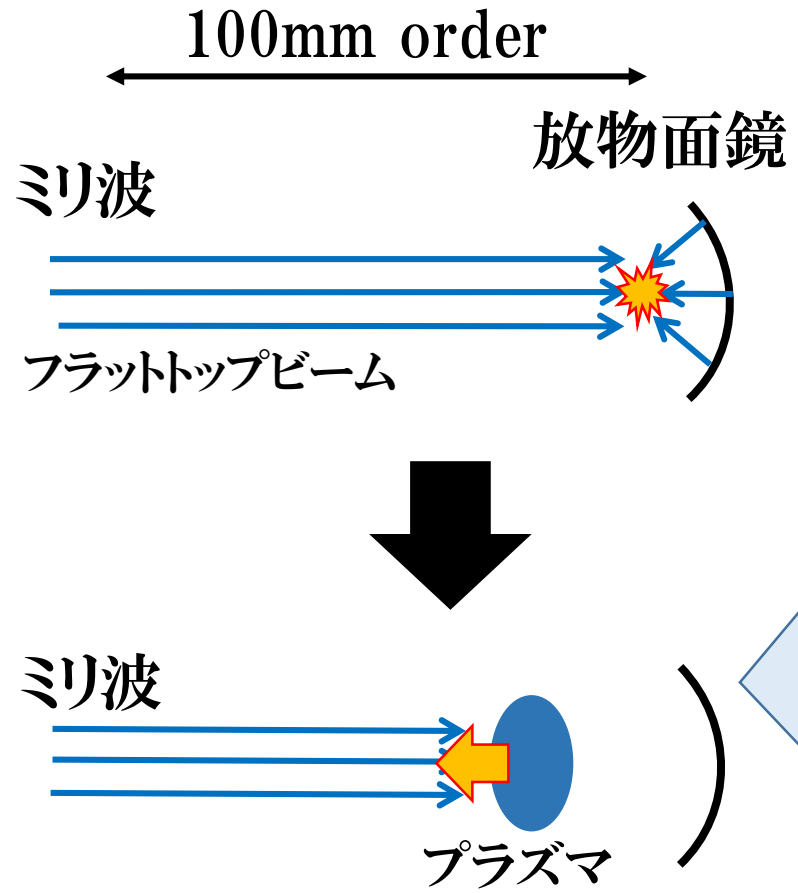
← ミリ波放電とレーザー放電は
伸展速度が大きく異なる



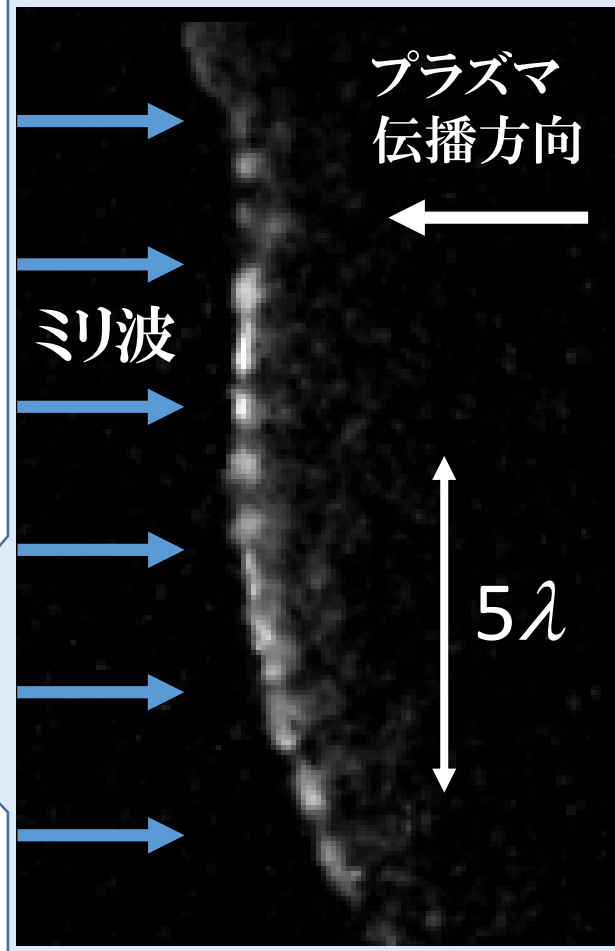
ミリ波放電特有の構造が
伸展速度に影響を
及ぼしている可能性

楕円構造プラズマ

ミリ波放電伸展実験



高速度カメラで撮影したプラズマ



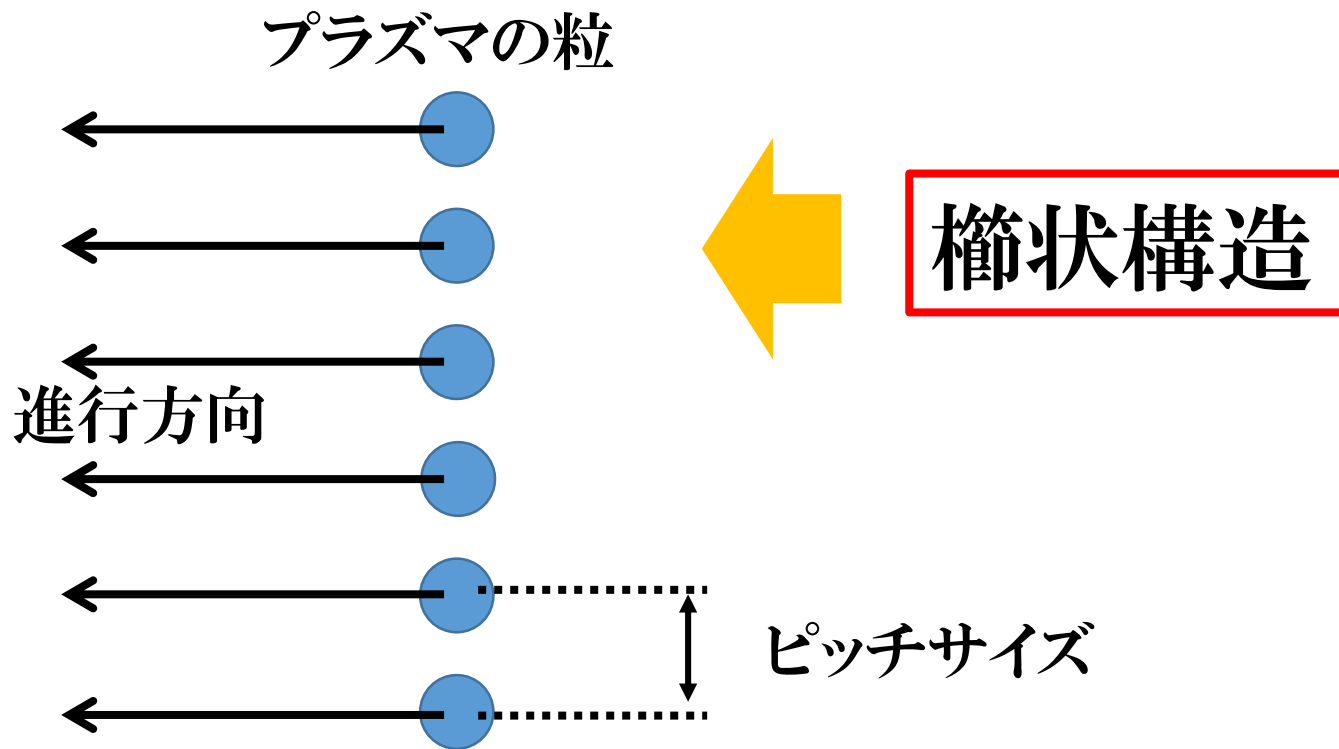
ミリ波周波数
170 GHz

入射パワー密度
ca. 1 GW/m²

露光時間
100 ns

楕円構造プラズマ

伸展プラズマの模式図



本研究の目的

数値計算による楕円構造の再現、及び解析

2.数値計算手法

基礎方程式

Maxwell's equation

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J}_e$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_e \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$$


FDTD

 空間4次精度

プラズマ電流項

$$\mathbf{J}_e = -en_e \mathbf{v}_e$$

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


Diffusion equation

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - \nabla \cdot (D_{\text{eff}} \nabla n_e) = n \nu_{\text{eff}}$$

 D_{eff} : 有効拡散係数

 ν_{eff} : イオン化周波数

Ref. 2

 J. P. Boeuf et al. (2010)と同じ方法を用いる

 フィッティングにより決定

準中性を仮定し、電子密度 n_e のみを計算

イオン化周波数の近似

比較的広い領域(数cm)における構造の再現が目的

数値計算コスト削減のため
簡易的なイオン化周波数モデルを用いた。

多くの研究で用いられる近似 Ex. A. L. Vikharev et al. (1988)
Q. Zhou et al. (2011)

$$\nu_{\text{eff}} = \nu_a \left[\left(\frac{E}{E_c} \right)^\beta - 1 \right]$$

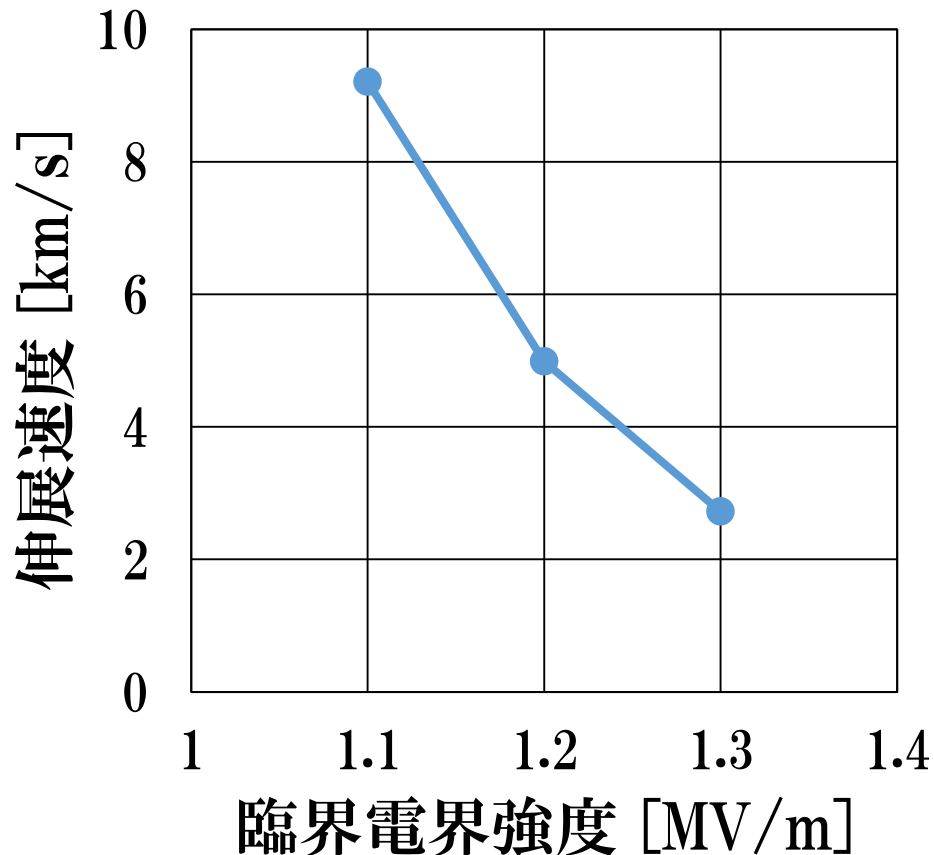
ν_a : attachment 周波数
 E_c : 臨界電界強度

E_c をフィッティングパラメータとした

入射ミリ波の強度を固定

ミリ波パワー密度 10 GW/m^2
(平均電界強度 1.4 MV/m)

← 実験的に得られる
伸展速度 5 km/s



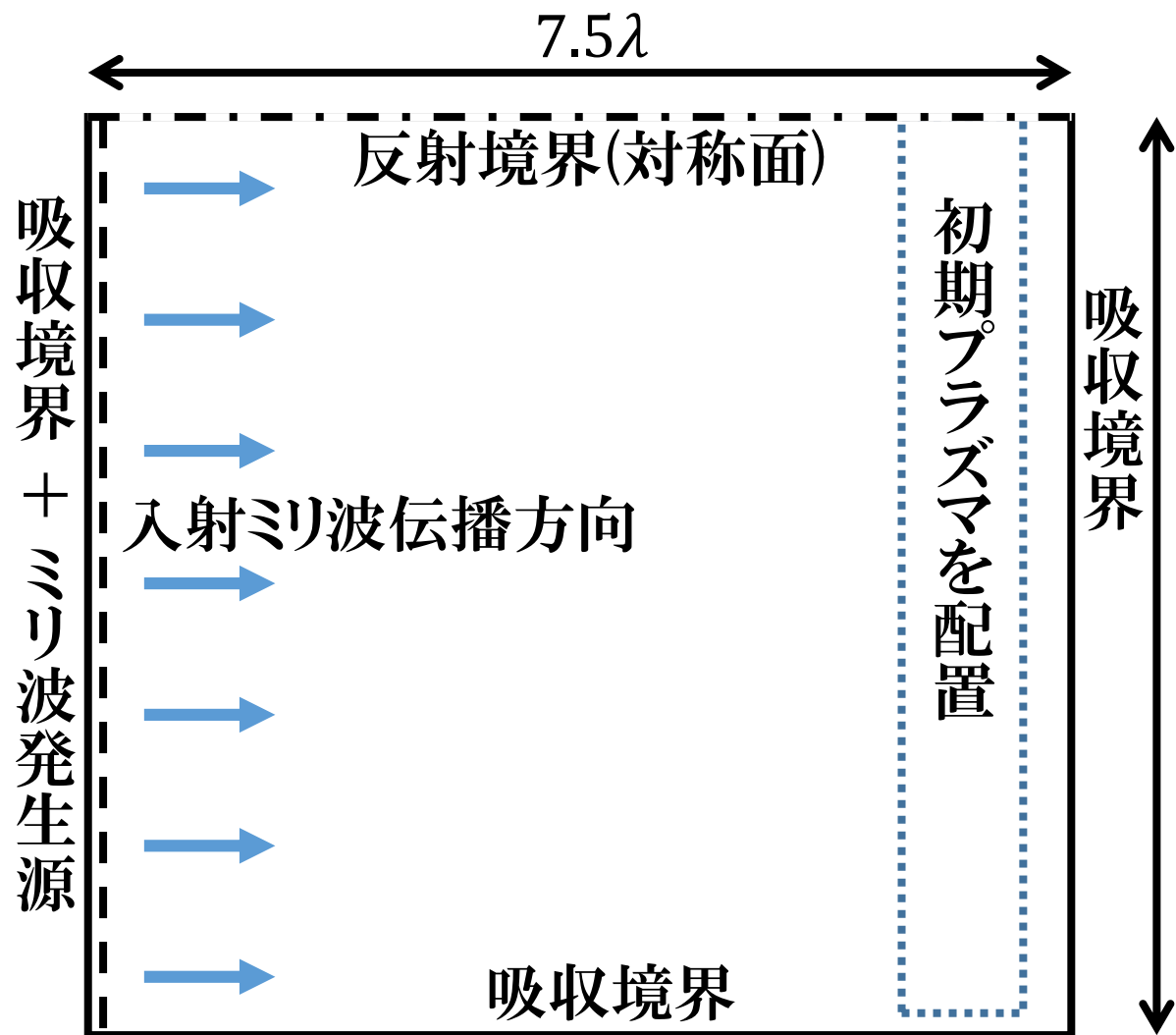
E_c をプラズマの伸展速度
が実験値と一致するよう
とった

本研究では

$$E_c = 1.2 \text{ MV/m}$$

を用いた。

計算領域と境界条件



吸収境界

Mur 1st

空間刻み幅

電磁界 $\lambda/50$

プラズマ $\lambda/100$

時間刻み幅

電磁界 $1/200f$

プラズマ $1/f$

周波数	波長λ
170 GHz	1.76 mm
28 GHz	10.7 mm

楕状プラズマの解析

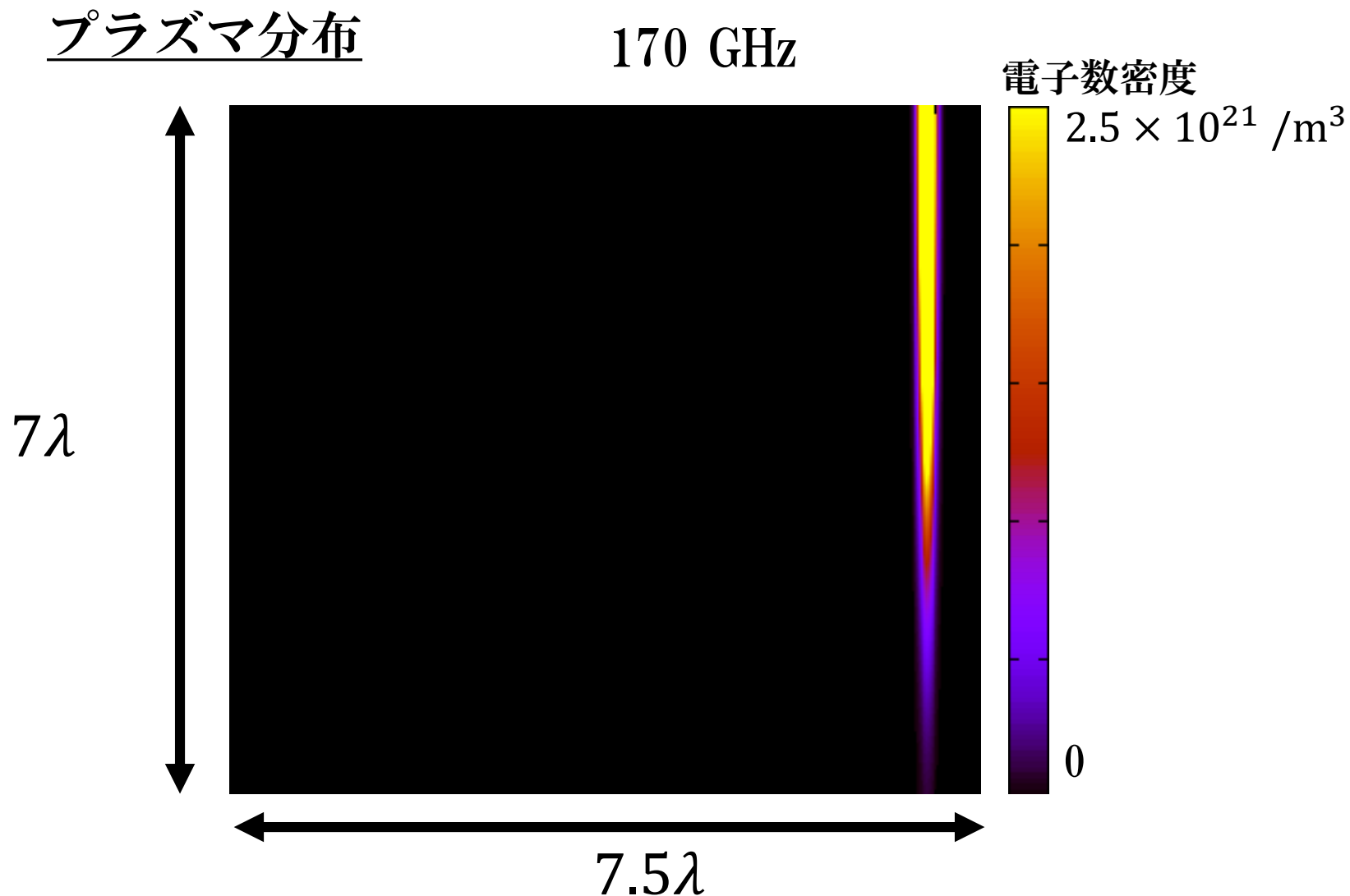
初期プラズマ分布依存性

ミリ波の波長とピッチの関係

E_c とピッチの関係

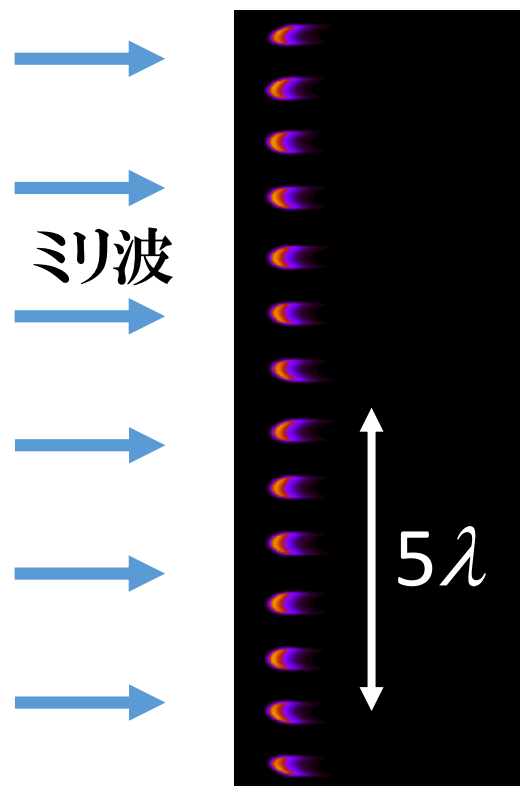
3.計算結果

楕円状プラズマの再現



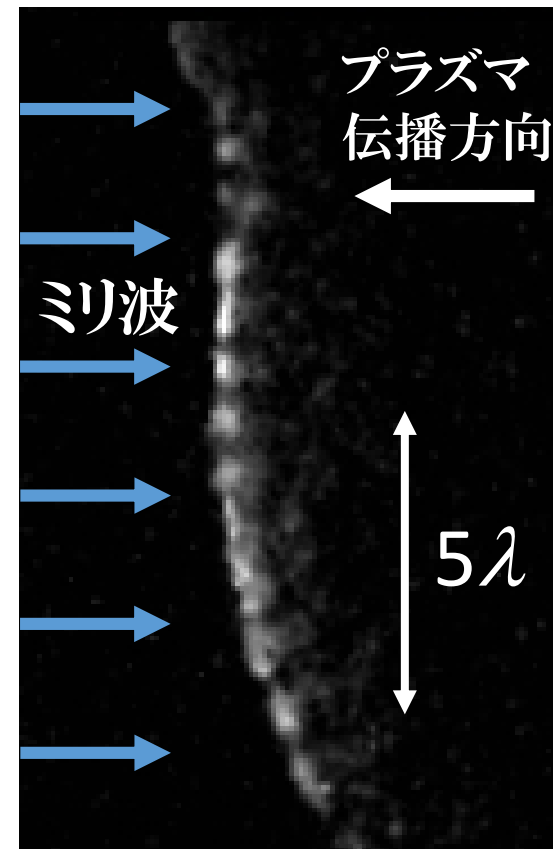
実験と分布のトレンドが一致

数値計算



平均ピッチ：1.61 mm

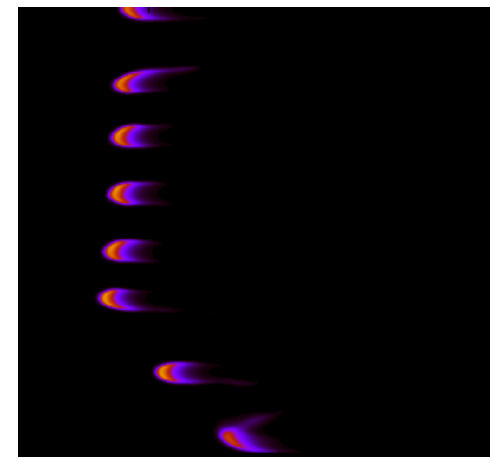
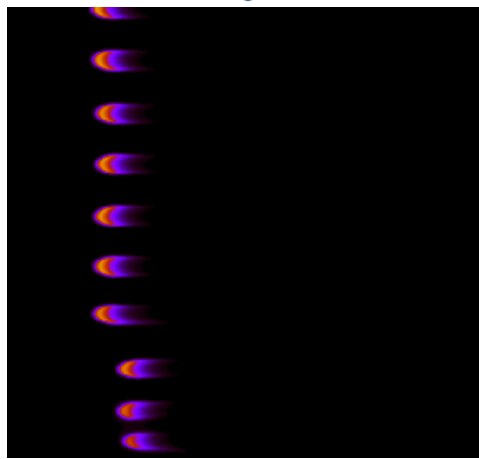
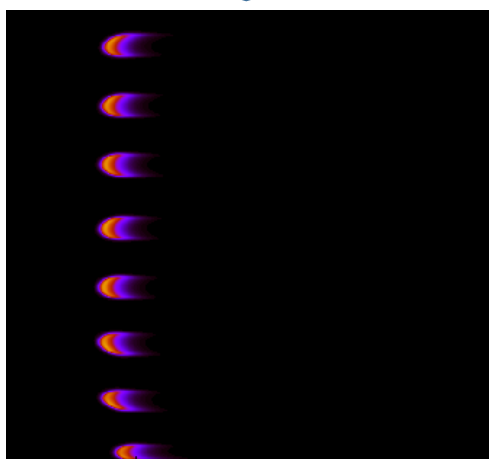
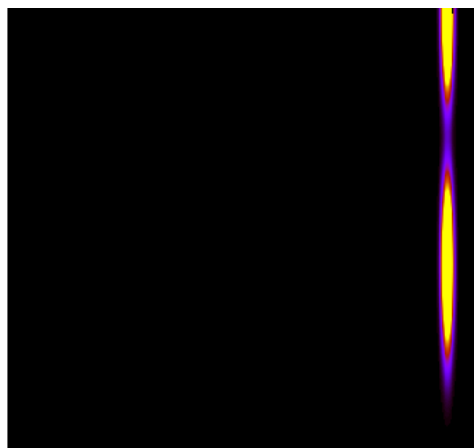
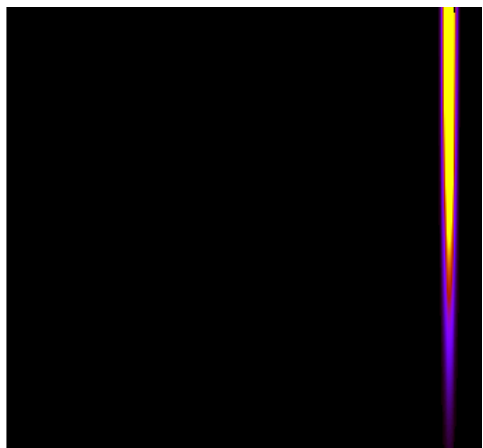
実験



ピッチ：1.6 mm 程度

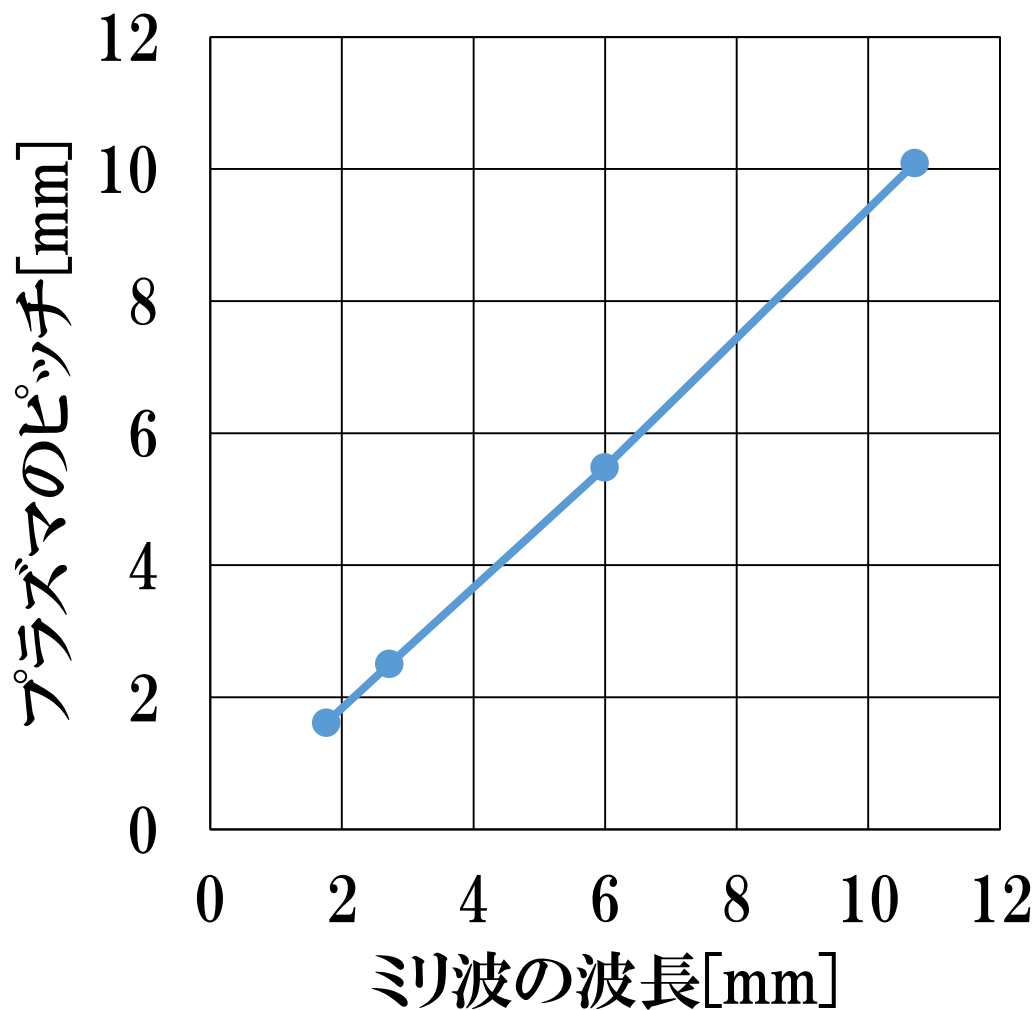
初期分布によらず現れるピッチ

初期プラズマ分布



1.9 μs 後のプラズマ分布

ミリ波の波長とピッチの関係



周波数	波長
170 GHz	1.76 mm
110 GHz	2.73 mm
50 GHz	6.00 mm
28 GHz	10.7 mm

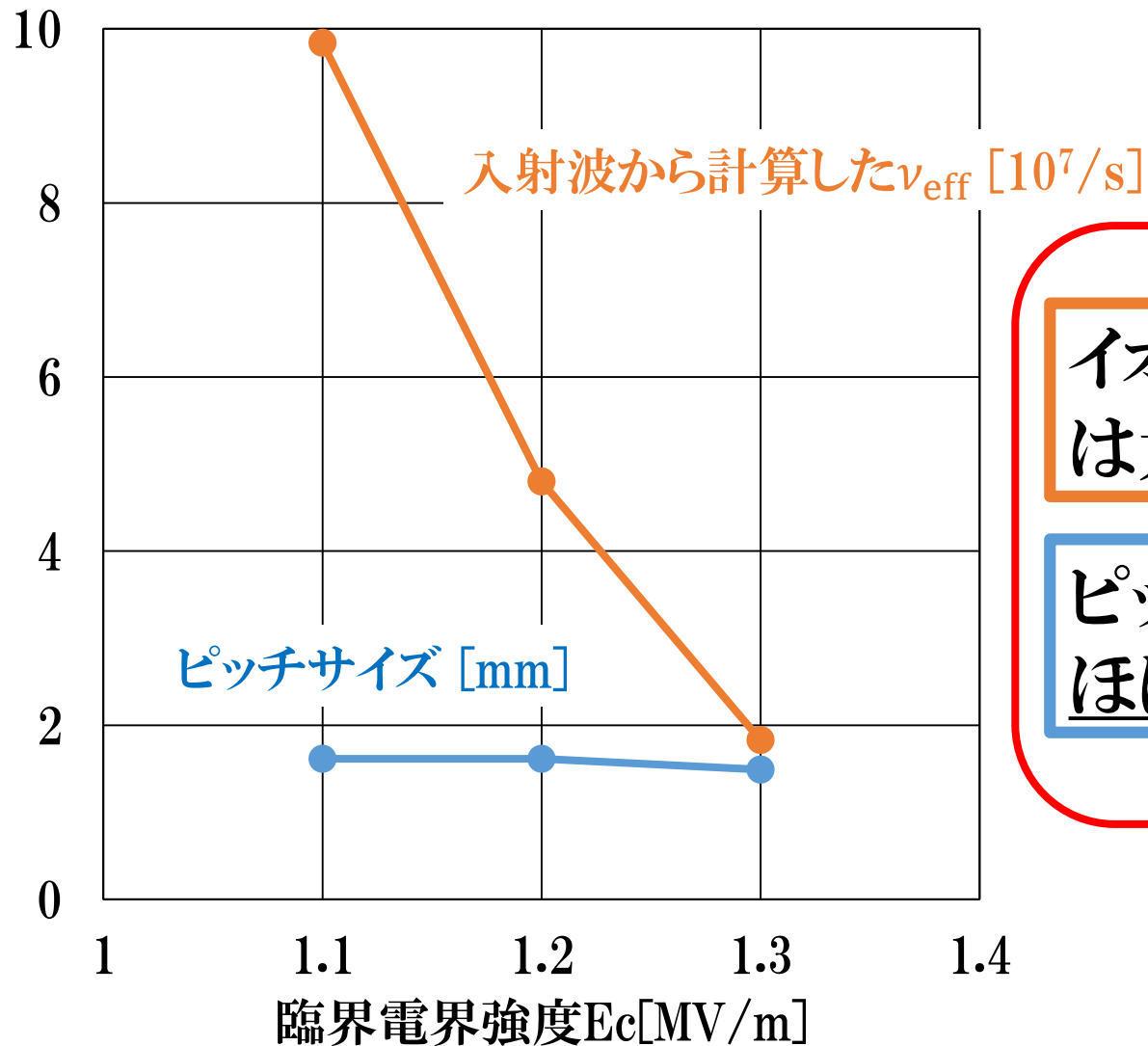
ピッチが
ミリ波の波長
によって変化



およそ 0.9λ となる

λ : ミリ波の波長

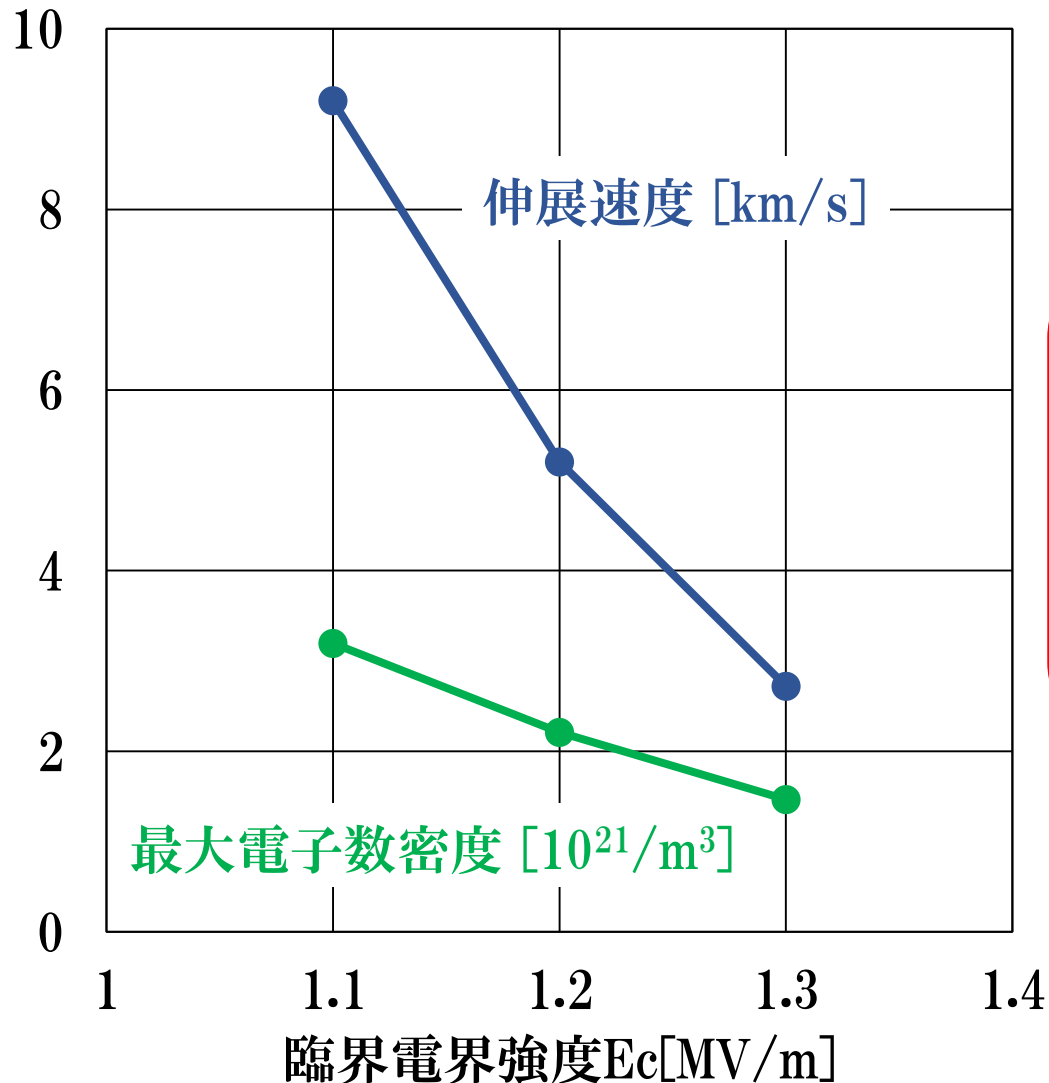
E_c とピッチの関係



イオン化周波数 ν_{eff}
は大きく変化

ピッチサイズは
ほぼ変化なし

E_c と伸展速度、電子数密度の関係



伸展速度

最大電子数密度

には変化が見られた

4.考察

ピッチは実験を再現

ピッチは E_c が変わっても変化しない

ピッチについては
実験を再現できている

E_c を変えると変化するもの

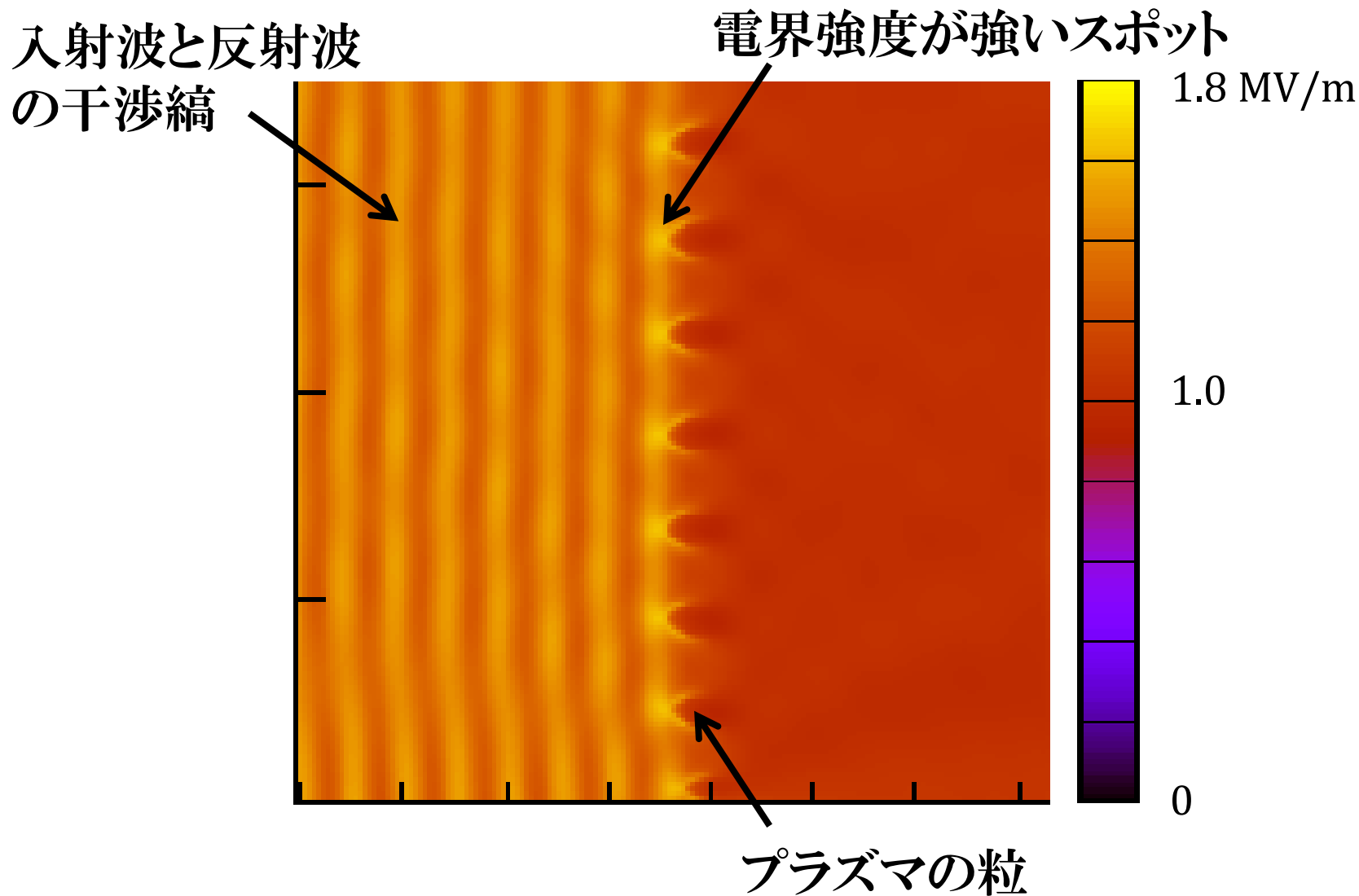
- ・伸展速度
- ・電子数密度

ピッチは電子数密度、伸展速度にもよらない

プラズマによるミリ波の反射で出来る

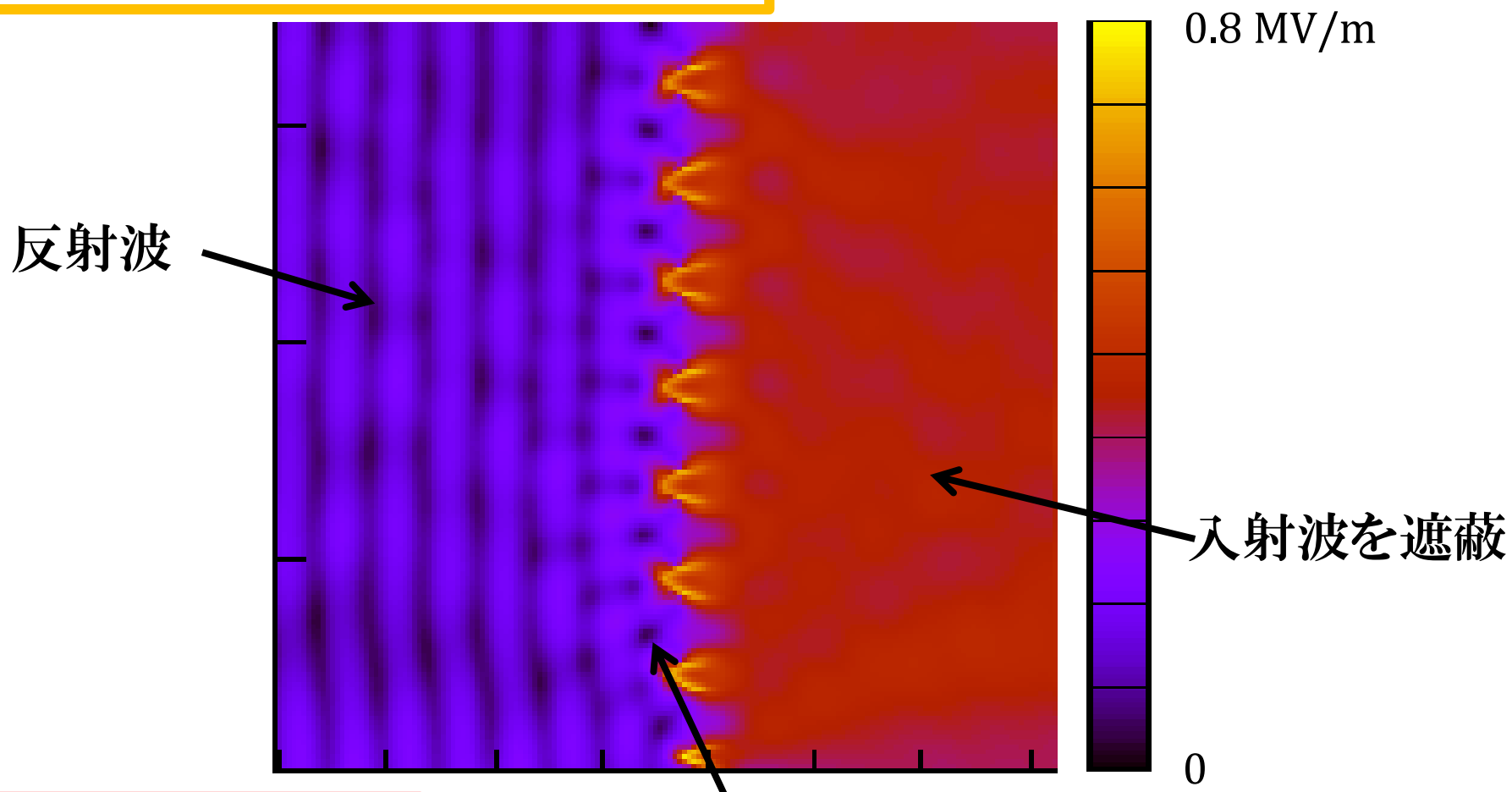
幾何学的な電界強度分布のみによって決まる

電界の二乗平均平方根分布



電界の二乗平均平方根分布

プラズマ中の電流に誘起される電界

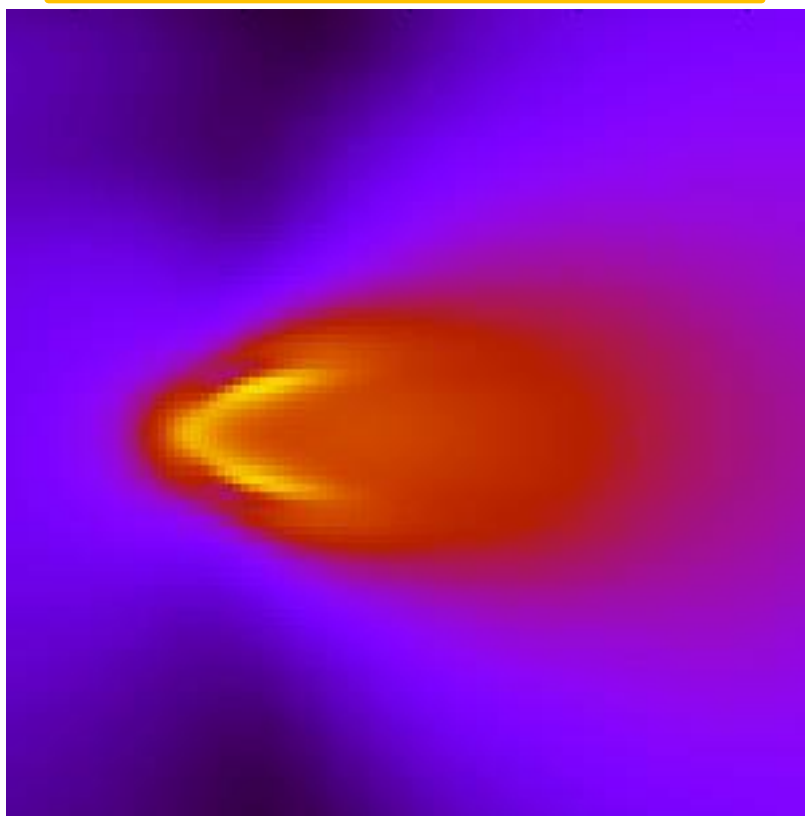


楕状プラズマ形成

電界が打ち消しあうスポット

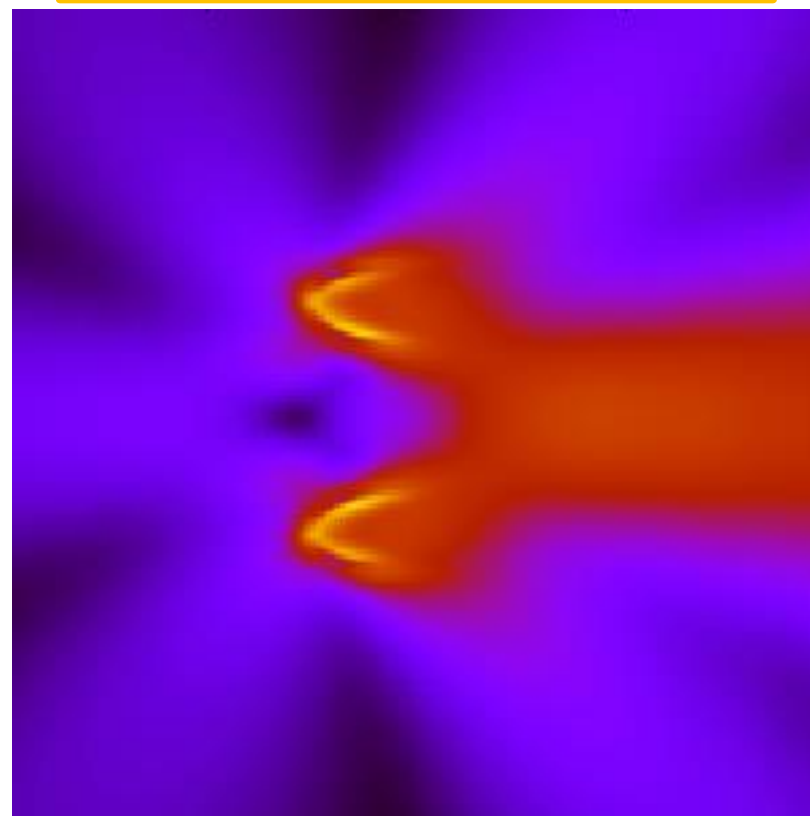
楕状プラズマは反射波の干渉に起因

一粒から誘起される電界



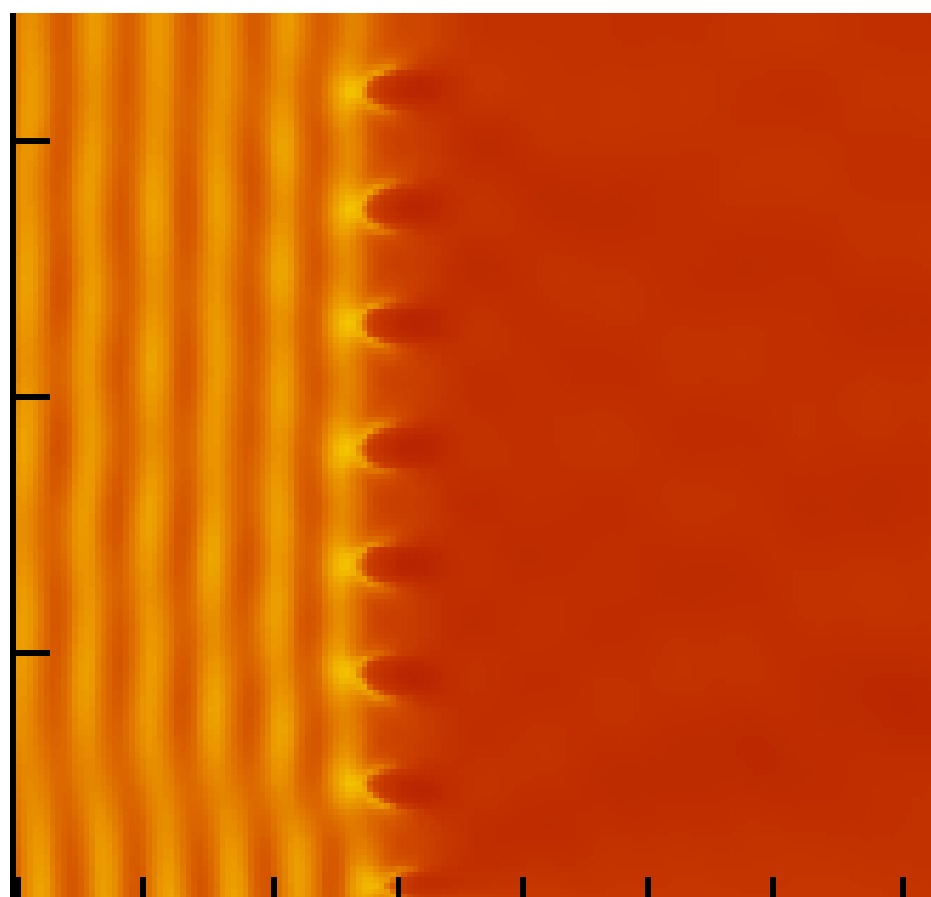
粒内部から誘起される電界
の干渉ではない

二粒から誘起される電界



隣あう粒からの反射波の干渉が
打ち消しあうスポットを作る

プラズマにおけるミリ波の透過



1.8 MV/m

入射電界 [MV/m]	1.4
-------------	-----

透過電界 [MV/m]	1.0
-------------	-----

1.0



入射パワーの内
50%程が透過

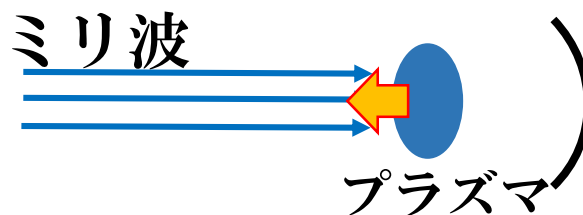
0

今後の課題

入射パワーの内50%程が透過

実験結果と矛盾

透過が多いと集光部で新たなプラズマが発生 ← 実験では発生していない



電子数密度の大きさが正確な値ではない

電界強度 電子数密度

ν_i 、 D_{eff} について検討が必要

結論

- 実験で観測された粒状プラズマを
数値計算で再現することに成功

数値計算から粒状プラズマのピッチについて分かったこと

- 初期電子配置に依存しない
- 周波数に依存、 0.9λ 程度となる

考察



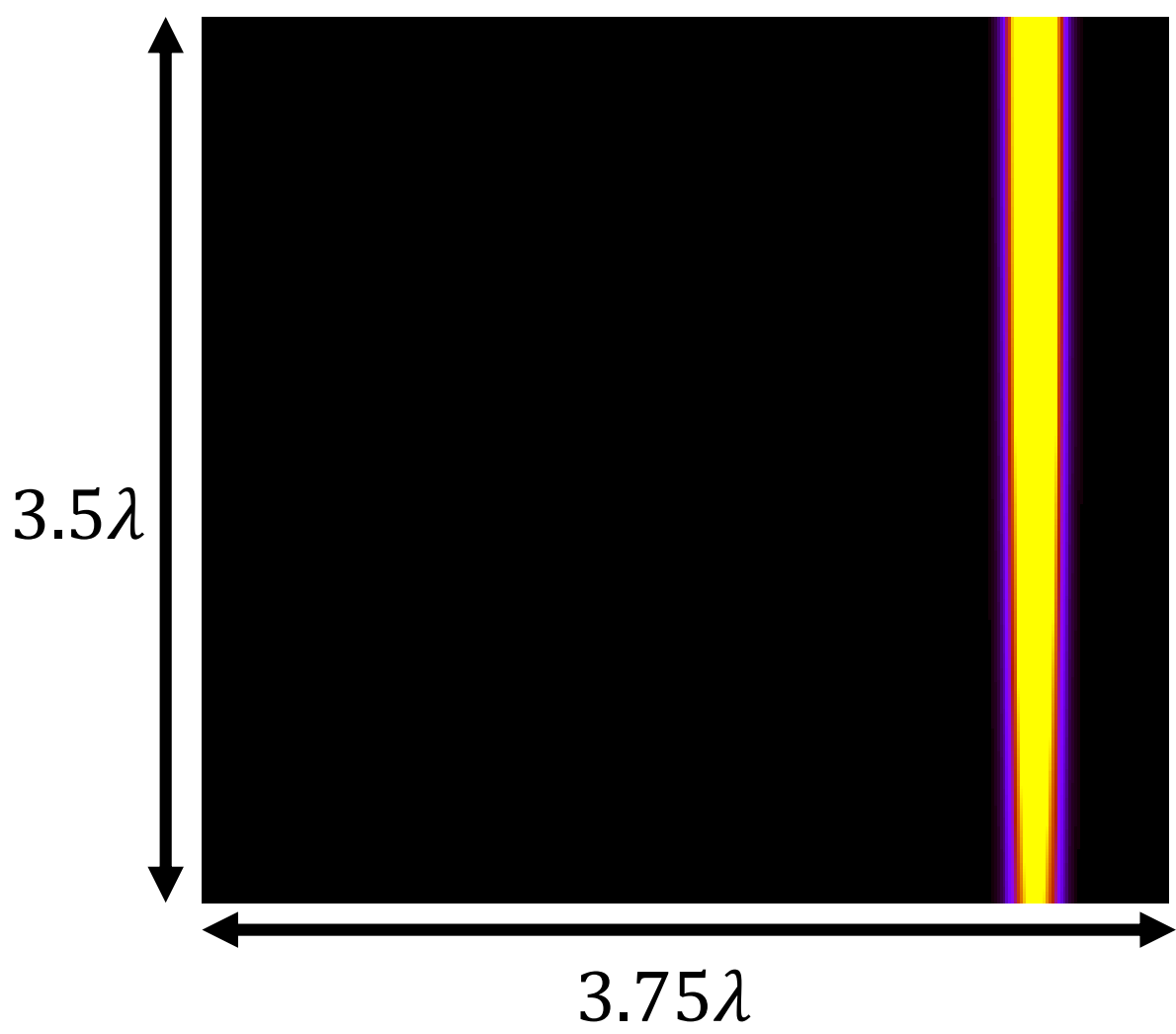
- 電子密度、伸展速度に依存しない



プラズマによるミリ波の反射で出来る
幾何学的な電界強度分布のみによって決まる

ご清聴ありがとうございました

メッシュサイズ依存性



空間刻み幅

電磁界 $\lambda/100$

プラズマ $\lambda/200$

時間刻み幅

電磁界 $1/400f$

プラズマ $1/f$

メッシュを変更しても
同様の
ピッチサイズとなった

「高エネルギー電磁ビームに誘起される放電とその工学的応用」研究会

2016年3月1日

マイクロ波放電現象とロケットへの 応用に関する数値的研究

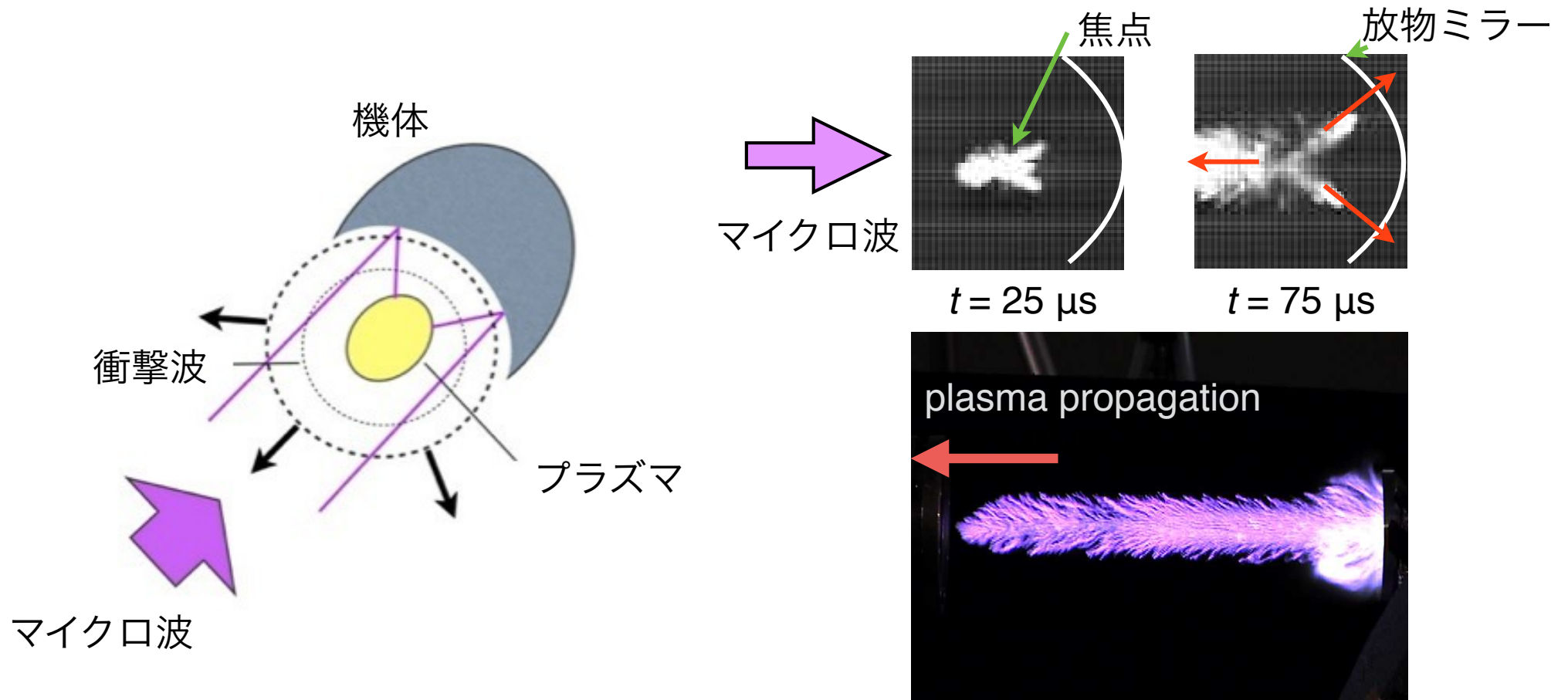
東北大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専攻

高橋 聖幸

- 亜臨界条件におけるマイクロ波放電（流体モデル）
- 外部磁場を使用した推進性能改善（粒子モデル）

マイクロ波推進の概要

- ビーム推進は, ビームによりエネルギーを供給, 輸送コスト小
- 地上基地から機体にマイクロ波を照射, 後部の放物ミラーで集光
- 焦点近傍から衝撃波を伴う電離構造が形成され, 推力を獲得

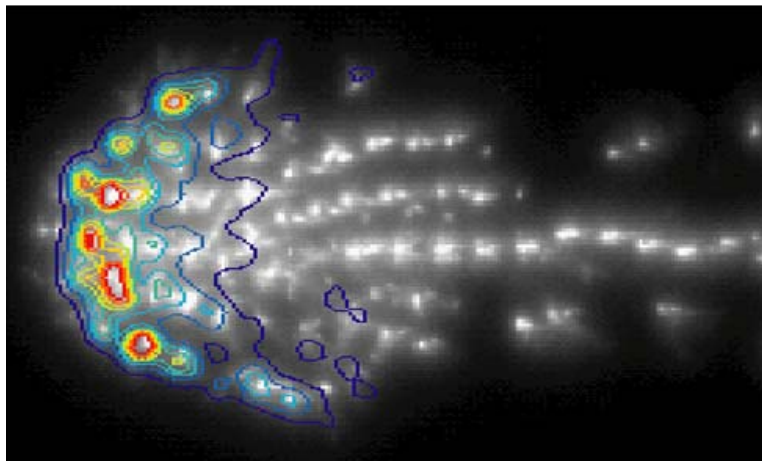
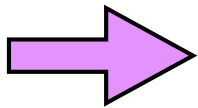


概念図

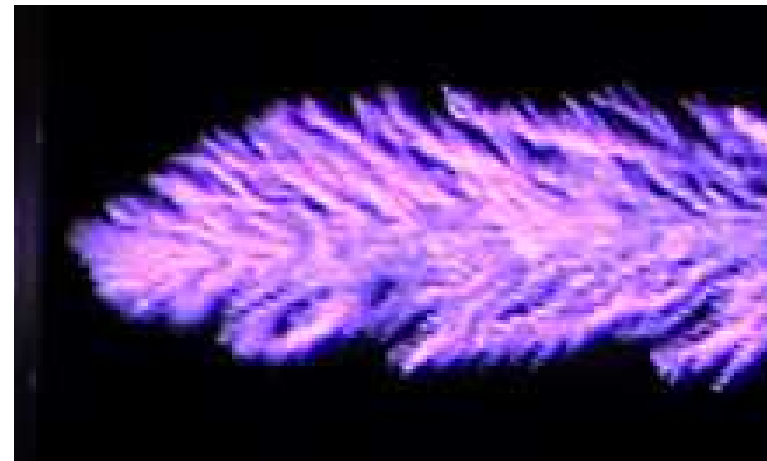
臨界換算電場強度について

- 気体絶縁破壊は換算電場強度 $E/N > (E/N)_c$ の時発生
($(E/N)_c = 119.0$ Td : 臨界換算電場, E : 電場強度, N : 中性粒子数密度)
- 初期電離位置で $E/N > (E/N)_c$ ならば, 入射換算電場強度 $E_{0,rms}/N_0 < (E/N)_c$ でも電離フロントは進展
- 実験においては, $E_{0,rms}/N_0 > (E/N)_c$ か否かで構造が変化

マイクロ波



$E_{0,rms}/N_0 > (E/N)_c$: 超臨界条件
(Hidaka *et al.*, 2008)

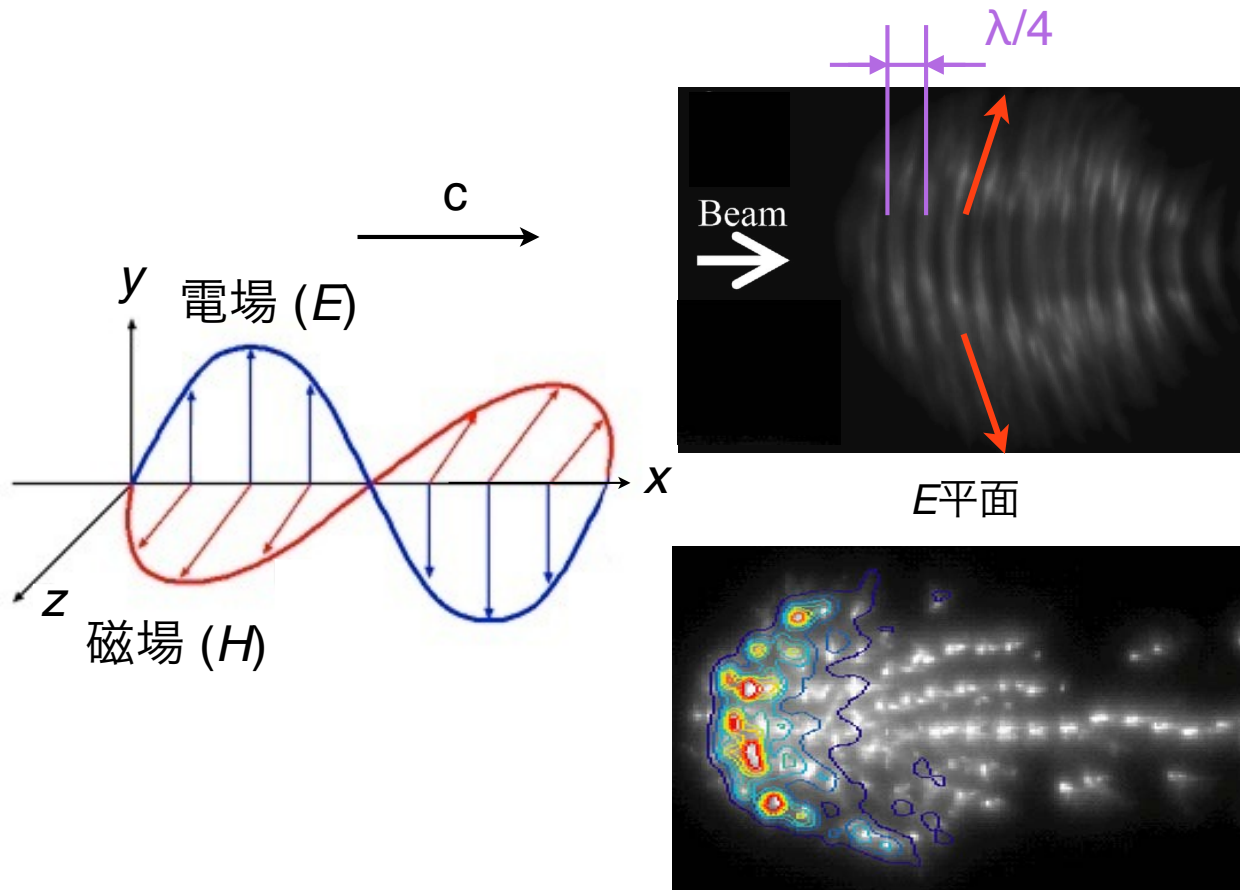


$E_{0,rms}/N_0 < (E/N)_c$: 亜臨界条件
(Oda *et al.*, 2004)

電離構造

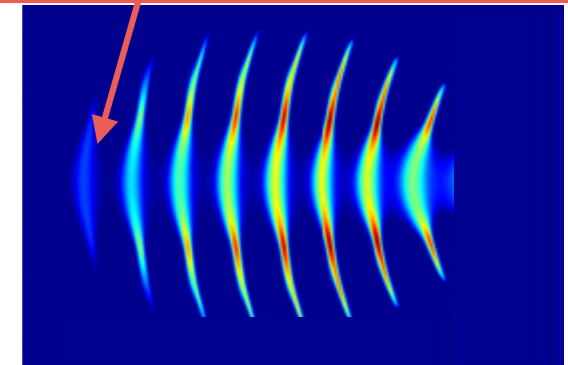
超臨界条件($>(E/N)_c$)における先行研究

- E 平面(電場に平行な面), H 平面(磁場に平行な面)で電離構造が異なる
- 数値計算により電離構造を再現

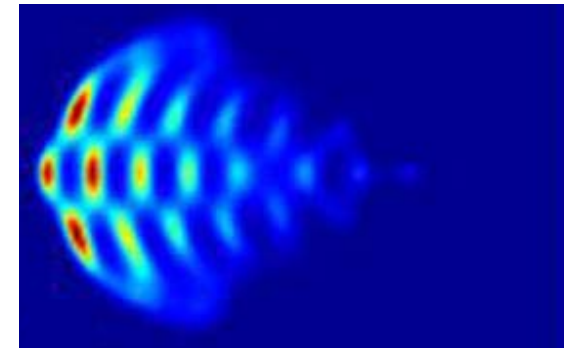


H 平面
実験 (Hidaka *et al.*, 2008)

電離フロントによる反射により, 構造が離散的に形成



E 平面



H 平面

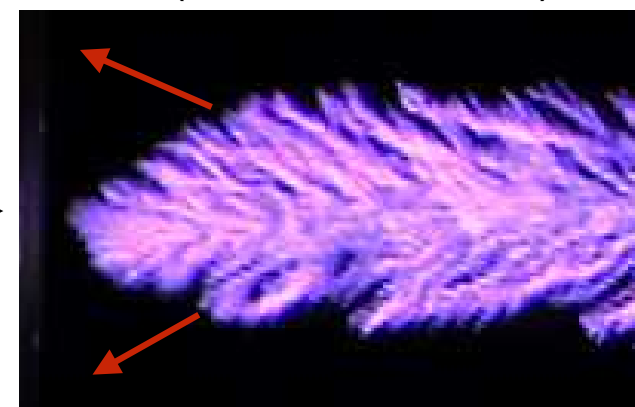
数値計算 (Chaudhury *et al.*, 2010)

電離構造

亜臨界条件($\ll (E/N)_c$)における先行研究

- 放電実験 (Oda *et al.*, 2004)
 - ◆ 構造が視線方向で変化しない
 - ◆ 枝分かれ状の構造を形成

マイクロ波



Branching Structure
(Oda *et al.*, 2004)

- 数値計算 : Chaudhury らの数値モデルでは再現出来ない
 - ◆ ジュール加熱による大気膨張を無視
 - ◆ 大気膨張により $E/N > (E/N)_c$ となり電離が進展すると予想

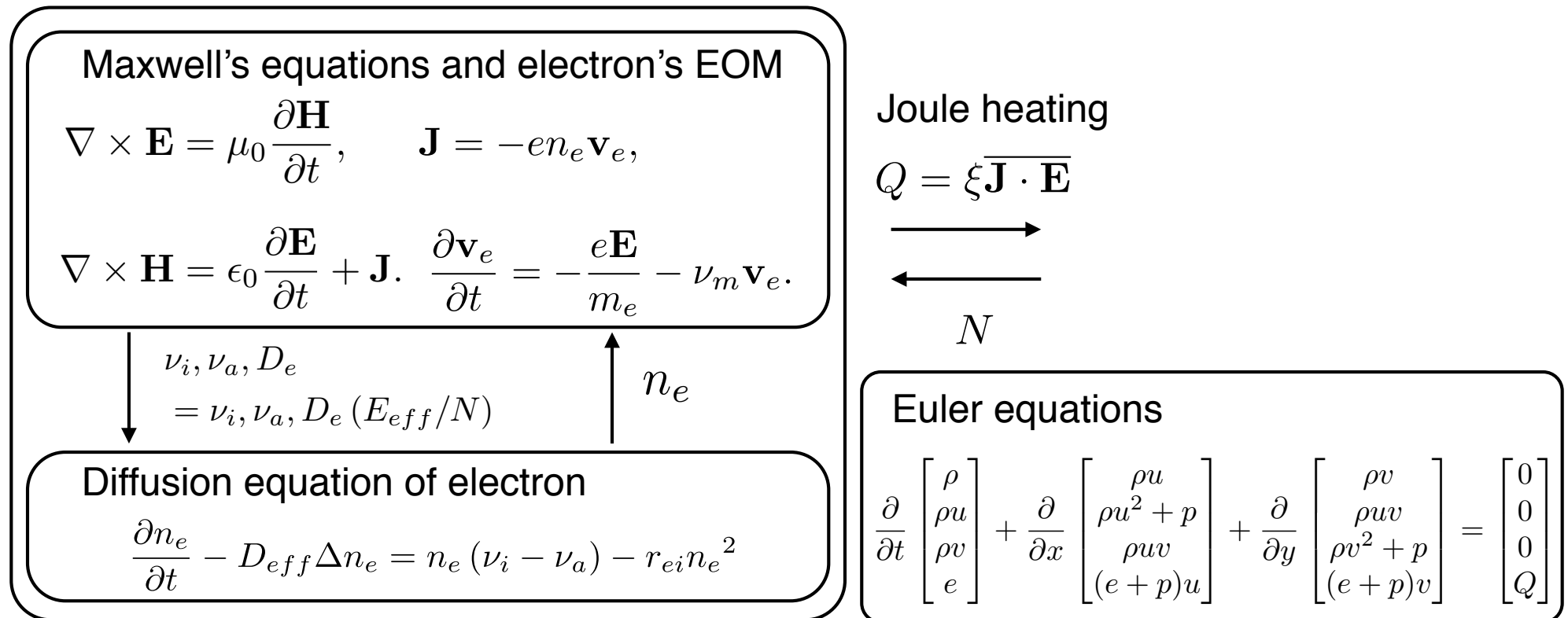
研究目的

亜臨界条件での放電構造を数値的に再現して
電離構造の特性を理解する

- ◆ ジュール加熱の影響を考慮
- ◆ 中性粒子の膨張と電離モデルとを結合
- ◆ 亜臨界条件における電離構造形成メカニズムを解明

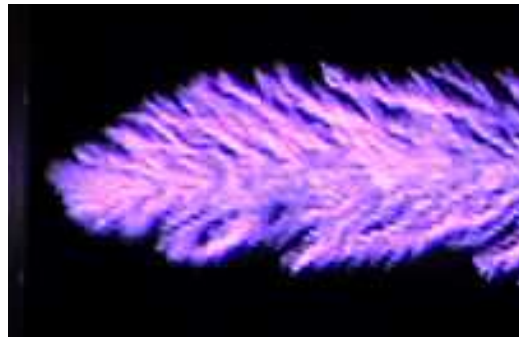
数値計算法

- Maxwellの方程式はFDTD法, 電子の拡散方程式は二次精度中心差分法を用いて離散化
- Euler方程式において, 数値流束はAUSM-DV法を用いて評価し, 空間精度はMUSCL法を用いて二次精度化
- 電子のジュール加熱をEuler方程式のソース項として評価



亜臨界条件 ($< (E/N)_c$) における 構造形成

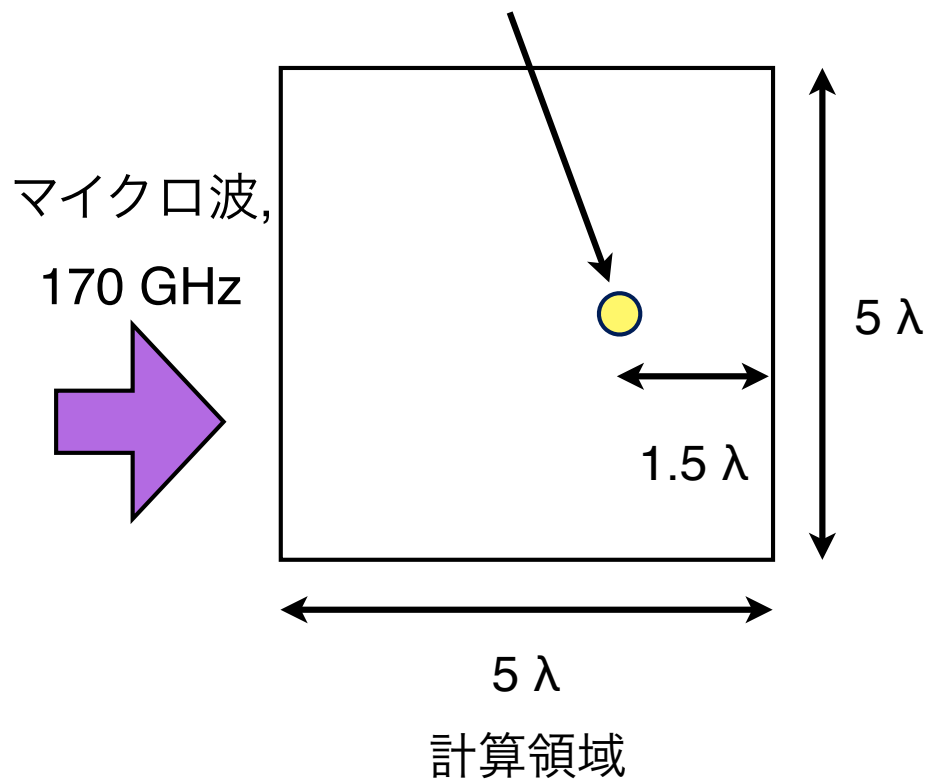
- 高亜臨界条件 : $E_{0,rms}/N_0 = 89.3 \text{ Td} < (E/N)_c = 119.0 \text{ Td}$
- 低亜臨界条件 : $E_{0,rms}/N_0 = 52.1 \text{ Td} < (E/N)_c = 119.0 \text{ Td}$



Branching Structure
(Oda *et al.*, 2004)

計算条件

初期電離スポット; あらかじめ電離により気体が膨張し, N が減少していると仮定



- 初期条件

グリッド幅: $\lambda/100$

計算面: H 平面

入射電場強度 $E_{0,rms}$, 雰囲気気圧 p_0 :

- $E_{0,rms}=2.4$ MV/m, $p_0=760$ Torr
($E_{0,rms}/N_0=89.3$ Td)
- $E_{0,rms}=1.4$ MV/m, $p_0=760$ Torr
($E_{0,rms}/N_0=52.1$ Td)

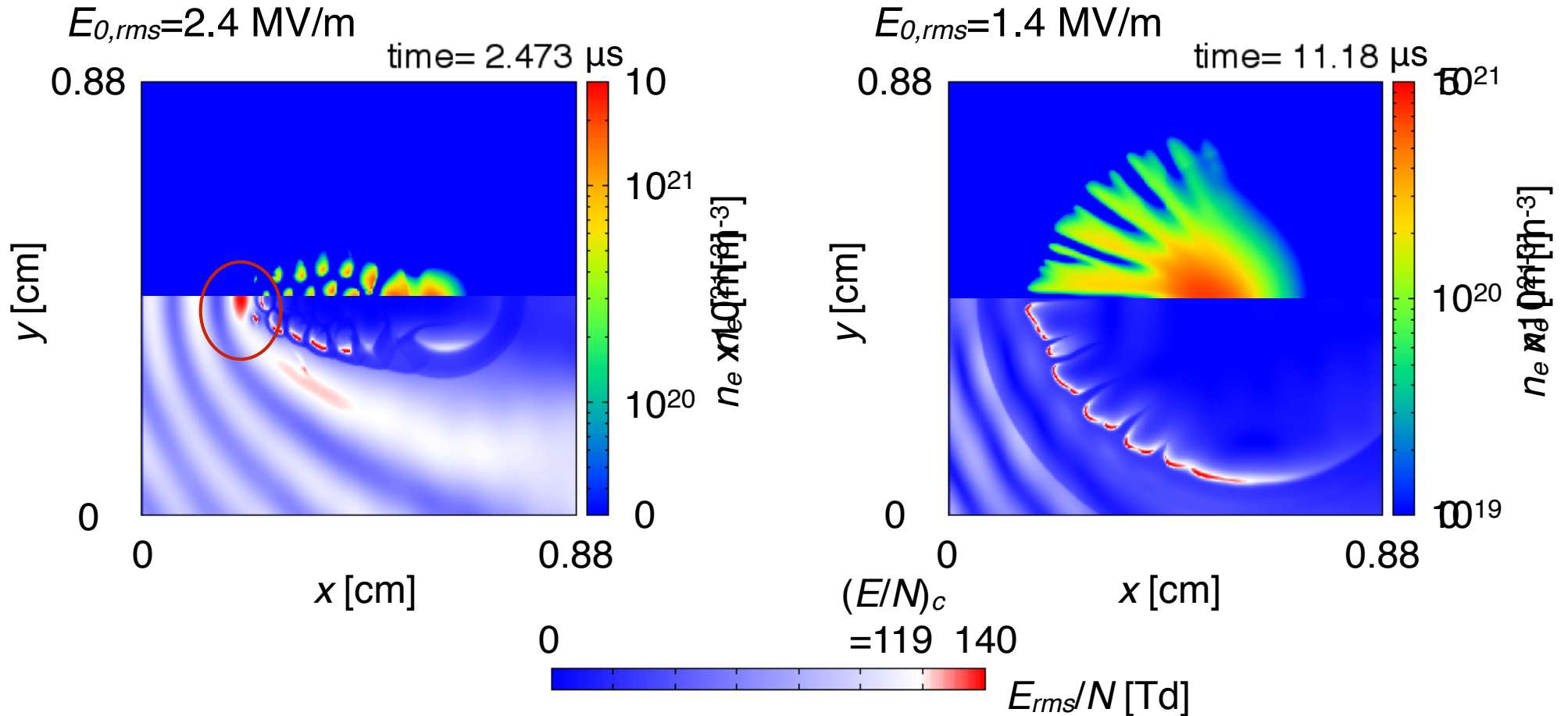
ただし $(E/N)_c=119.0$ Td

- 境界条件

- Murの一次吸収境界条件(Maxwell's eqs.)
- 零次外挿(Diffusion eq.)
- 流出境界条件(Euler eqs.)

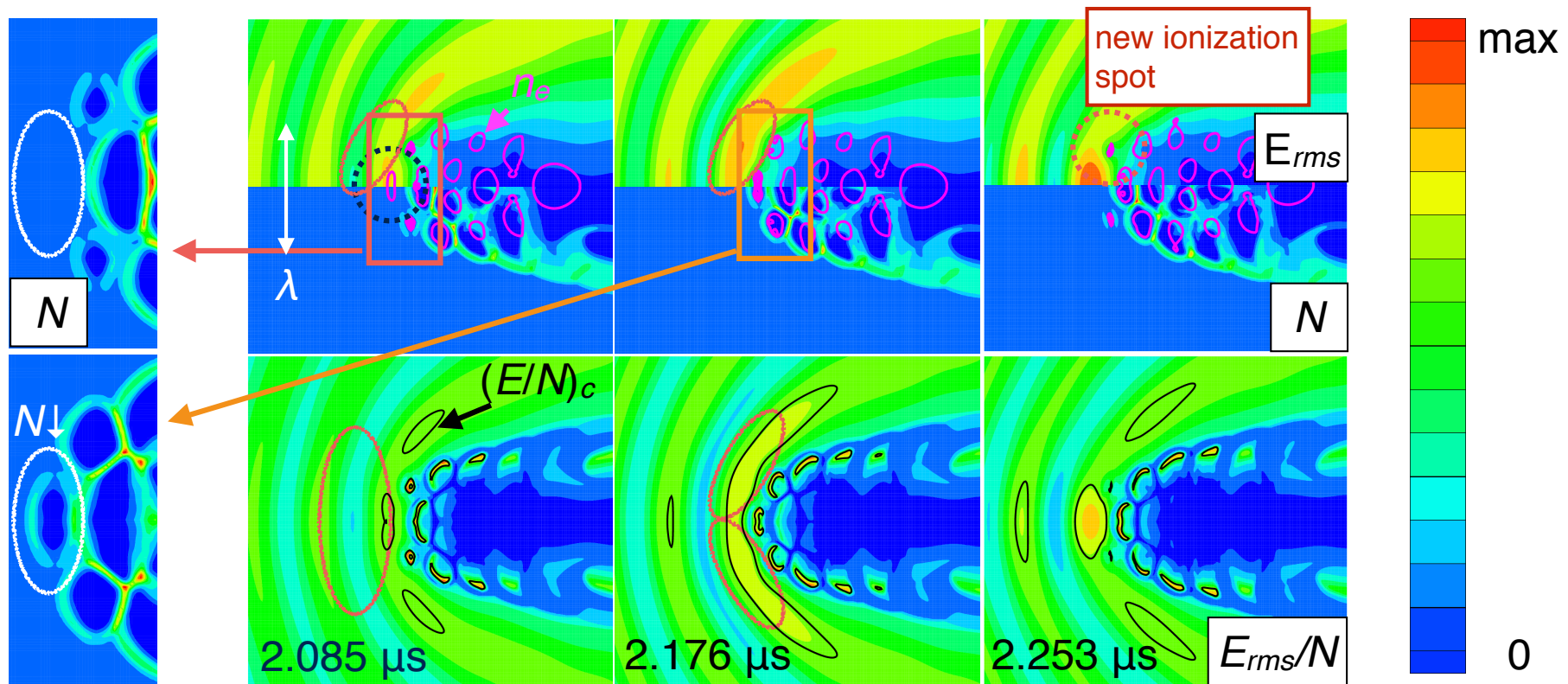
電離構造の電場強度依存性

- 反射により離れた位置に $(E/N)_c$ を超える地点を作り出せる入射電場強度 (遷移電場強度 E_{tc})を境に構造が変化
 - ◆ $E_{0,rms} \cong E_{tc}$ (高亜臨界条件) : 離散的に進展
 - ◆ $E_{0,rms} < E_{tc}$ (低亜臨界条件) : 連続的に, 枝分かれをしながら進展



高亜臨界条件($> E_{tc}$)における構造形成

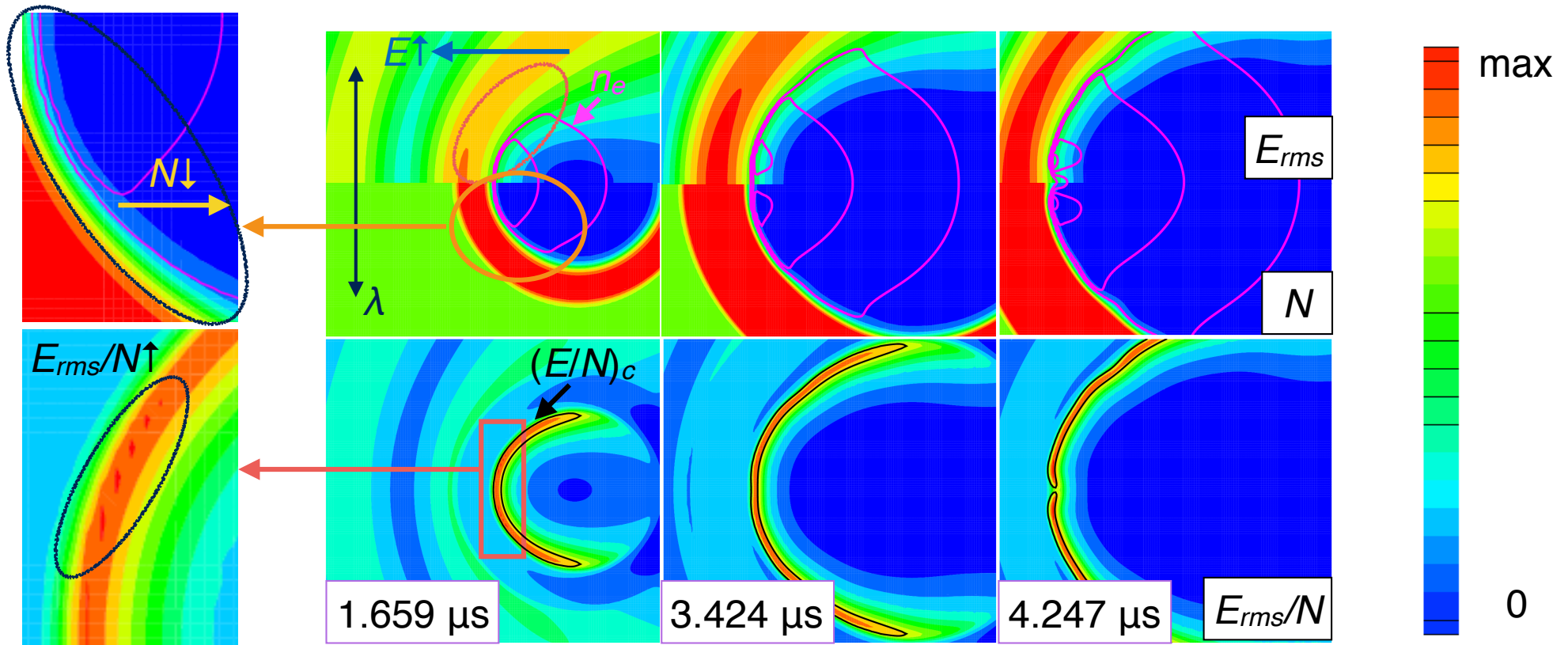
- 電離フロントにおいて、ジュール加熱により N が減少し、 E_{rms}/N が高く保たれることで、連続的に波源方向へ進展
- 十分に N が低下すると、反射の指標となる導電率 $\sigma(=F(n_e/N))$ が大きくなり、離れた地点に $(E/N)_c$ を超える地点が現れる
- 新たな電離フロントが離散的に形成される



Maximum values of the contour are 4.3×10^6 (E_{rms} [MV/m]), 2.0×10^{26} (N [m^{-3}]), and 180.0 (Td).

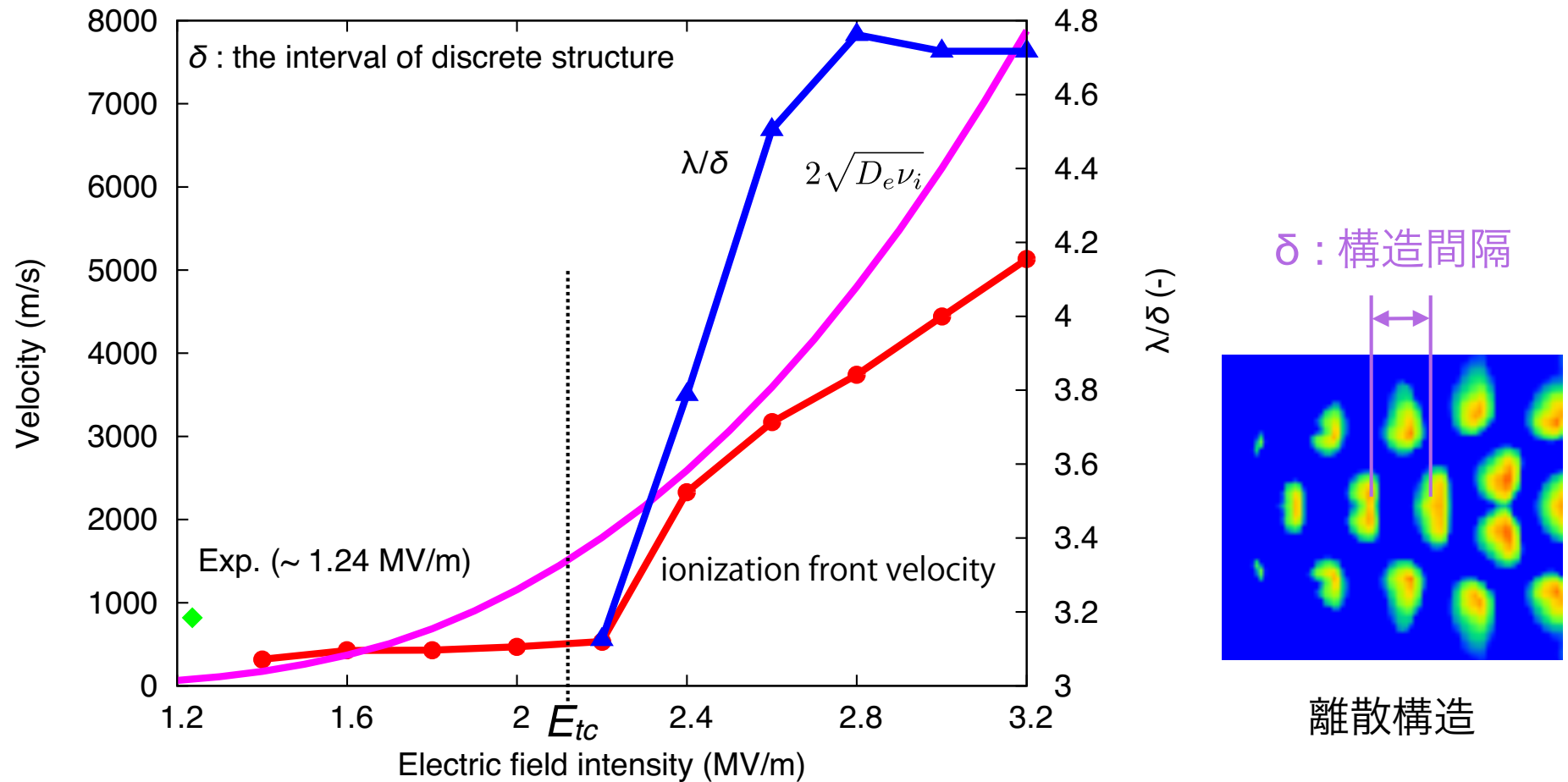
低亜臨界条件($< E_{tc}$)における構造形成

- 電離フロントによる電磁波の散乱により, 前方ほど E_{rms} が増大
- 中性粒子の膨張速度は電離フロントの進展速度よりも小さいため, 後方ほど N が減少
- E_{rms}/N が高められる地点ができ, 構造が枝分かれする



Maximum values of the contour are 2.2×10^6 (E_{rms} [MV/m]), 4.3×10^{25} (N [m^{-3}]), and 150.0 (Td).

進展速度, 構造間隔の入射電場強度依存性



- 遷移電場強度 E_{tc} を境に電離波面伝搬速度が増大
- 構造間隔が電場強度が下がるに従って増大

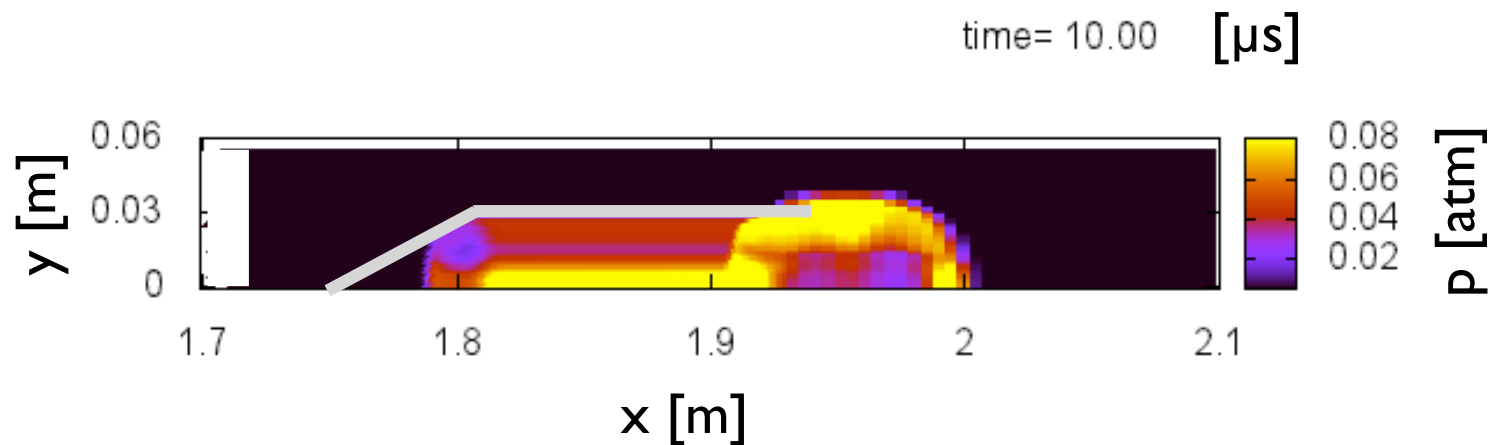
まとめ

亜臨界条件での電離過程を数値的に再現して
電離構造を調査

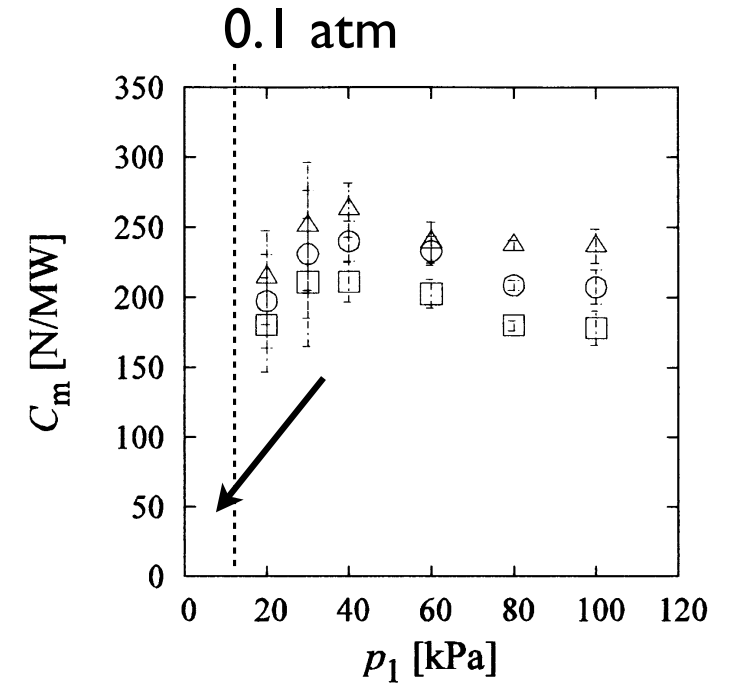
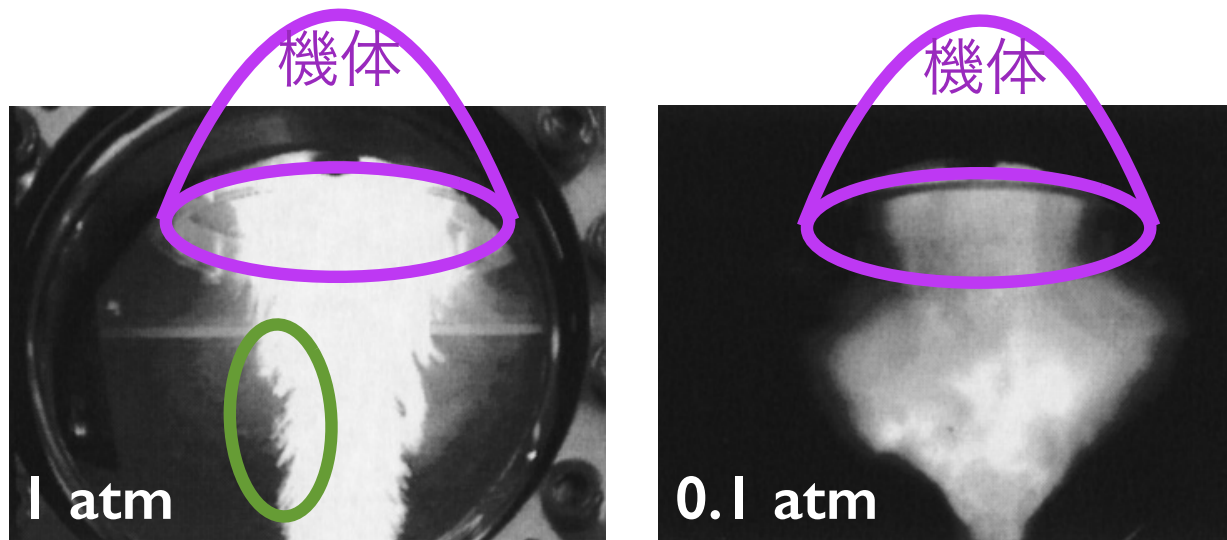
- ◆ 電磁波流体結合コードを作成
- ◆ 中性粒子の膨張によって電離が維持
- ◆ 遷移電場強度 E_{tc} を境に構造形成が変化
- ◆ 遷移電場強度 E_{tc} を境に電離波面伝搬速度が増大

外部磁場を使用したマイクロ波 ロケット推進性能の改善

- 低圧での推進性能を外部磁場印加により強化
- 軸対称二次元流体計算により推力評価



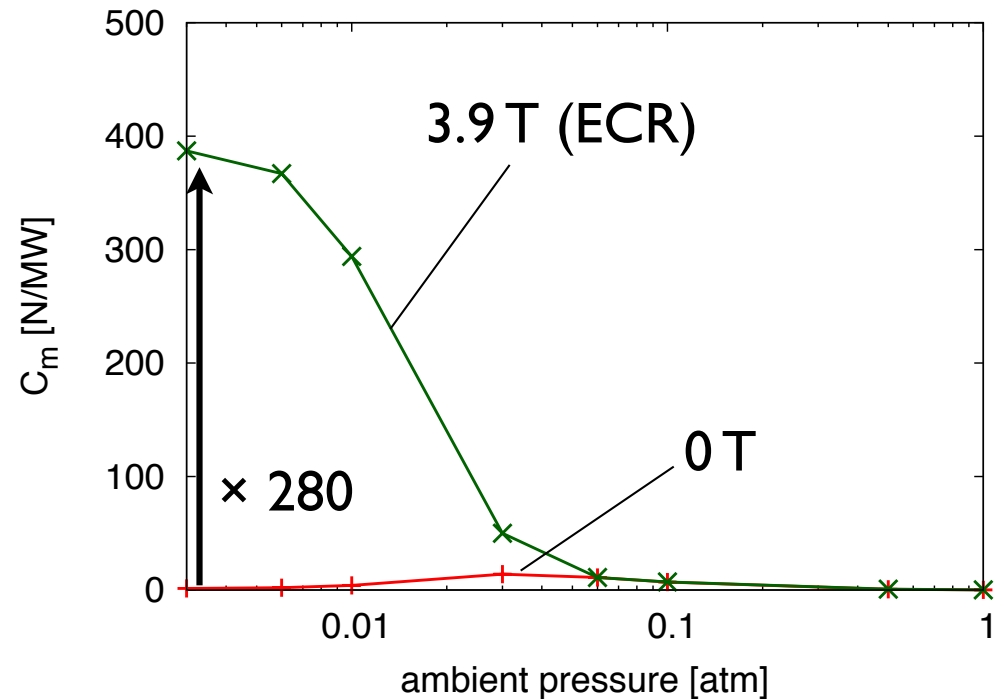
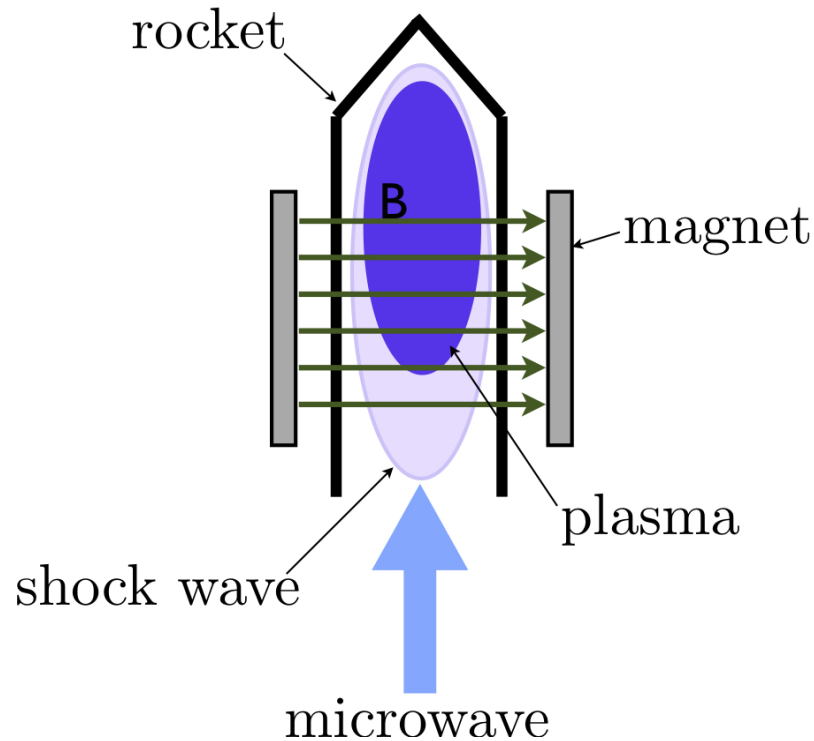
推進性能の雰囲気圧力依存性



- 雰囲気圧力 0.1 atm でフィラメント構造が消滅
- 0.1 atm 以下では推力が小さ過ぎて測定不可能
- 低圧ではエネルギー吸収率が減少 + 電離波面伝播速度が増大

Oda et al. (2007)

110 GHz ビーム照射と外部磁場の組み合わせ



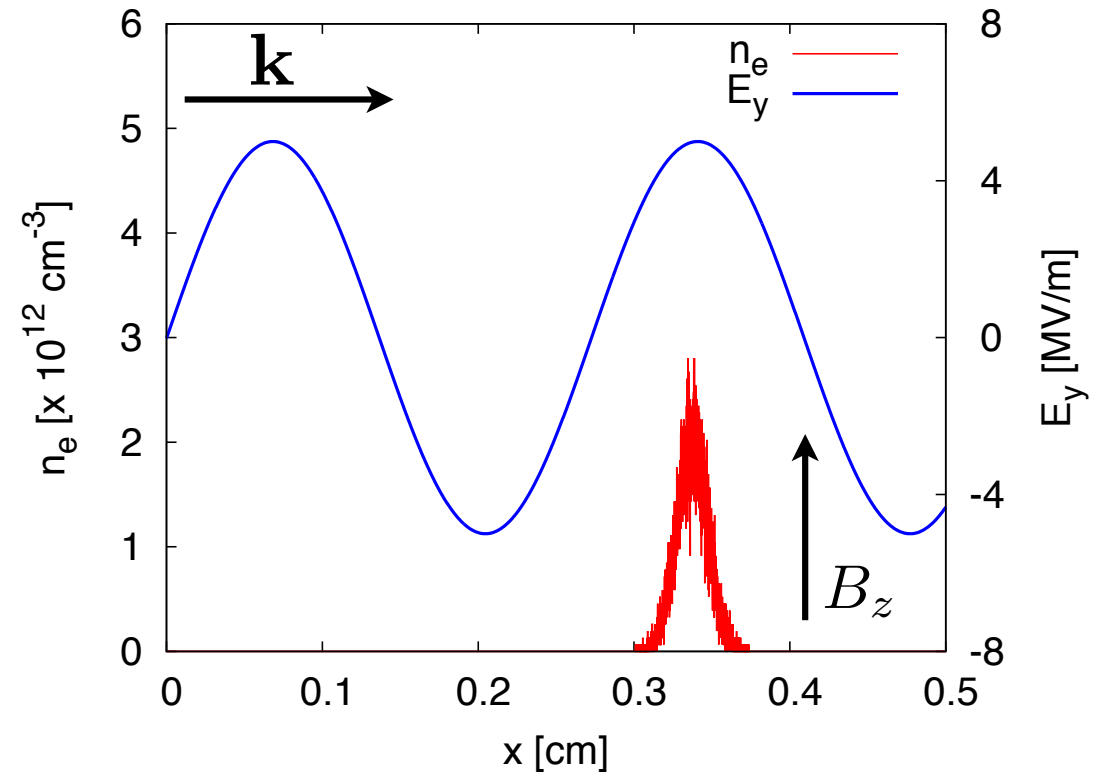
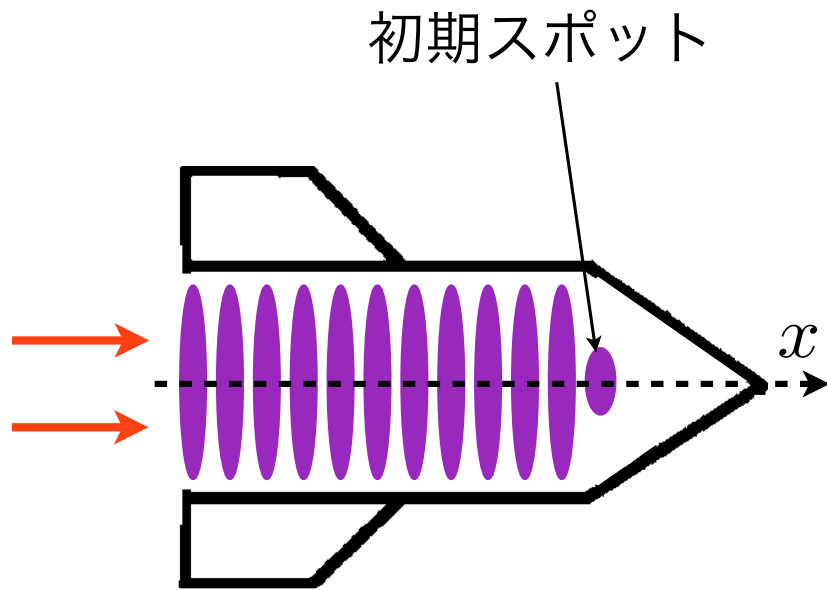
- 粒子計算によって外部磁場印可時の電離構造を再現
- 110 GHz ビームに対して 3.9 T を印加する事で推進性能改善

研究目的

低周波ビームを照射し、低強度磁場で
マイクロ波ロケットの推進性能改善

- 低周波ビーム照射時の電離構造を粒子計算により再現
- 外部磁場印加によりエネルギー吸収率を改善
- 衝撃波計算により推進性能を推定

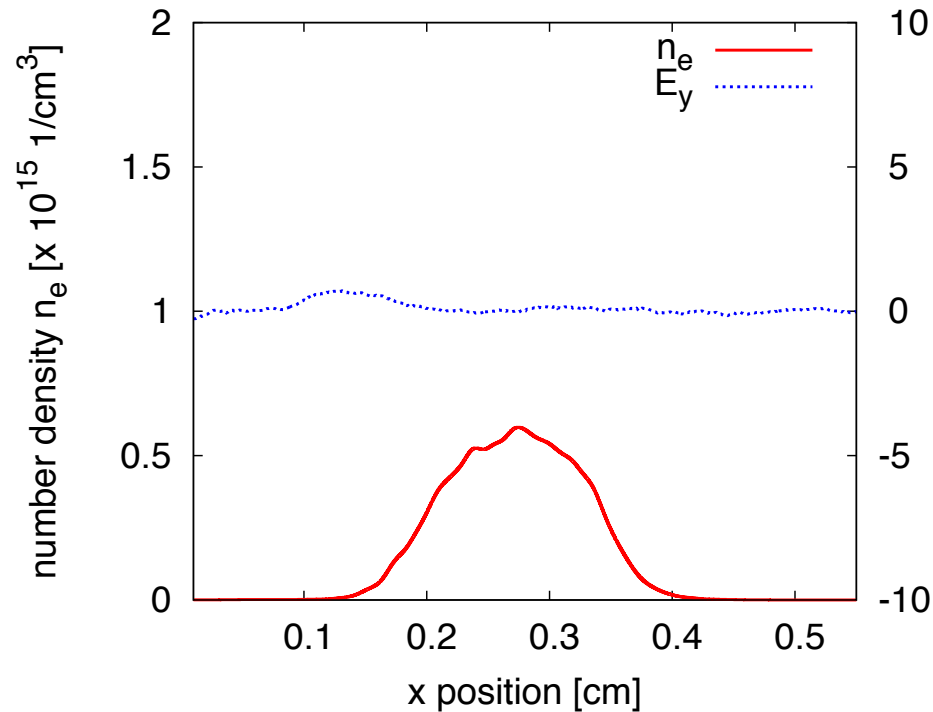
計算条件



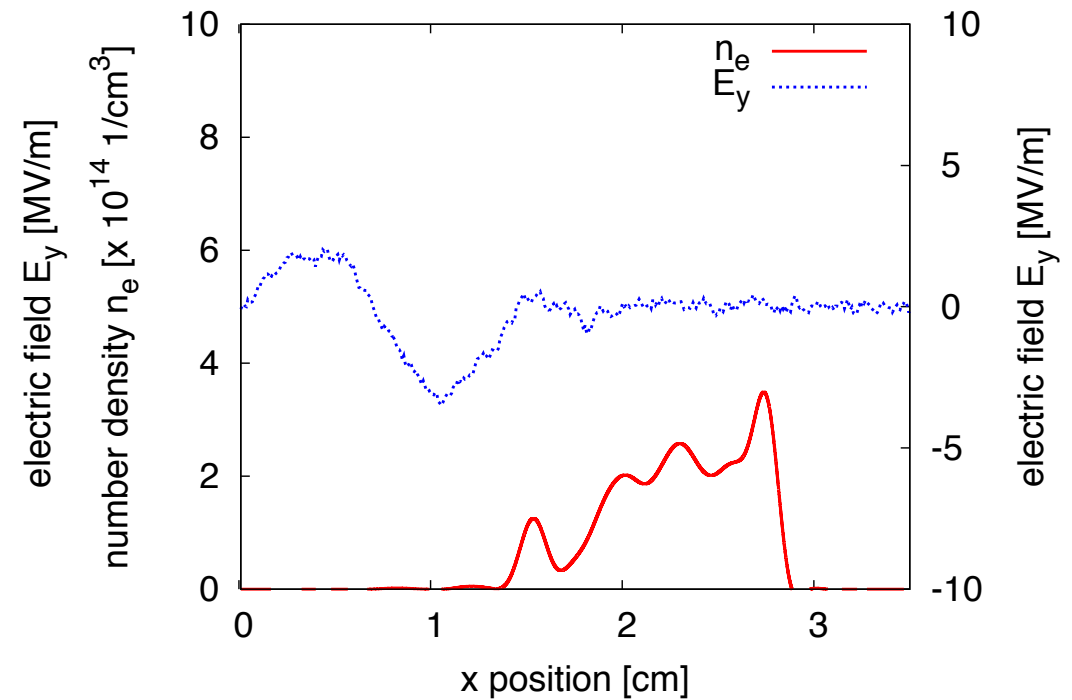
- 超臨界条件 : 5 MV/m のマイクロ波を入射 (Hidaka et al. (2008))
- FDTD 法と PIC-MCC 法を組み合わせる電離過程を再現
- 計算負荷削減の為, 空間 1 次元, 速度 3 成分 (ID3V) 計算

低周波マイクロ波照射時の電離構造

110 GHz, 0.006 atm (2.6 ns)

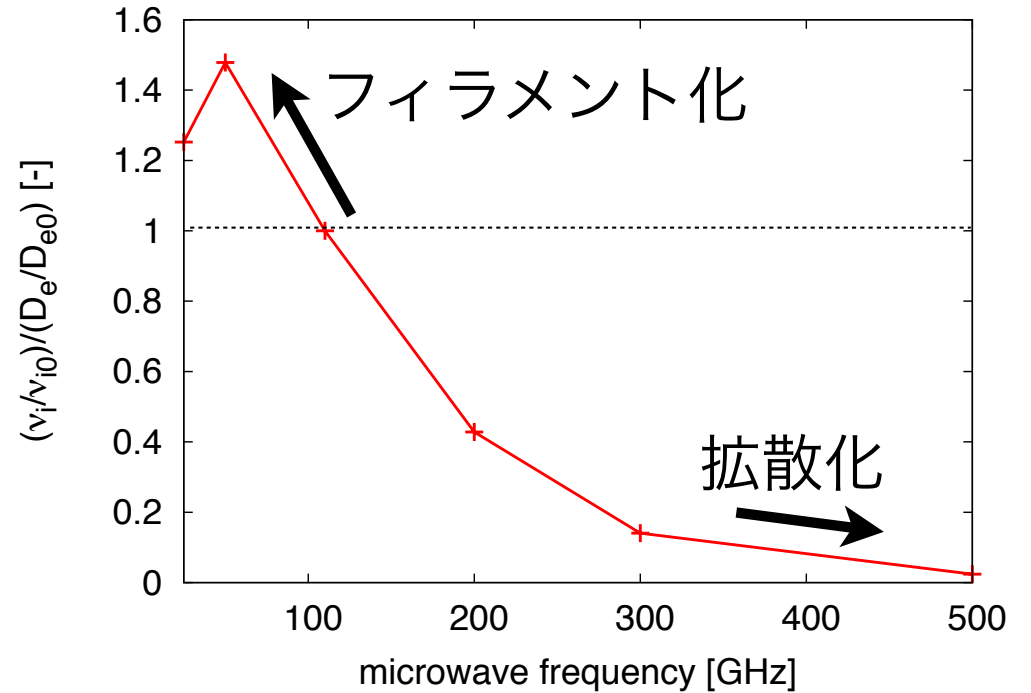
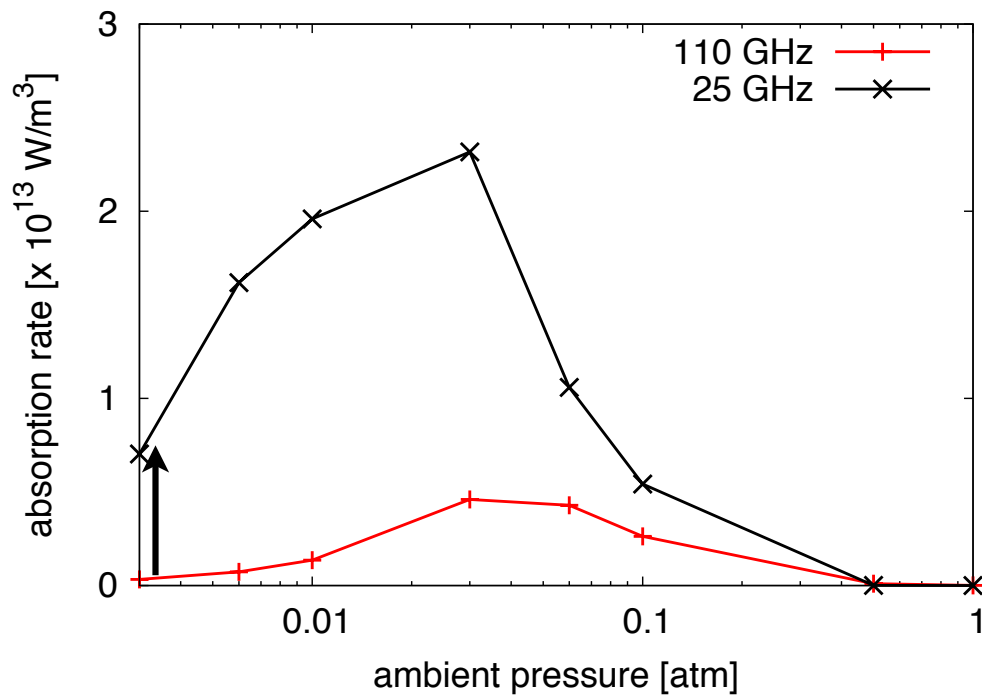


25 GHz, 0.006 atm (1.6 ns)



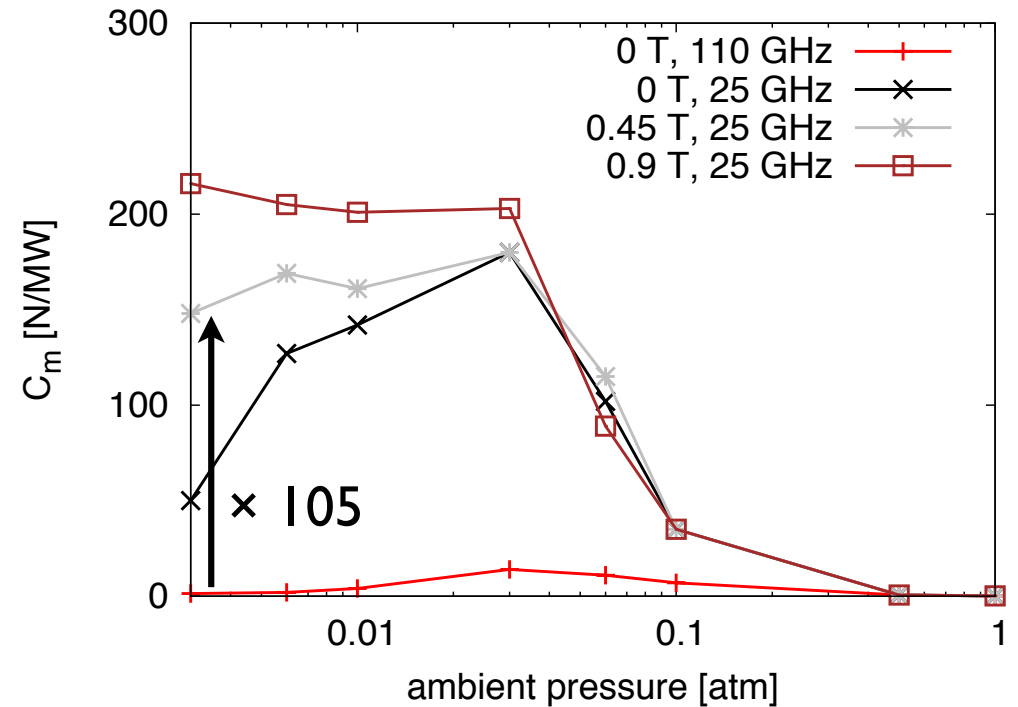
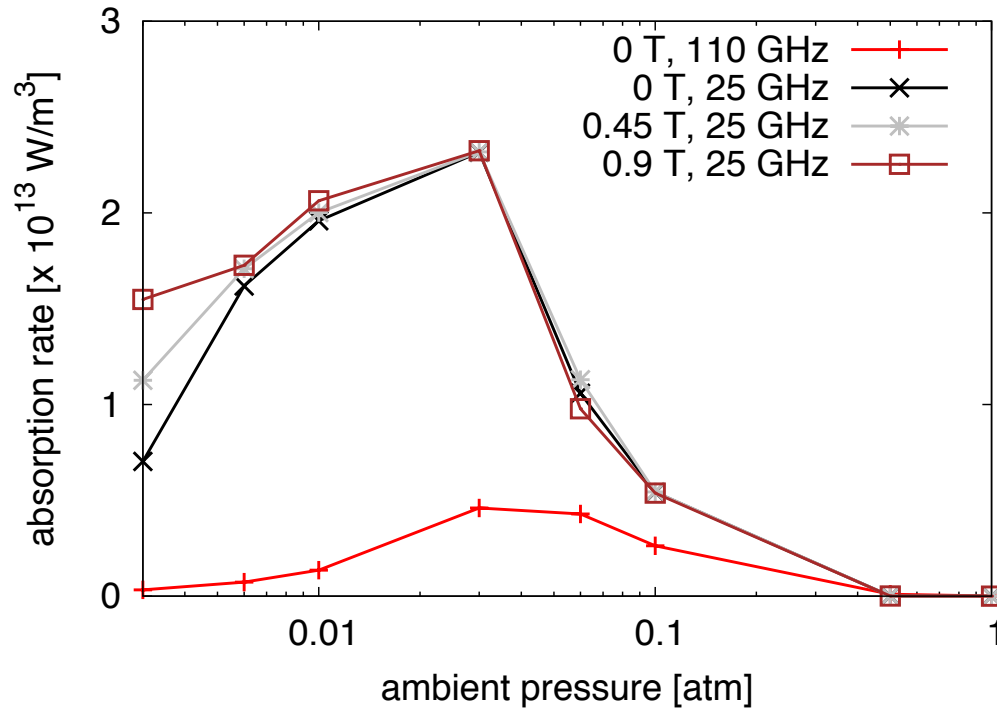
- 110 GHz 照射時は低圧では拡散的な構造になる
- 25 GHz 照射時では低圧でも電子密度のピークが見られる

エネルギー吸収率と電離周波数の周波数依存性



- 低周波ビーム照射によりエネルギー吸収率が増大
- 拡散よりも電離が支配的になりフィラメント化

低周波ビーム照射と共鳴磁場印加時の推進性能



- 25 GHz ビーム照射と第 2 高調波 ECR の組み合わせにより、0.45 T で推進性能を改善可能

まとめ

外部磁場印加による推進性能改善

- ◆ 低周波ビーム放電時の電離構造を粒子計算により再現
- ◆ 低周波放電時は電離が優位になるためにフィラメント化
- ◆ 0.45 T の磁場印加により推進性能が 105 倍に改善

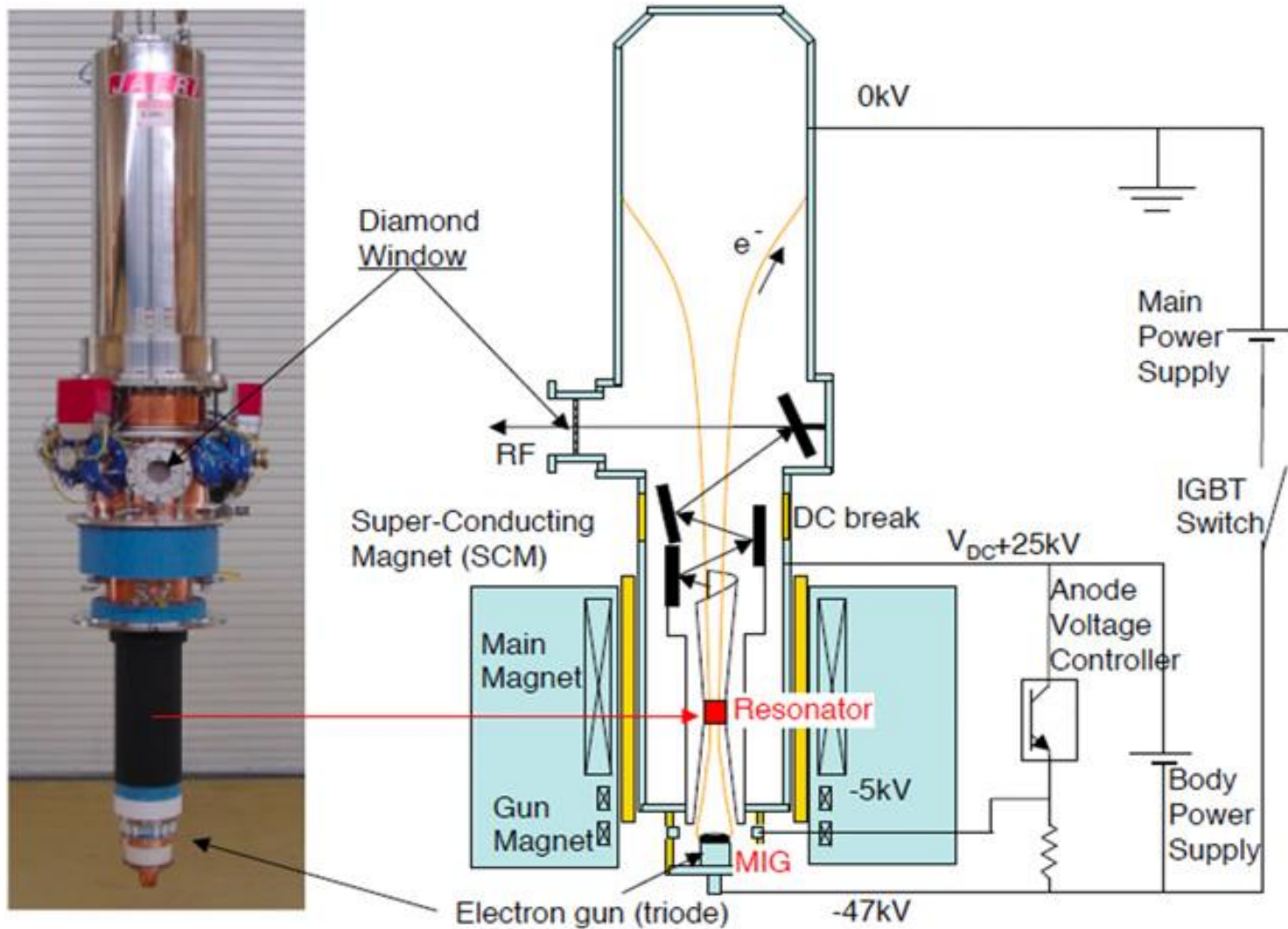


東大ジャイロトロン開発の進捗報告

Masafumi Fukunari

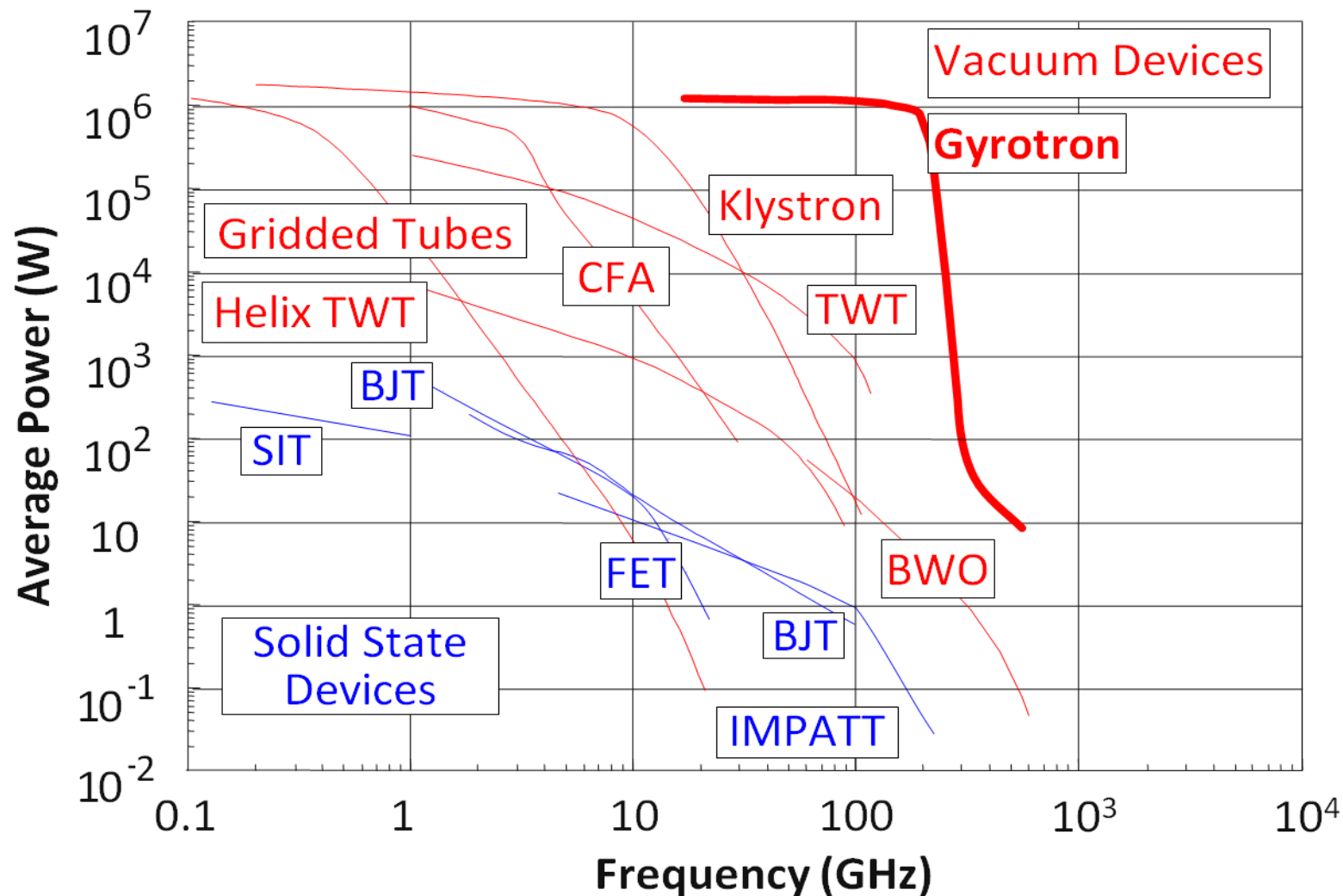
The University of Tokyo

1 MW 級マイクロ波発振器ジャイロトロン





ジヤイロトロンの発振周波数領域



*Richard Temkin, IEEE Pulsed Power & Plasma Science



開発目標

『高エネルギー電磁ビームに誘起される放電とその工学的応用』研究に向けた東大ジャイロトロンの開発

仕様目標

- 最大出力電力 : 1 MW
- オペレーション : 単パルス運転
- パルス幅 : 数ms
- ビームプロファイル : ガウシアンプロファイル

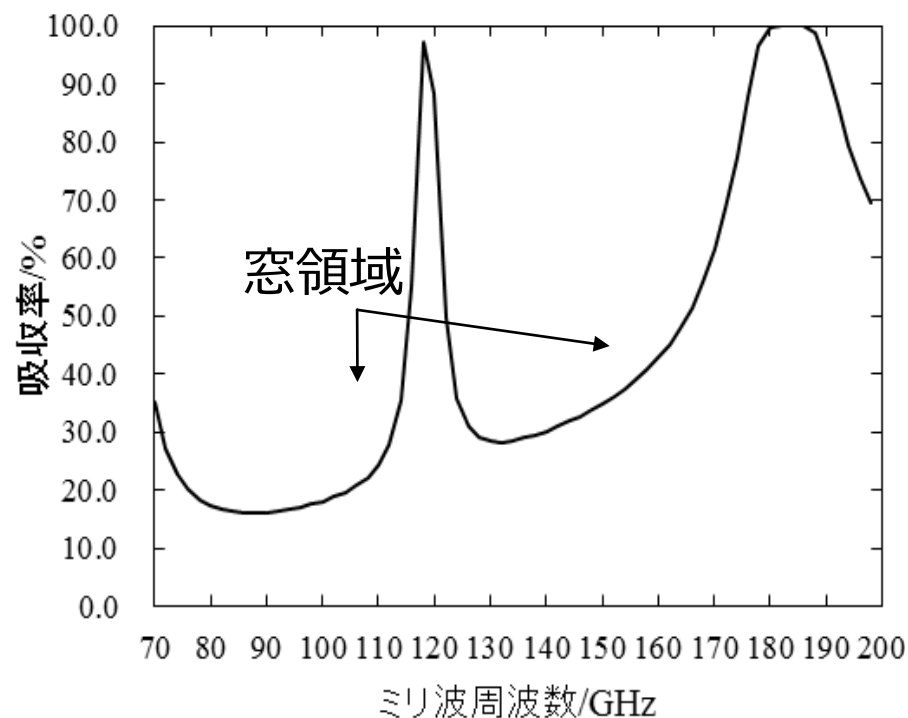
開発計画(仮)

年	2015年度(H27)					2016年度(H28)									2017年度(H29)															
月	10	11	12	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	1	2	3
設計	0法律関係																													
	1MIG・共振器設計・コレクタ																													
						2熱設計																								
						3強度設計																								
						4真空系の設計																								
						購入関係																								
調整										5実験室の工事(磁場対策、電気配線、水配管等)																				
															7電源設計															
															6ミリ波光学系の設計															
発展																														

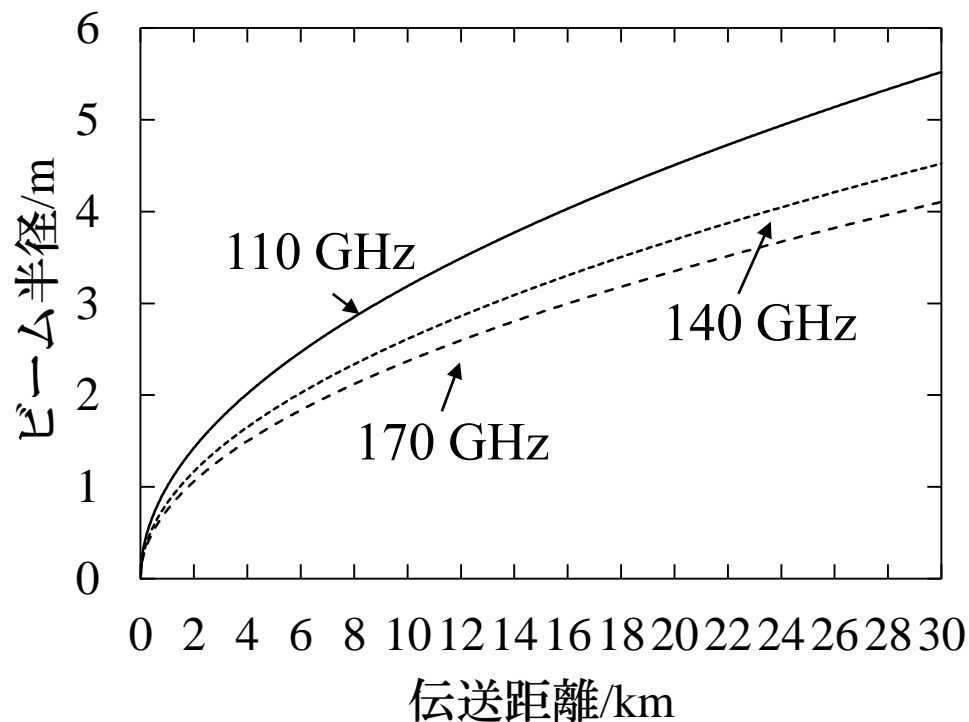
工程を決定するために会社との交渉が必要

マイクロ波ビーミング推進に向いている周波数とは

マイクロ波放電の工学的応用の有力候補



周波数毎の吸収率



伝送距離に対する必要ビーム半径

電波法の取り扱い

100 GHz 帯では唯一, 94-94.1 GHz のみ宇宙研究(能動)

➡ **ジャイロトロン**の発振周波数とする

ただし脚注に下記の記載がある。

5.562

地球探査衛星業務(能動)及び宇宙研究業務(能動)による 94-94.1GHz の周波数帯の使用は、宇宙雲レーダーに限る。

即座にBEPに使用できそうな周波数は現状無い

その他の周波数

5.340

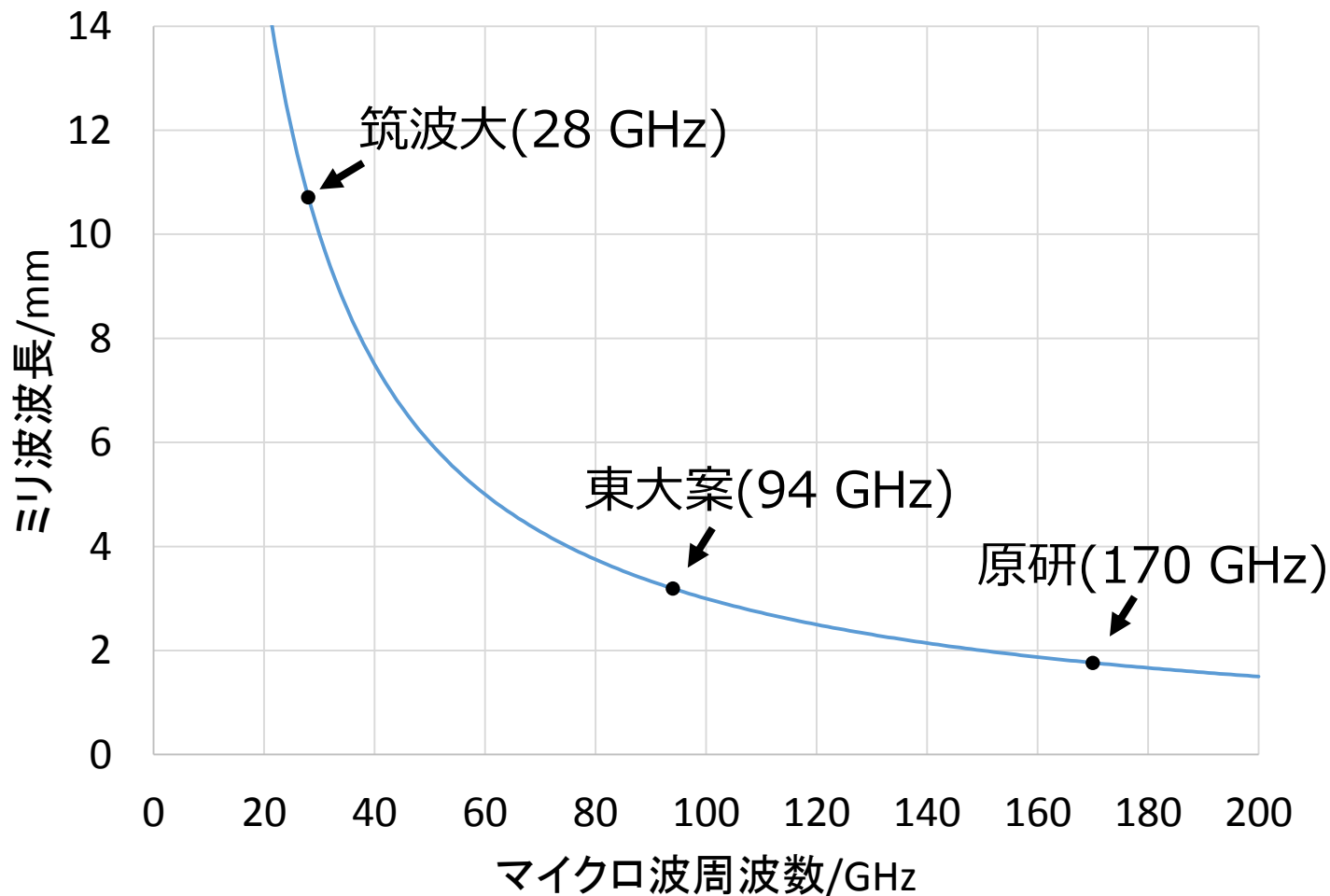
以下の周波数帯の発射は、全て禁止する。

(略) 86-92GHz **100-102GHz** **109.5-111.8GHz** 114.25-116GHz 148.5-151.5GHz
164-167GHz 182-185GHz 190-191.8GHz 200-209GHz (略)

間の周波数は無線標定, 電波天文, 衛星, 航行, 宇宙研究(受動)に配分

周波数と波長

ミリ波放電の構造は波長に依存



メインコイル

JASTEC (Japan Super Conductor Technology)



周波数と磁場の関係

$$f \approx 28 \times B_0 \text{ [GHz]}$$

無冷媒型マグネット

(Cryogen-free magnet)

液体ヘリウムを使用せず、冷凍機でマグネットを極低温冷却する無冷媒型超電導マグネット

パラメーター

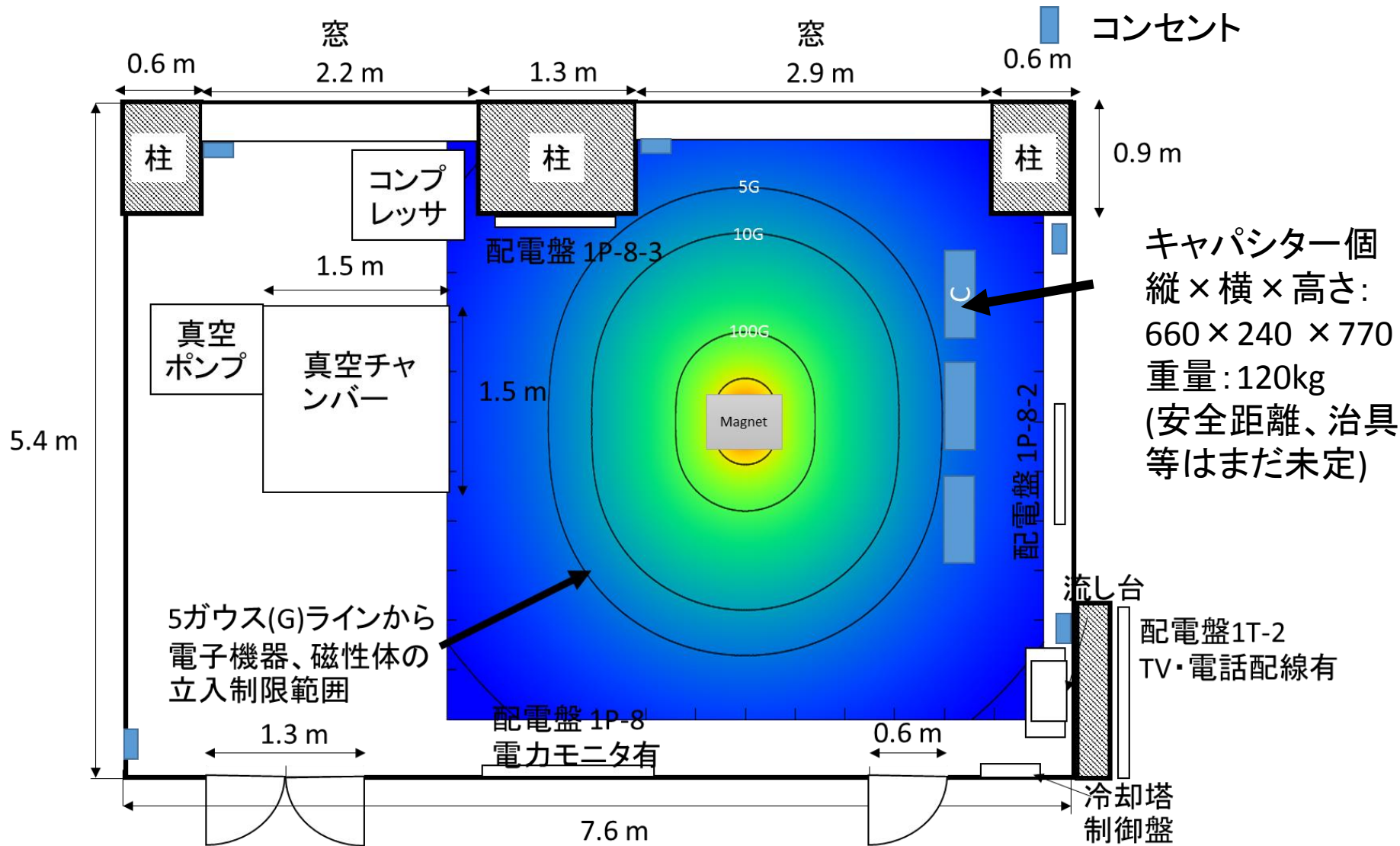
最大中心磁場	5T
ボア直径	100 mm
ボア長さ	440 mm
5 G ライン半径	約1.6 m(計算値)
本体質量	200 kg



部屋の間取り

天井高さ 2.71 m-3.3 m

床耐荷重 300 kg/m²



コンセント

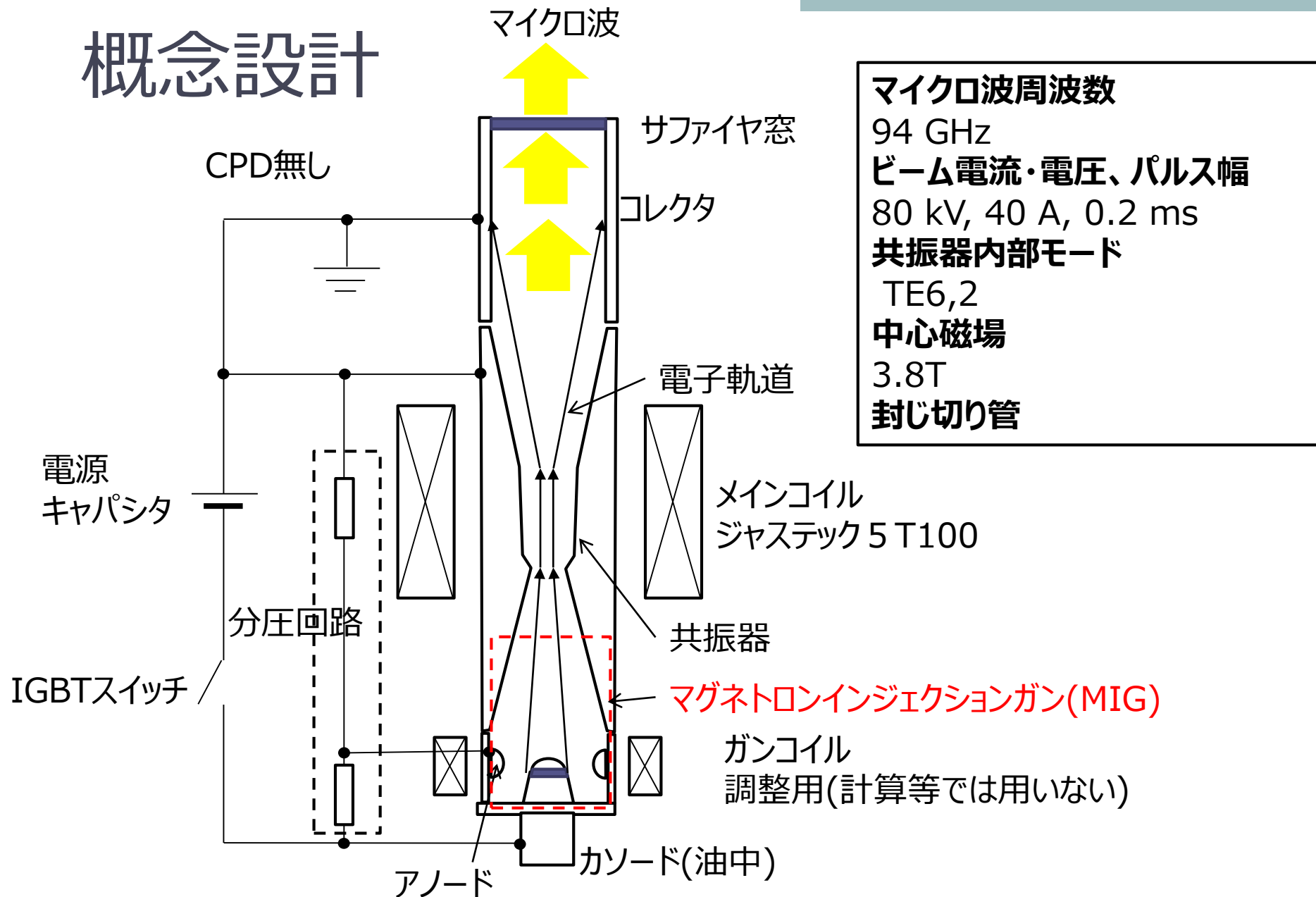
キャパシター一個
 縦×横×高さ:
 660×240×770
 重量:120kg
 (安全距離、治具
 等はまだ未定)

5 Gauss (G) ラインから
 電子機器、磁性体の
 立入制限範囲

配電盤 1T-2
 TV・電話配線有

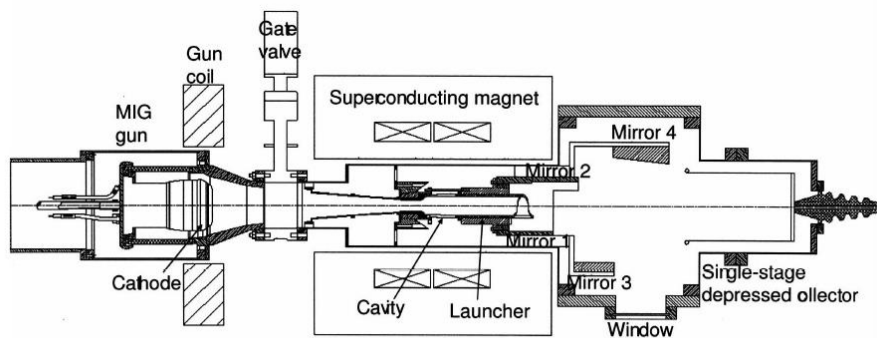
冷却塔
 制御盤

概念設計



マイクロ波の取り出し

横出し(モード変換器内蔵型)



頭出し(モード変換器無し)

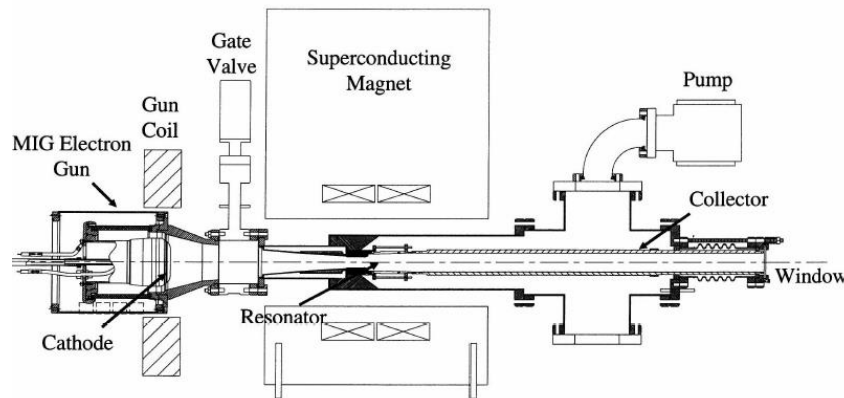


Figure 5-28: The 1.5 MW, 110 GHz gyrotron schematic in the internal mode converter configuration.

Figure 4-4: 1.5 MW, 110 GHz gyrotron experiment schematic in the axial configuration

メリット

- 寄生モードは除去される。
- コレクタのサイズを大きくでき、熱負荷が抑制。
- コレクタ長さを短くできる。

デメリット

- 計算通りのモードが励起されていないと発振されない。
- **モード変換器の制作に時間がかかる。**

メリット

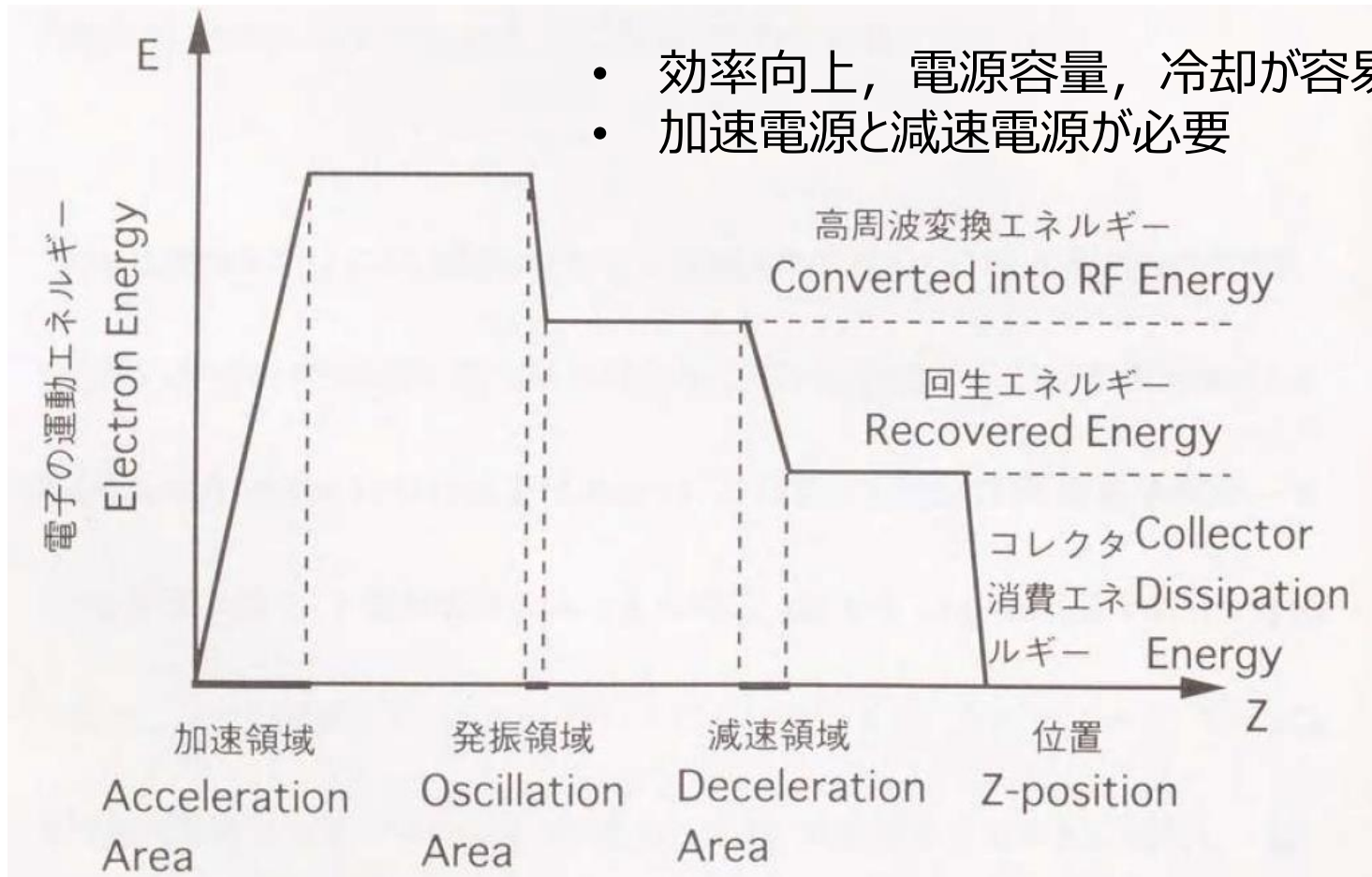
- 予定のモード以外でも発振を得ることができる。
- **モード変換器を後から開発できる。**

デメリット

- コレクタの熱負荷が大きい。
- 寄生モードの反射によって共振器内部のモードが乱される。
- 寄生モードによるアーキングで窓が損傷しやすい

Collector Potential Depression (CPD)

コレクタをボディより低いポテンシャル配位としてエネルギーを回収する



- 効率向上, 電源容量, 冷却が容易
- 加速電源と減速電源が必要

*恒岡まさき, “核融合用ジャイロトロン電源の高性能化に関する研究”

磁場による断熱圧縮仮定

- 正準運動量 (荷電粒子の力学的運動量と電磁場の持つ運動量の和)が保存される
- 磁場中で電子がサイクロトロン運動をする場合
 - 正準角運動量が保存される.

$$l = l_z - \frac{e\Phi}{2\pi} = \frac{m^2 v^2}{2eB}$$

- 電子の円軌道を貫く磁束が保存される.

$$\Phi = \pi r_L^2 B = \pi \frac{m^2 v^2}{e^2 B} = \frac{2\pi}{e} l$$

⇒条件ごとの電子軌道, 速度の計算が可能

カソード半径の条件

- 下限：最大カソード電界 E_c
 - $E_c > 100$ kV/cmではアーキングが発生.
 - カソード先端に電界による応力加わるため、 $E_c \leq 60$ kV/cmとする.
- 上限：空間電荷制限電流密度 J_L
 - 電子銃は熱制限領域で動作する.
 - カソード電流密度との比 $J_c / J_L < 0.15$
 - 東大ジャイロトロンではコイルボア径の上限(カソード半径 + 電極間距離 ≤ 30 mm)の方が効いている

この間が解



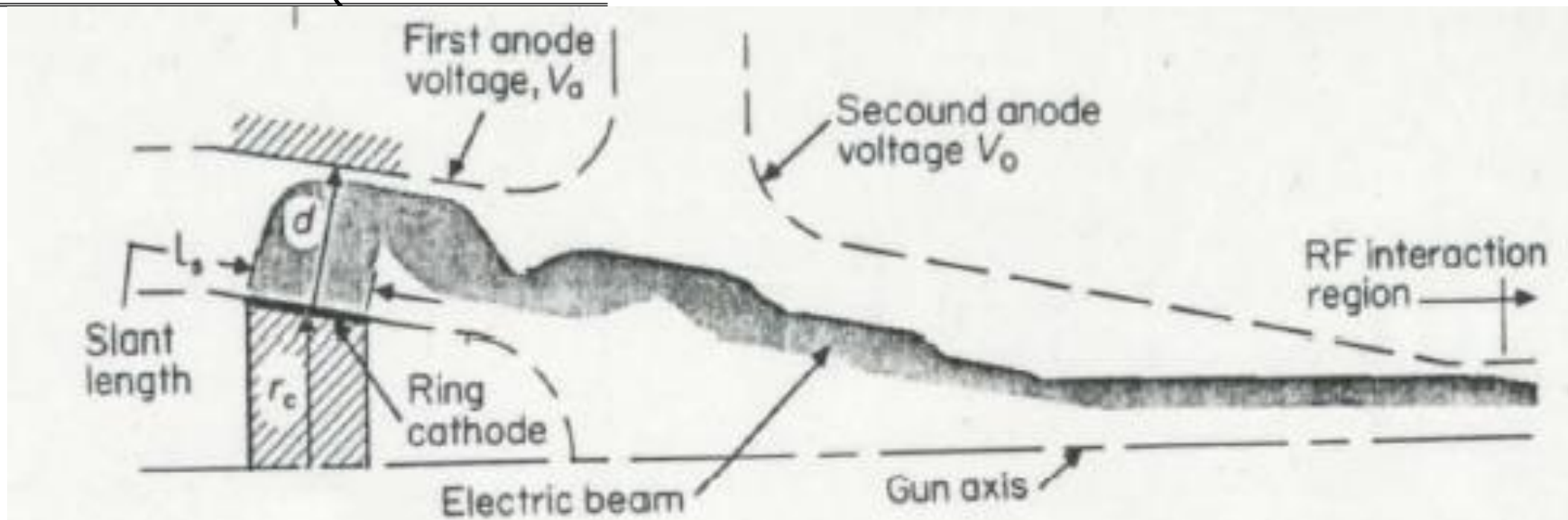
MIGの初期設計

表1 電子軌道のパラメータ

- 1 電子ビーム電流
- 2 電子ビーム電圧
- 3 発振周波数
- 4 共振器内部モード
(電子ビーム半径)
- 5 ピッチファクター(速度比)

表2 デザイン変数

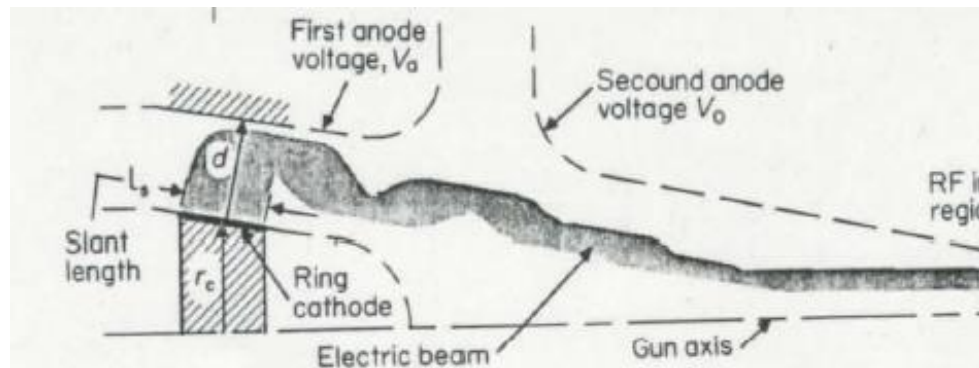
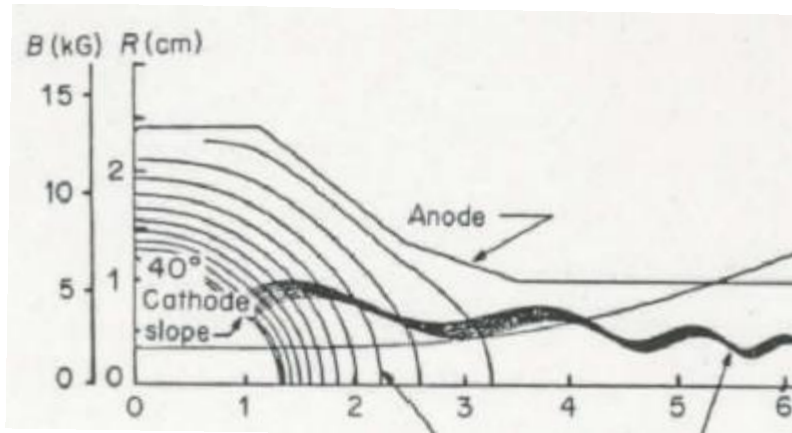
- 1 エミッタ半径 r_c
- 2 エミッタ電流密度 J_c
- 3 エミッタ角度 ϕ_c
- 4 a-c間スペーシングファクタ D_F



*J. Mark Baird & Wes Lawson, International Journal of Electronicsm, **61**(6), 1986, pp. 953-967

2極管か3極管か

目標のビーム電圧・電流 = 80 kV・40A (効率30%)



2極管

- 単一のアノード
- 電極構造, 電源回路が単純
- ビームの調整が困難

3極管

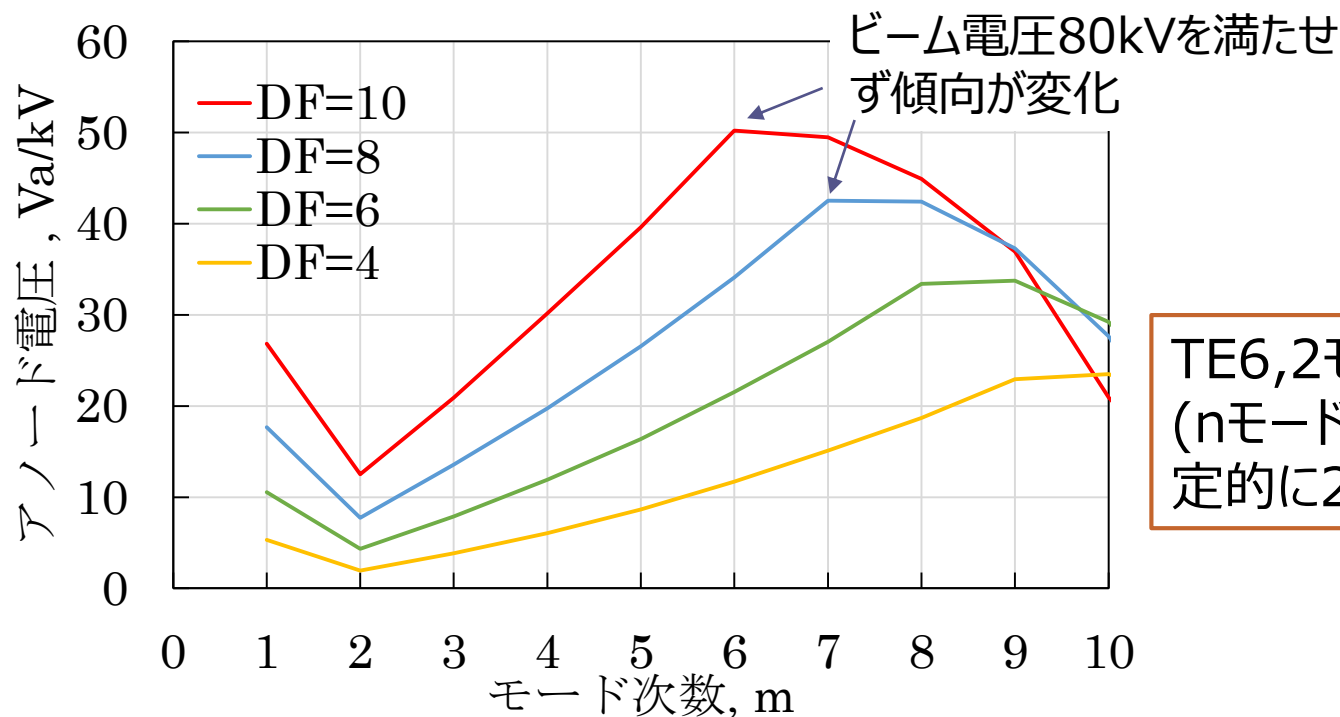
- 電子を引き出すアノードと加速するアノードを分ける
(第1アノードの電圧はビーム電圧より低い)
- ビームの調整が可能
- 電極構造, 電源回路が複雑
(分圧回路が必要でその立上時間が問題)

ボア径の条件のため2極管では, ビーム電圧80kVを達成できない
⇒3極管で設計を行う

共振器モード ($TE_{m,n}$) の選定

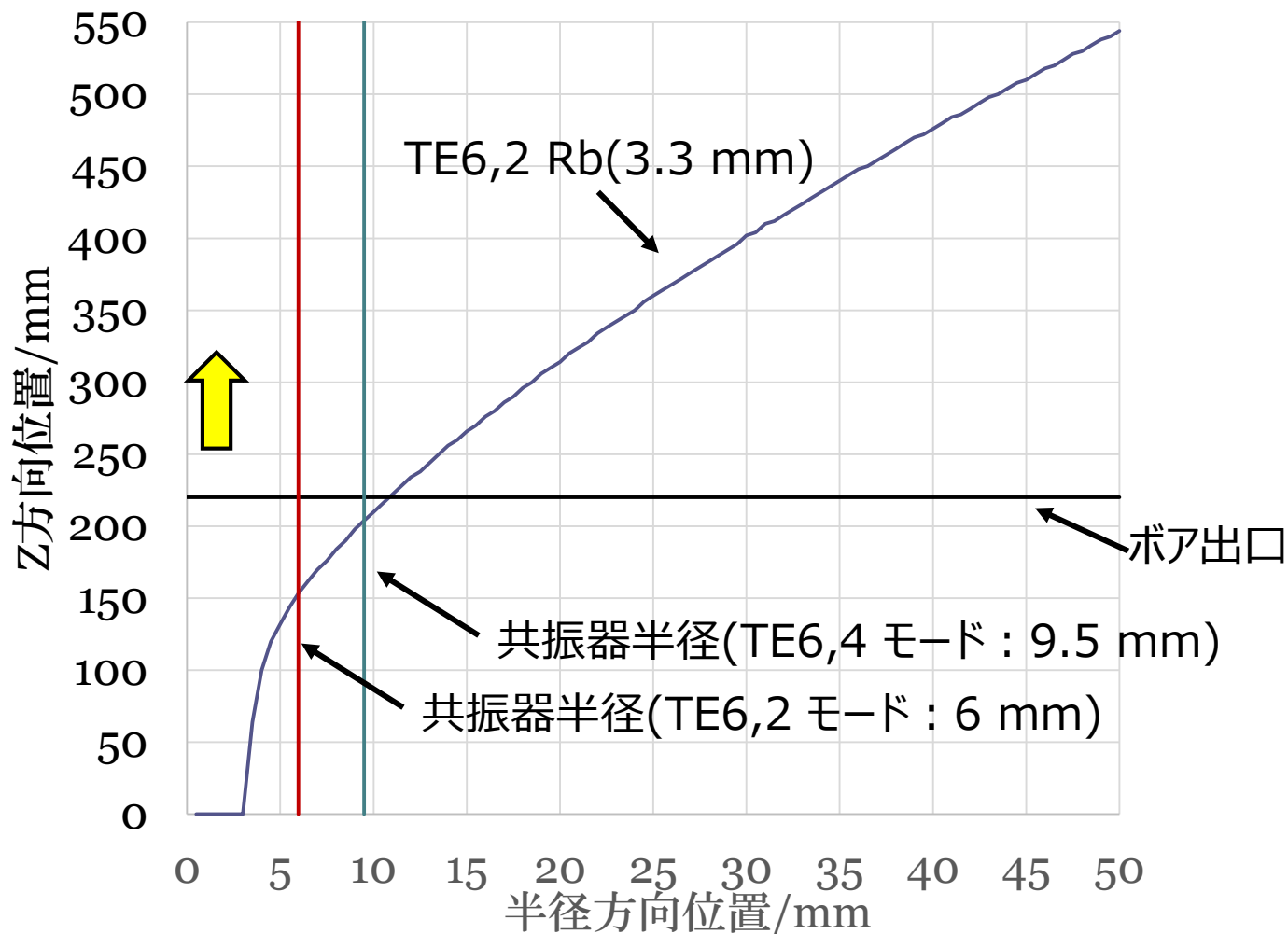
条件

- 小さいカソードに大電流を流すので、できるだけカソード半径と電極間距離を大きくしたい。(mモード次数, 電極間距離ファクタDFを大きく取る)
- DFとmモード次数を大きくすると, アノード電圧が高くなり, 最大カソード電界を超える



TE_{6,2}モードを選択
(nモード次数は文献より暫定的に2とする.)

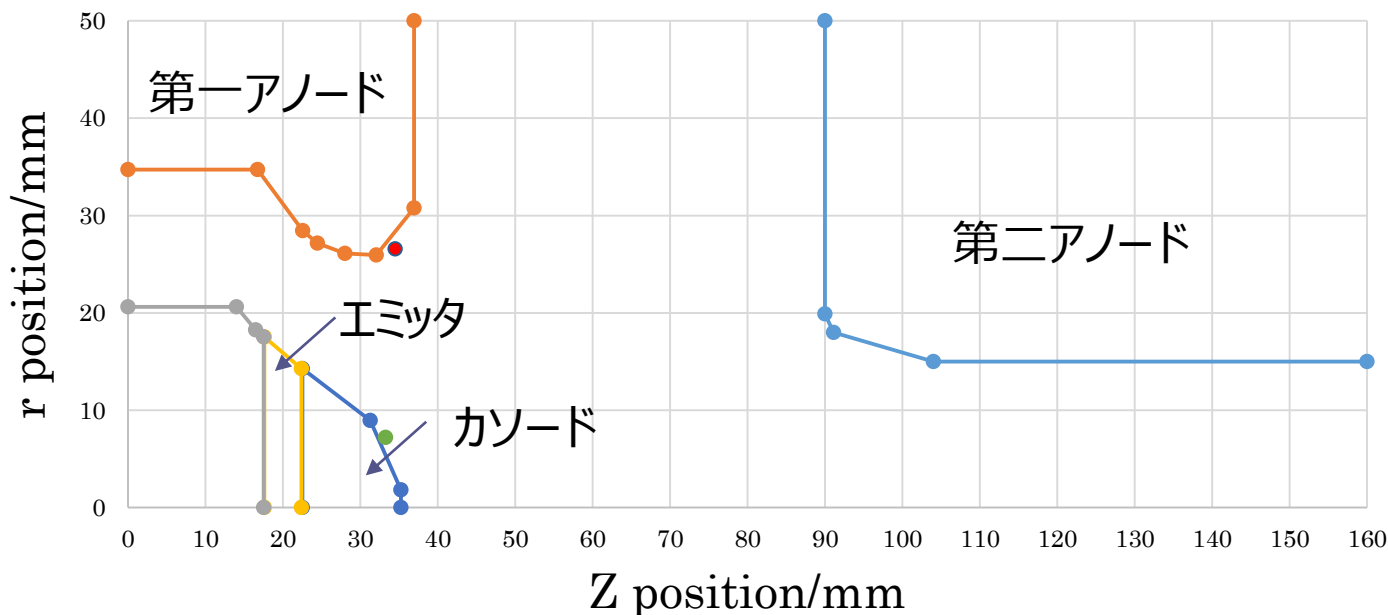
磁束から求めたコレクタまでの電子軌道



ランチャーを用いない頭出し管では、電子軌道の交点はコイル内

電子軌道の数値計算

高効率化には電子のピッチファクタ($1 < a \leq 1.5$)と速度分散($< 10\%$)が特に重要



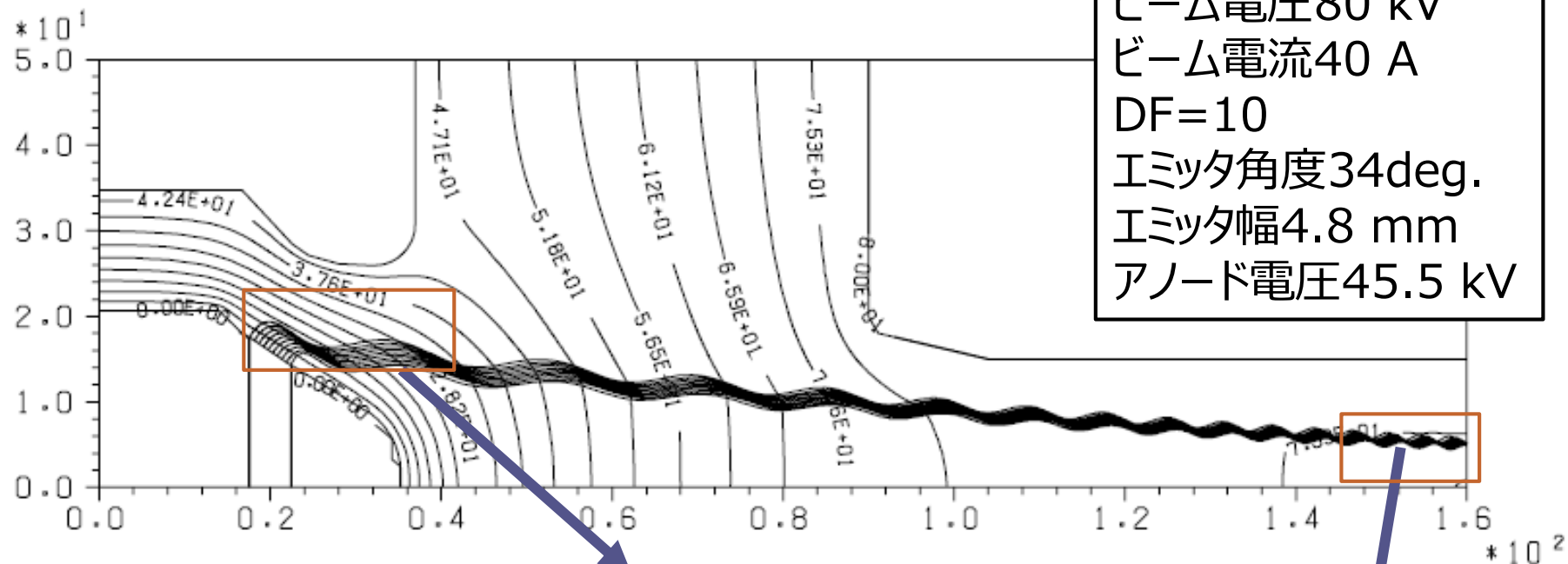
エミッタ半径・幅・角度，電極間距離は断熱仮定より決定できるが，電子ビームはその他の形状パラメータにも大きく依存する。

⇒断熱仮定の計算は目安にしかない。

⇒数値計算が必要

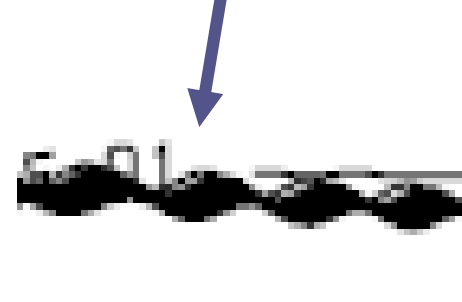
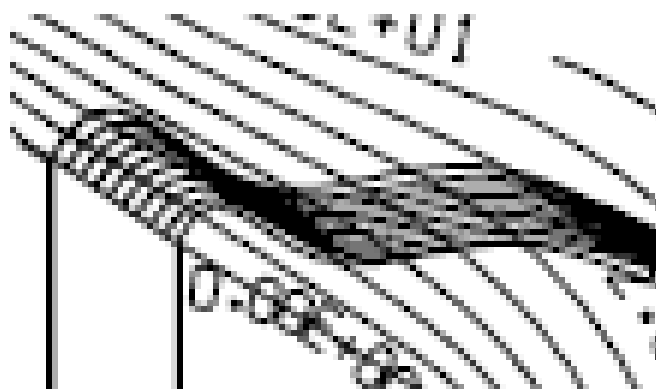
⇒まずはカソードと第一アノードについて計算する

電子軌道の数値計算結果



TE_{6,2}モード
ビーム電圧80 kV
ビーム電流40 A
DF=10
エミッタ角度34deg.
エミッタ幅4.8 mm
アノード電圧45.5 kV

ピッチファクター1.45
ピッチファクターの分散 23%
⇒今後最適化が必要



まとめ

- 概念設計は出来てきている。
 - 実現可能性の確認, 開発計画の確定のため会社・大学との交渉を行う.
- ジャイロトロン本体の詳細設計が課題
 - MIGの最適化が必要
 - 次に共振器・コレクタ形状の設計を行っていく (坂本さんの計算コードをお借りしたい)

分散関係式とサイクロトロンモード

サイクロトロンモード

$$\omega \cong \frac{\omega_c}{\gamma_0} + k_z v_z$$

共振器の分散関係式

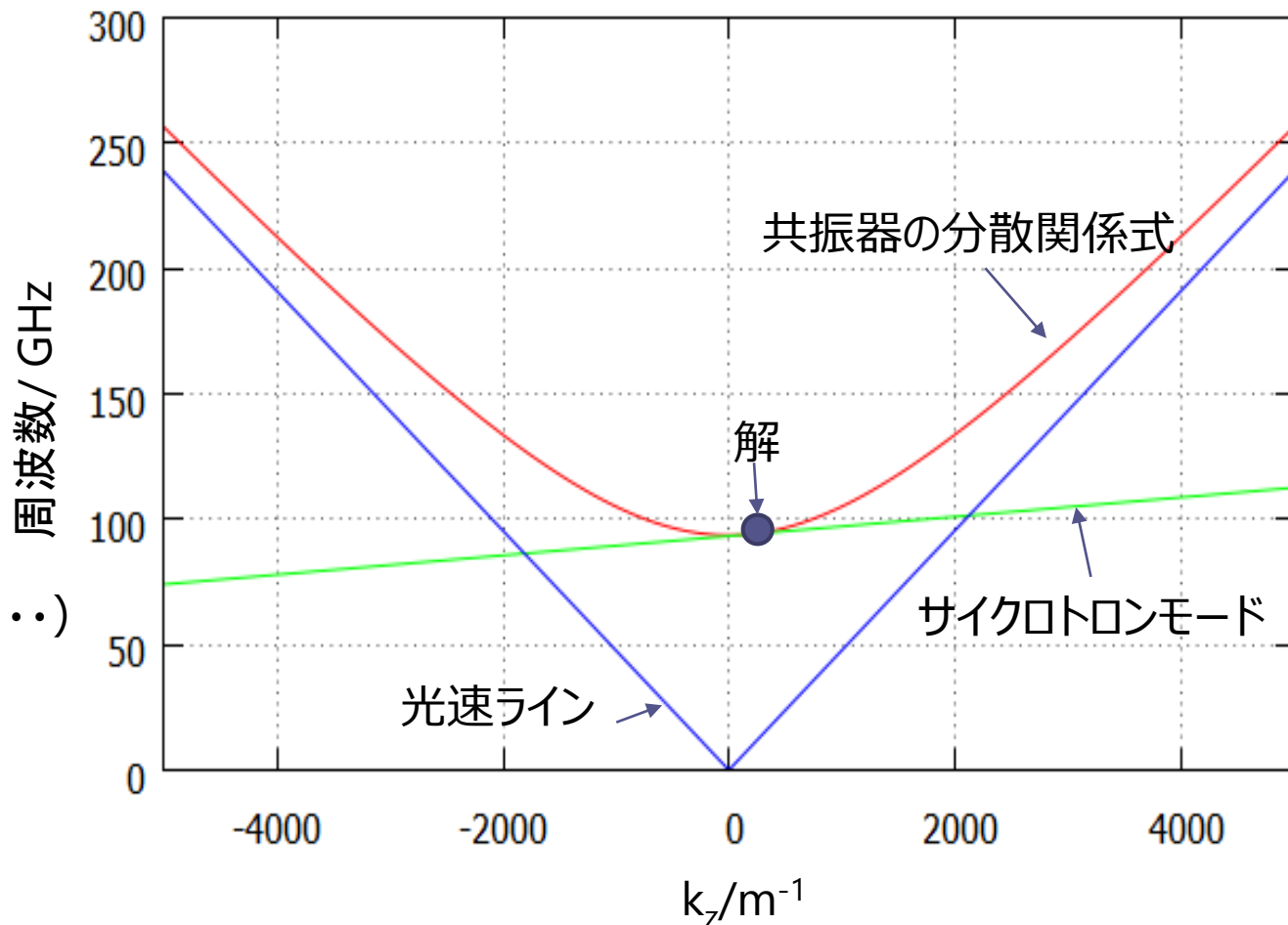
$$\omega^2 = k_z^2 c^2 + k_t^2 c^2$$

$$k_z = \frac{P\pi}{L} \quad (P=1,2,3,\dots)$$

$$k_t = \frac{x_{mn}}{R}$$

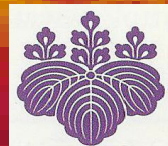
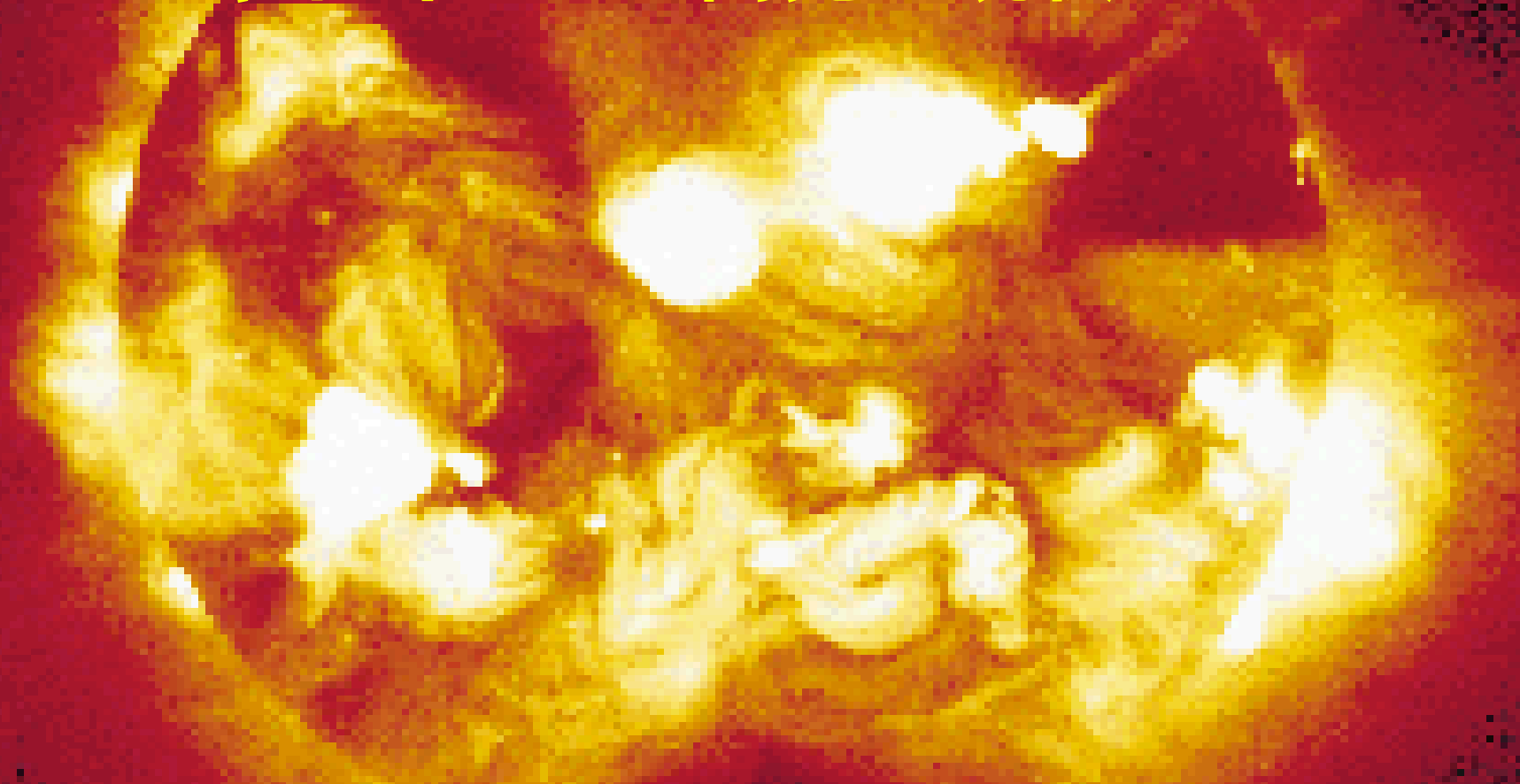
L: 共振器長さ

R: 共振器半径



第1回「高エネルギー電磁ビームに誘起される放電とその工学的応用」研究会
／第3回マイクロ波ロケット研究会

筑波大の大電力ミリ波源 ジャイロトロンの開発の現状



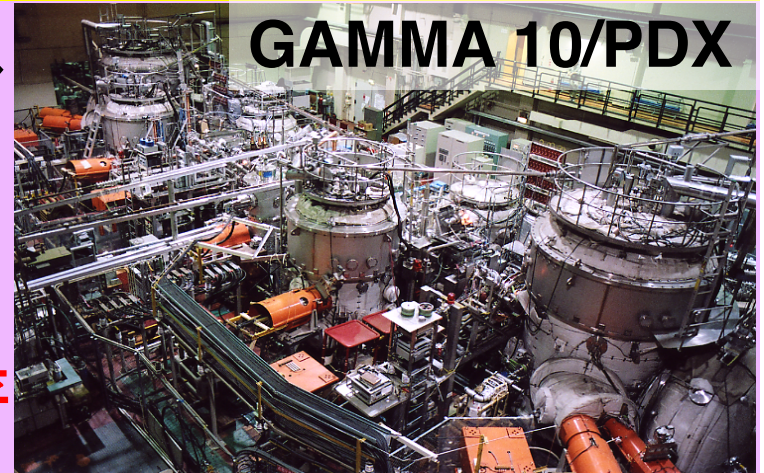
今井 剛、假家 強、南龍太郎
筑波大学プラズマ研究センター(PRC)



筑波大PRCの研究の柱 ジャイロトロン研究

NIFS, JAEA, 大学, TETDと密接な連携協力(全日本+PPPL)

筑波大学プラズマ研究センター (PRC) では、
核融合炉を目指した
プラズマ理工学研究を推進



原型炉へ向け必須の課題、
「**数億度の炉心プラズマと常温壁との共存**
を掲げ、以下の2つを推進

- 1) 高温プラズマの常温壁への熱輸送／熱・粒子負荷を緩和する
ダイバータプラズマとプラズマ-壁相互作用研究
- 2) 高温プラズマ生成の鍵の加熱装置、特に有望な電子サイクロ
トロン加熱 (ECH) の心臓部、**ジャイロトロン研究開発**

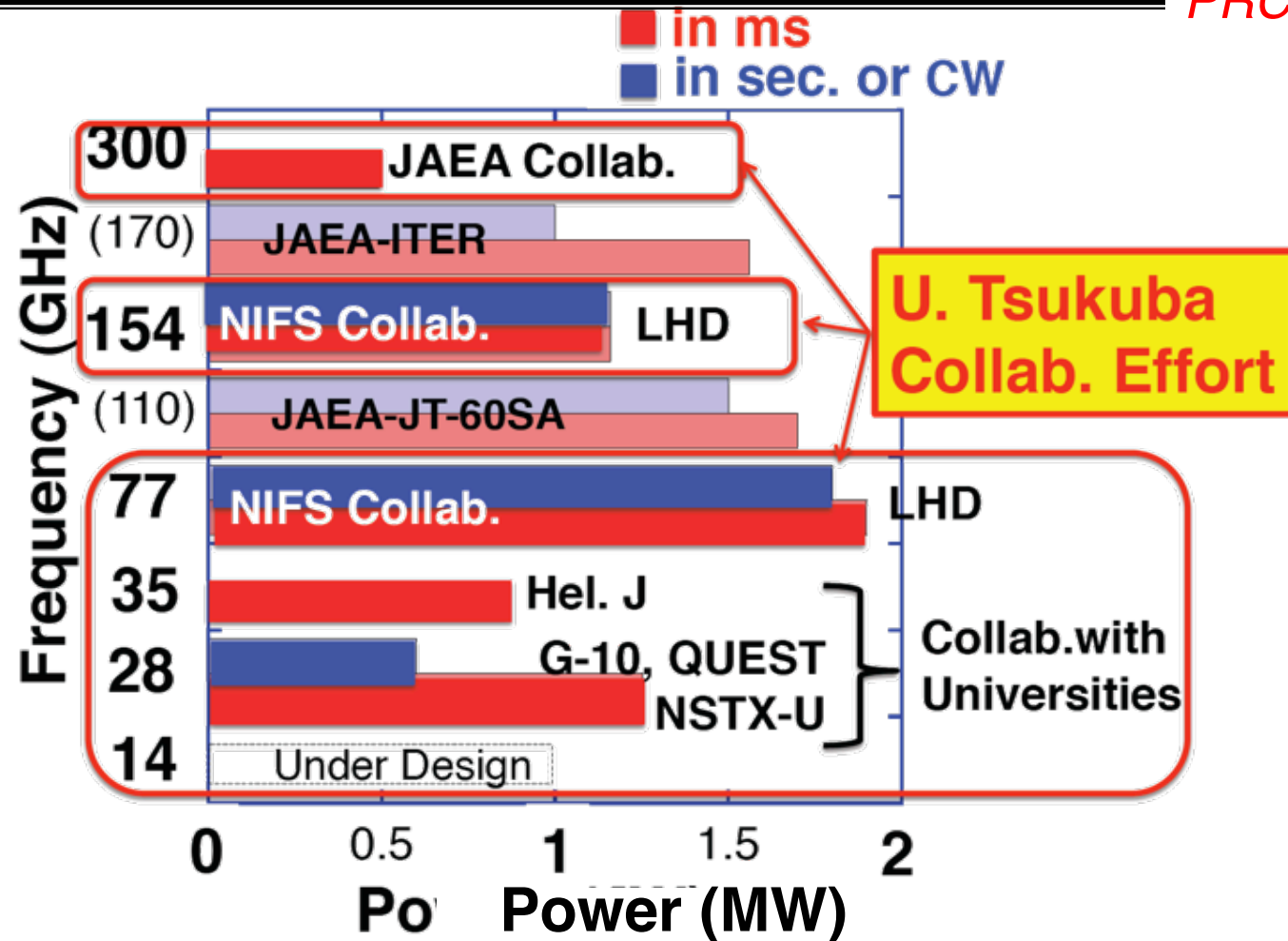
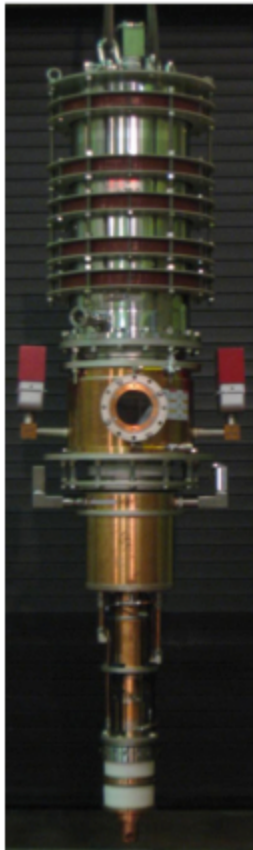
- 既存の核融合実験装置から、将来の原型炉、さらには、マイクロ波
ジャイロトロン応用研究に向けて、
広い周波数範囲の**14 ~ 300 GHzのMWを超えるジャイロトロン 開発**
核融合科学研究所 (NIFS), 原子力機構 (JAEA)、九大、東大等と密接に
連携し、全日本的な取り組み、
国際的にもプリンストン大PPPLとの共同研究を推進



14 GHz - 300 GHz MW Gyrotron 開発の推進

PRC

●開発の概要



- 低周波数帯. (14, 28 & 35 GHz) 1 MW以上 Gyrotron for GAMMA 10/PDX (筑波大) QUEST(九大), Heliotron J(京大), NSTX-U(プリンストン大). マイクロ波推進(東大)
- 高周波数帯(77, 154 & 300 GHz) over 1 MW ECH Gyrotron for LHD(核融合科学研究所) and 原型炉.



Schedule of Gyrotron Development in PRC

PRC

Gyrotrons		-2009	2010	2011	2012	2013	2014	2015以降
LHD	77 GHz #1	Plasma Exp.						
	77 GHz #2							
	77 GHz #3							
	154 GHz #1					Plasma Exp.		
	154 GHz #2							Plasma Exp.
	154 GHz #3							Fabrication
G-0/PDX	14 GHz #1					Design		
QUEST	28 GHz #1	Operation Test					QUEST Exp.	
H-J								
PPPL	28/35 GHz #1					Fabrication		
Drmo	300 GHz #1					Operation Test		

- $T_{e0} > 10$ keV with $n_{e_ave} = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (LHD). Total injection power > 5 MW.
- I_p of 66 kA was non-inductively attained with 28 GHz injection (QUEST).
- $TE_{32,18} / 0.5$ MW / 299.84 GHz was achieved. (PRC/JAEA Collaboration).
- Dual frequency, 1.25 MW at 28 GHz and 0.87 MW at 35 GHz was achieved (PRC). ③



LHD Gyrotron 開発の成果

PRC

● Achieved performances of 77 GHz & 154 GHz gyrotrons for LHD

Tube No.	Short Pulse Operation	Long Pulse Operation
77GHz#1	(1.4 MW 0.2 s)/1 MW 5 s	0.29 MW 60 s/0.13 MW 935 s
77GHz#2	(1.3 MW 0.4 s)/1 MW 5 s	0.24 MW 1800 s
77GHz#3	(1.9 MW 0.1 s)/1.8 MW 1 s	0.3 MW 1800 s/0.22 MW 4500 s
154GHz#1	1.25 MW 4 ms/(1.16 MW 1 s)	0.35 MW 1800 s
154GHz#2	1.2 MW 1 s	0.2 MW 1800 s

(power-pulse width) : two-step anode-rise voltage control

● Achievements of High Power ECH Experiments

→ 154 GHz: 1.16 MW for 1 s

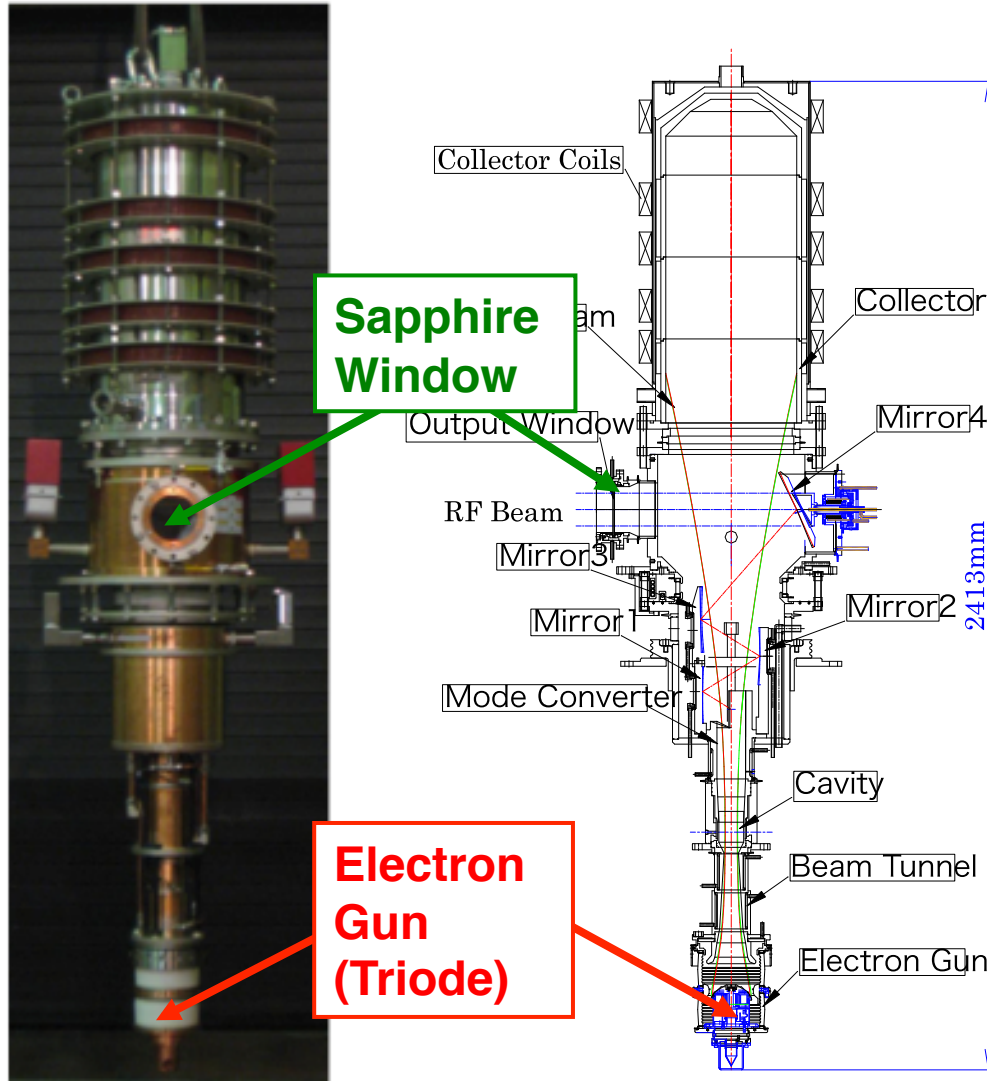
4.4 MW into LHD plasma with three 77 GHz tubes,
contributed to T_e of 20 keV.





28 GHz 1 MW Gyrotron for GAMMA 10

PRC



● Design Parameters of First tube

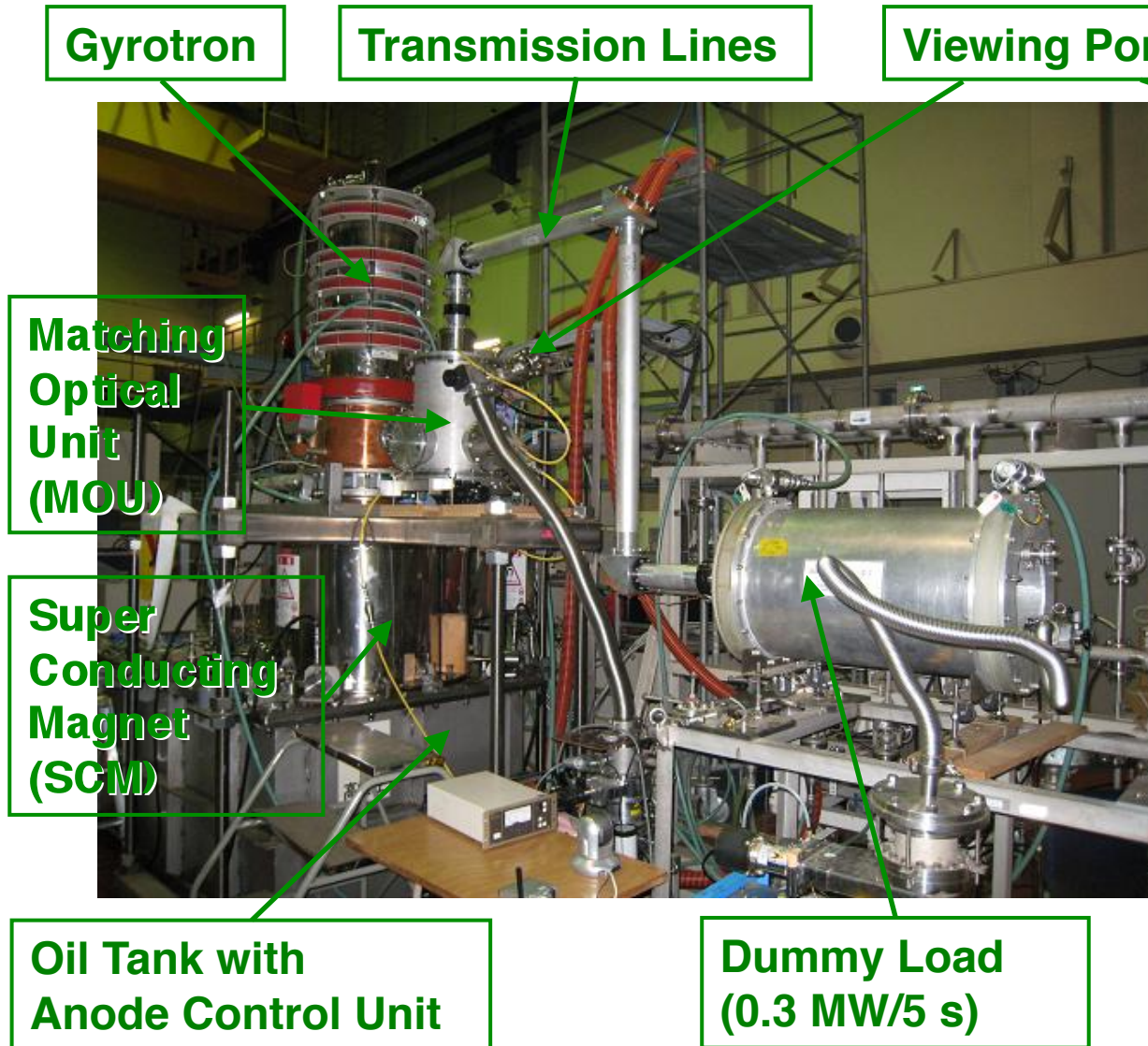
Frequency:	28 GHz
Oscillation Mode:	TE _{8,3}
Output:	1 MW
Pulse Length:	>1 s
	CW for 0.3 MW
Efficiency:	35% (w/o CPD)
Electron Gun:	Triode
Collector:	w/o CPD
Output Mode:	Gaussian
Height:	2413 mm
Weight:	700 kg

→ Demonstrated **more than 1.25 MW** (2 ms) & **0.6 MW for 2 s**. Both are limited by the DC Power Supply.

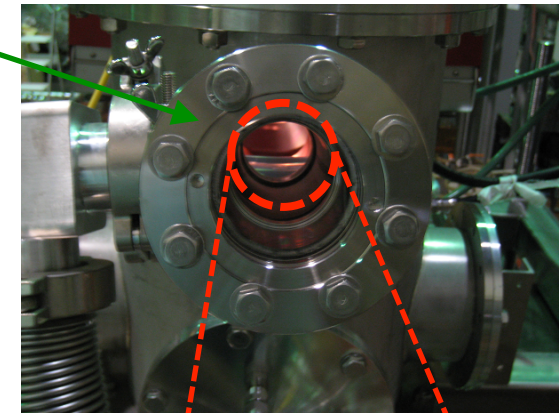


Setup of RF Test Stand in PRC

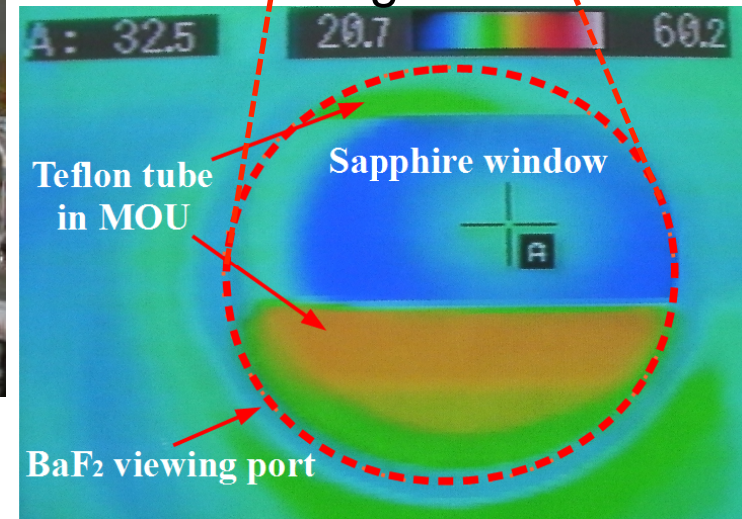
PRC



● Window Temperature Measurement



○ Infrared Image

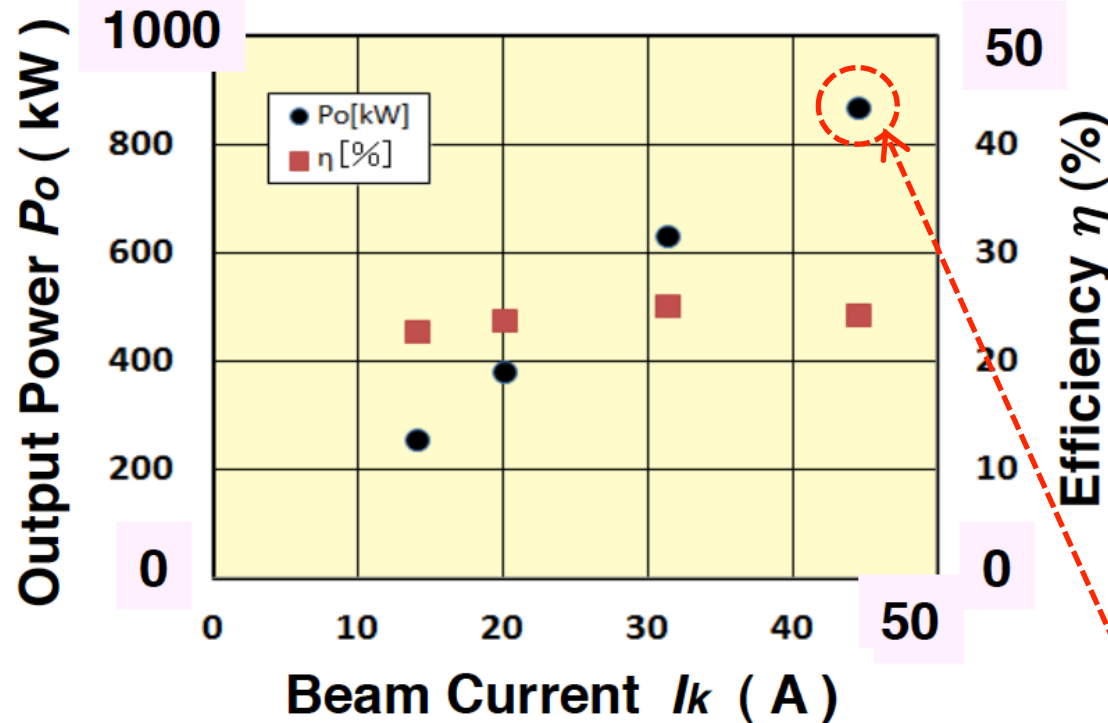




Dual-frequency over 1 MW demo. of First 28 GHz Tube

PRC

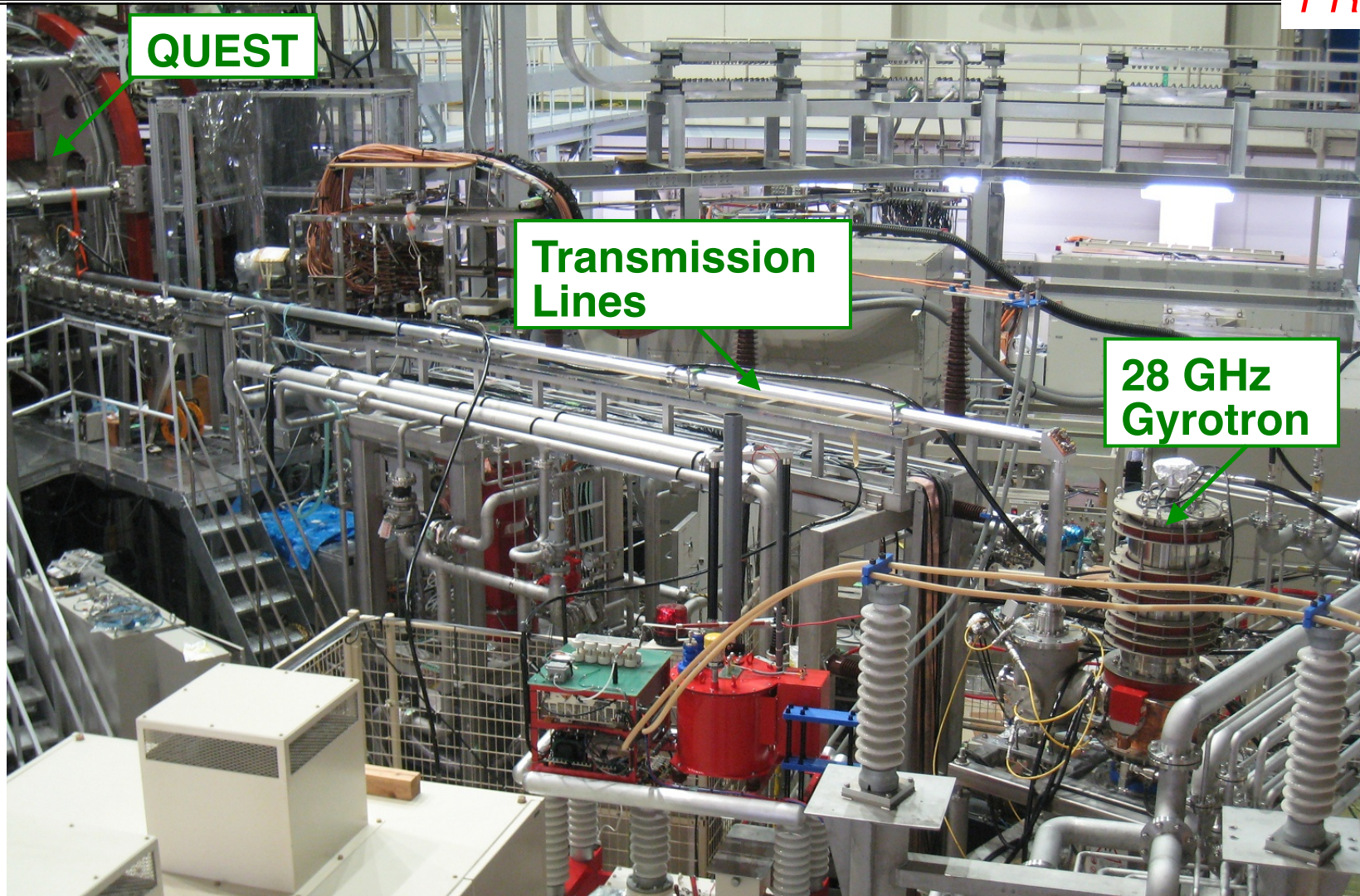
- Installed 28 / 35 GHz window for dual-frequency test on First 28 GHz tube



- Achieved MW-level dual frequency performance.
0.9 MW/ 35 GHz corresponding to 1.2 MW oscillation power.
(from transmission efficiency 72%)

Application to QUEST Experiment

PRC



→ The successful result of **high EC non-inductive driven current around 60 kA** has been obtained.



Application of 28 GHz Gyrotron

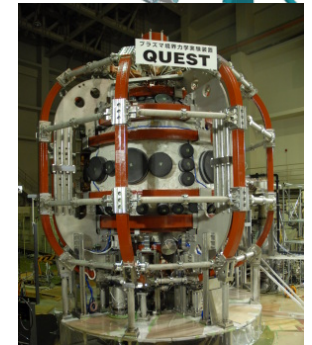
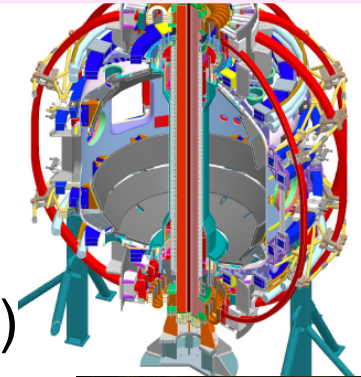
PRC

- **After Successful Results of 28 GHz MW tube,**
→ **multi-purpose gyrotrons の開発研究推進.**

開発研究の新展開

- **More than 1.5 MW** a few seconds operation in **28 GHz**
→ for 筑波大 **GAMMA 10/PDX** (ITER level high heat flux exp.)
→ for **NSTX-U** (プリンストン大PPPL) (EBW heating / current drive)
- **1 MW level operation in 35 GHz range**
→ for **Heliotron J** (京都大学) (EBW heating / current drive)
- **0.4 MW CW operation in 28 GHz**
→ for **QUEST** (九州大学) (EBW heating / current drive)
- **1 - 2 MW in ms multi-pulse operation in 28/35 GHz**
→ for **マイクロ波プラズマ推進** (東京大学)

NSTX-U(PPPL)



九大QUEST

New 28 / 35 GHz dual-frequency gyrotron with the following targets:

- (1) **2 MW** 3 s at 28 GHz (for NSTX-U and GAMMA 10/PDX)
- (2) **0.4 MW CW** at 28 GHz (for QUEST)
- (3) **1 MW** 3 s at **34.8 GHz** (for Heliotron J)
- (4) **2 MW 数ms-多パルス** at 28 & 34.8 GHz



Next Step of New 28 / 35 GHz Gyrotron Development

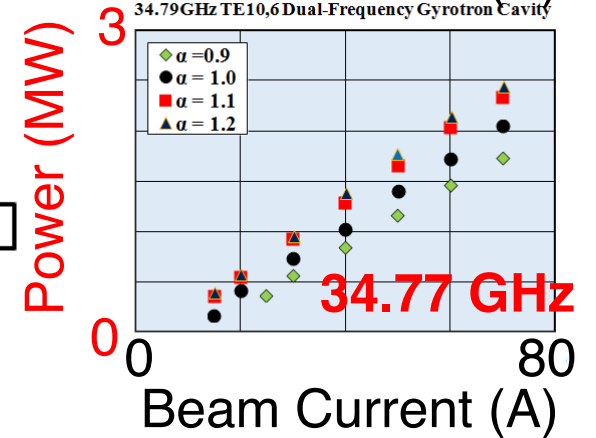
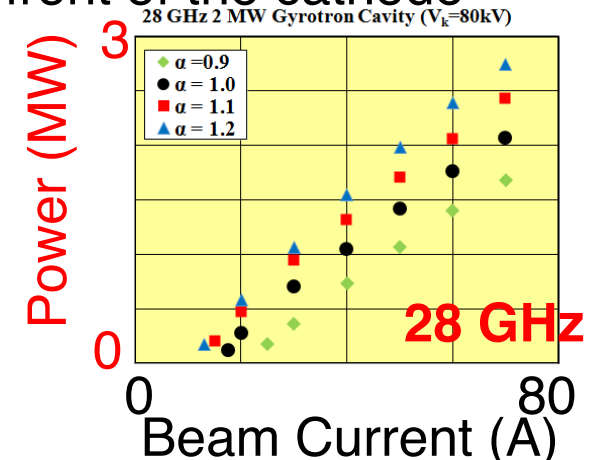
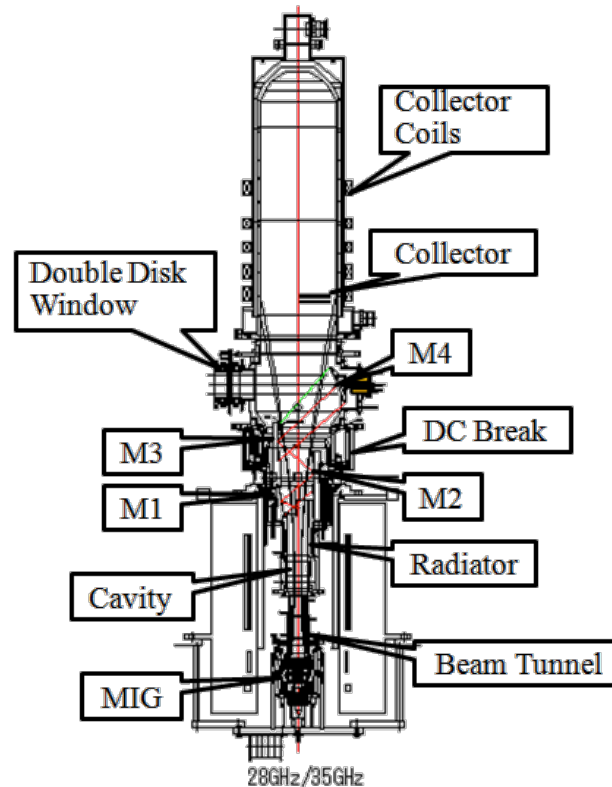
PRC

Issue: the laminar flow decline of the electron beam in high beam current
 → to obtain the better laminar flow of electron beam in front of the cathode

Design Parameters of New Tube

28 GHz 2 MW Dual-frequency Gyrotron for GAMMA 10/PDX, QUEST, NSTX-U

	28 GHz	34.77 GHz
Frequency	28 GHz	34.77 GHz
Output Power	2 MW 0.4 MW	1 MW
Pulse Width	3 s CW	3 s
Output Efficiency	50% (with CPD)	
Beam Voltage	80 kV 70 kV	80 kV
Beam Current	70 A 20 A	40 A
MIG	triode	
Cavity mode	TE _{8,5}	TE _{10,6}
Output mode	Gaussian like	
Output Window	Sapphire Double Disk	
Collector	Depressed Collector Sweeping coils	



→ Determined from the selection rule

TE_{8,5} (28 GHz) & TE_{10,6} (35 GHz) and optimized the cavity,

2 MW calculated outputs at both 28 & 35 GHz are obtained.

We started the fabrication.



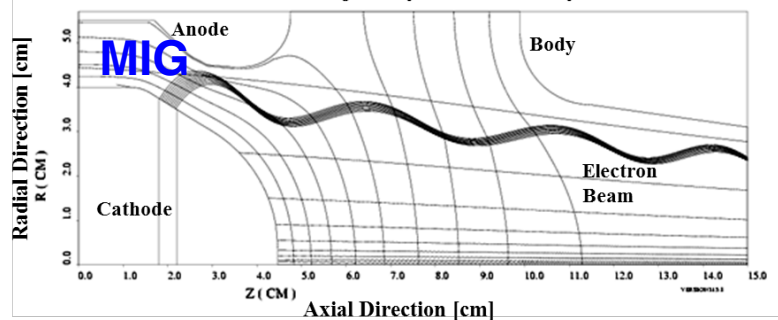
Design Study of 14 GHz Gyrotron

PRC

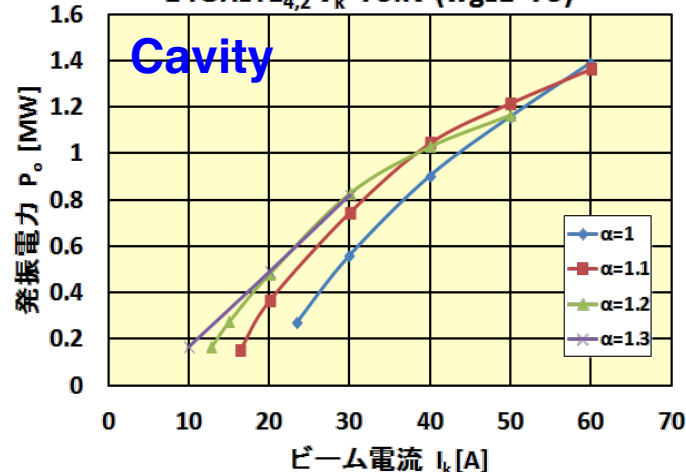
- 14 GHz gyrotron for GAMMA 10/PDX and QUEST in the near future
 - For a fundamental heating at the mid-plane of GAMMA 10 central-cell
 - The optimal frequency for an EBW experiment in magnetic field at QUEST

● High quality electron beam

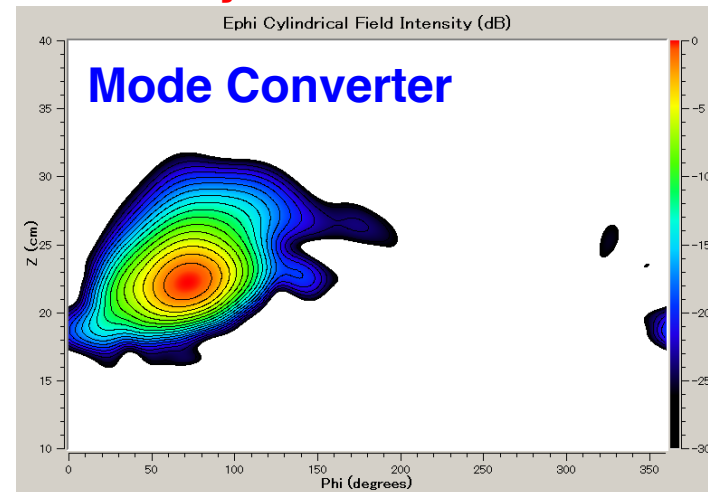
Electron Beam Trajectory of 14 GHz Gyrotron



14GHzTE_{4,2} V_k=75kV (wgz1=75)



● High efficiency mode conversion



○ Improved Points

- Magnetron Injection Gun (MIG) and Cavity: to improve the effective pitch factor α degradation in high beam current.
- Internal Mode Converter and Mirrors: to minimize the electric field at the window edge and diffraction loss.

→ 1 MW/ 14 GHz/ TE_{4,2} cavity design accomplished.



300 GHz Challenge for Demo Reactor

PRC

● 300 GHz Test on the Tsukuba T.B.

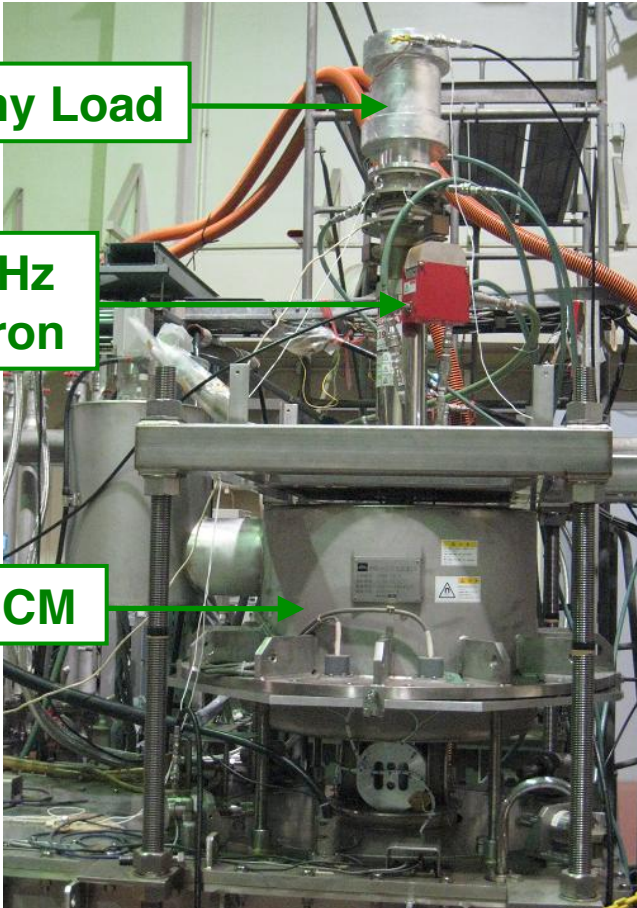
● Power Profile at the Window

○ Experiment

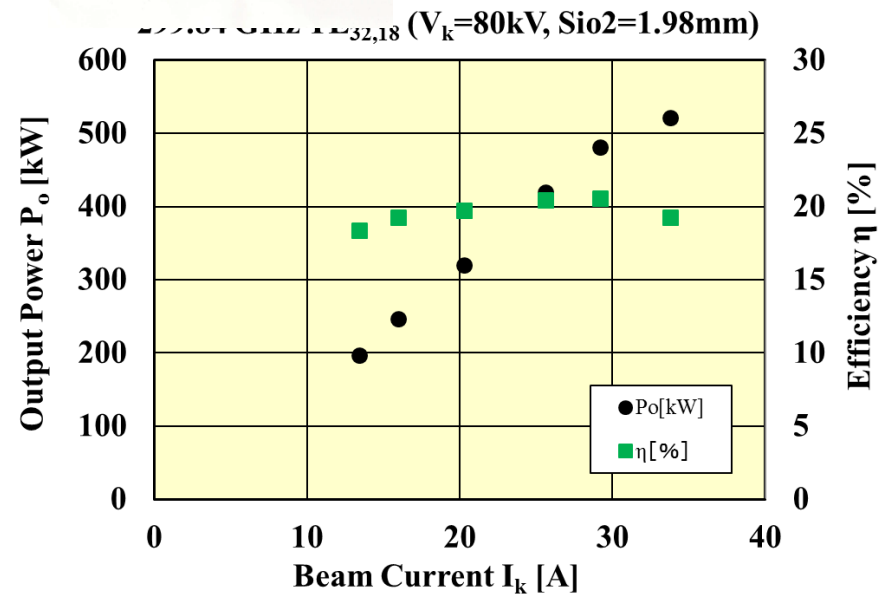
Dummy Load

Sub-THz Gyrotron

13 T SCM



Appeared 300 GHz/ $TE_{32,18}$ from the burned pattern And frequency measurement



→ ~ 0.5 MW for 1 ms ($\eta = 19\%$) achieved with $V_k = 80$ kV. (Joint Exp. with JAEA).



Summary (1)

PRC

● Development of High Power Gyrotron for LHD

- Three 77 GHz gyrotrons and Two 154 GHz gyrotrons have demonstrated 4.4 MW injection into LHD plasma contributing to producing the electron temperature T_e of 20 keV.
- $T_{e0} > 10$ keV with $n_{e_ave} = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Total injection power > 5 MW.

● Development of 28 GHz Gyrotron for GAMMA 10

- Dual frequency, 1.25 MW at 28 GHz and 0.87 MW at 35 GHz has been achieved.
- I_p of 66 kA has been non-inductively attained with 28 GHz injection in QUEST.

● Development of 14 GHz Gyrotron for GAMMA 10 and QUEST

- 1 MW/ 14 GHz/ $TE_{4,2}$ cavity design has been accomplished.

● Development of 300 GHz Gyrotron for DEMO Reactor

- ~ 0.5 MW for 1 ms ($\eta = 19\%$) has been achieved with $V_k = 80$ kV.
(Joint Exp. with JAEA).

University of Tsukuba is challenging to 14 GHz - 300 GHz Gyrotron development for present & future Demo ECH and obtained MW level or over 1 MW in 28, 35, 77, 154 and 300 GHz.



Summary (2) and Future Plan

PRC

○ Based on Above Successful Results,

- 28/35 GHz tube will be applied to **QUEST** for **EBW** experiment, to **GAMMA 10** for high heat flux and high potential experiment & to **U. Tokyo-Microwave propulsion collaboration project**.
- Fabrication of new **28 GHz / 35 GHz dual frequency gyrotron** is in progress.
- Development of new **154 GHz / 116 GHz dual frequency gyrotron for LHD** will be started.
- Development of **28/35 GHz / 1.5-2 MW / a few sec. gyrotron for GAMMA 10 and NSTX-U** will be started.
- Improvement of **300 GHz gyrotron for Demo** will be started.