

ダイバータ模擬装置MAP-IIにおけるヘリウムプラズマの 中性粒子温度計測

東大工, 東大高温プラズマセ^A, 東大院工^B

鈴木健二, 門信一郎^A, 四竈泰一^B,
栗原公紀^B, 桑原洋介^B, 鈴木弘^B, 田中知^B

Contents

背景・目的

原理

実験装置・校正装置

温度計測結果

考察

背景・目的

背景

核融合プラズマの境界層/ダイバータ領域は、**粒子制御**、**不純物制御**、**熱流制御**という役割を担っており、この領域における**正確なパラメータの計測**(電子温度・密度、中性粒子密度)が求められている。

電子温度・密度の計測にはHe I線からの発光を利用した線強度比法が広く用いられている。

→**中性粒子密度の大きなダイバータ領域に適用するためには光子の吸収・放出を考慮する必要**

- 輻射輸送(系全体の光子の吸収・放出)** ... 一般性が高いが、モデルが複雑
- 輻射捕獲(発光点に寄与する光子の吸収)** ... 中心からの発光のみ、適用が容易 ← 本研究で使用

輻射捕獲の影響を考える際に必要なパラメータは、
中性粒子温度・密度と輻射捕獲を考慮する半径(捕獲半径)である

中性粒子温度は励起準位からの発光のドップラー広がりを観測することにより得る。

→**計測できるのは励起準位にある原子の温度(基底準位の温度を反映しているかを確認)**。

→**どの励起準位を計測すべきか**。

中性粒子密度は温度から $p=nkT$ により換算可能。

捕獲半径は、中性粒子温度・密度を計測することにより得られる。

中性粒子温度計測により輻射捕獲の影響を考慮することが可能となる。

目的

He Iの複数系列からの発光のドップラー広がりを計測する。

原理

CRモデル(collisional-radiative model)とは、与えられた電子温度・密度に対して、励起密度分布を与えるモデルである。励起準位の占有密度を流入と流出のバランスとして記述している。

$$n(p) = R_0(p)n_i n_e + R_1(p)n_e n_{1S}$$

第1項: **イオン密度に比例する再結合成分**

第2項: **基底準位密度に比例する電離進行成分**

輻射捕獲を考慮に入れたCRモデル

共鳴線である¹P系列については、光子の吸収により下準位原子が励起されると、上準位の自然放出係数(A係数)が実効的に減少する。

→光子の吸収過程をA係数の減少率 Λ (エスケープファクタ)として扱う。

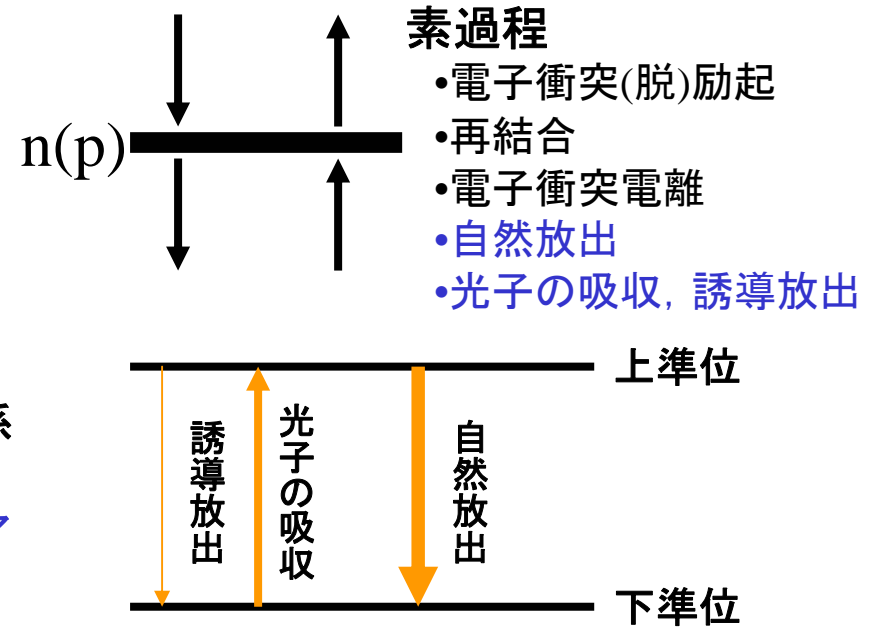
$$A \rightarrow \Lambda A$$

Λ は光学的厚さ τ の関数。 $\exp(-\tau)$ は光子が吸収されずにプラズマの外に出てくる確率を与える。

$$\tau_{k0} = \frac{e^2}{4m_e c \epsilon_0} f_{i0} \left(1 - \frac{n_k / g_k}{n_0 / g_0} \right) \frac{1}{v_{k0}} \sqrt{\frac{Mc^2}{2\pi k T_g}} n_n l \quad (\text{大塚の式: } n_k/n_0 = \text{const.})$$

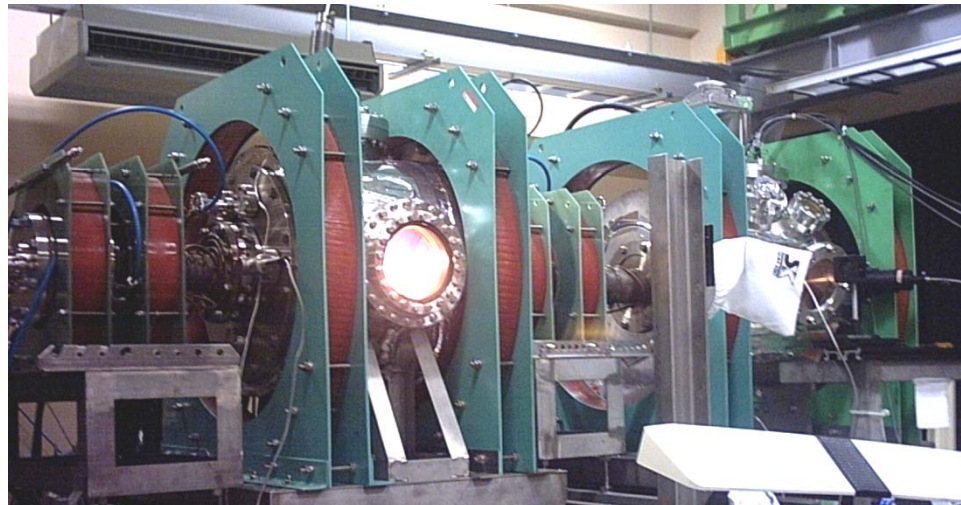
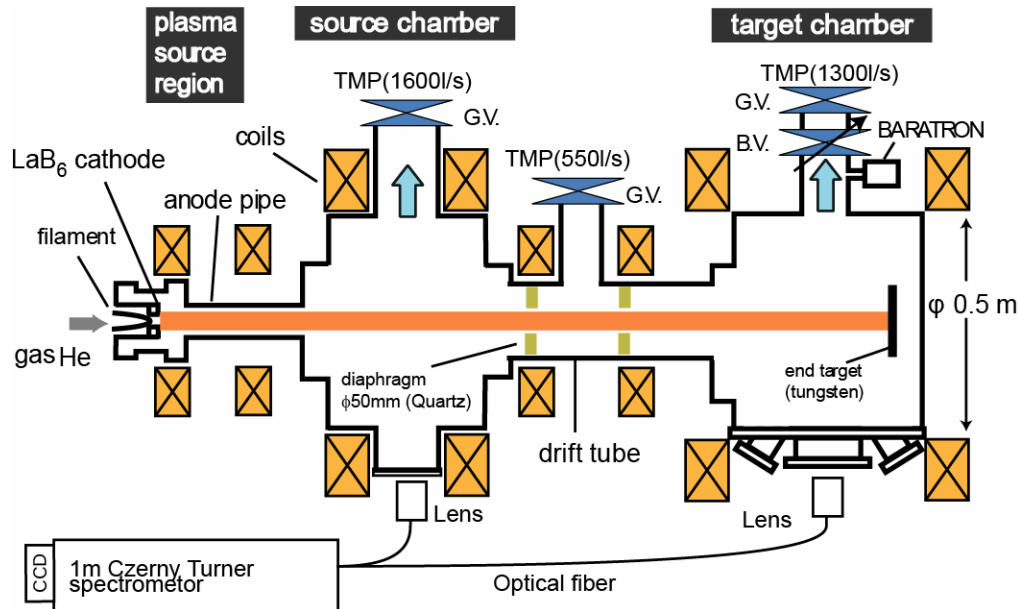
τ を決定するのが、**中性粒子温度・密度**及び、**捕獲半径**である。

捕獲半径・・・光学的厚さ τ に大きな依存性をもつ³1P/⁴1Pの線強度比を用いて実効的な光学的厚さ $\langle \tau \rangle$ を求める。実測された**原子温度・密度**及び求められた $\langle \tau \rangle$ を用いて**捕獲半径**を求める。



実験装置

実験は、ダイバータ模擬装置MAP-IIにおいて行った。



Cathode: LaB₆ disk(φ 30 mm)

Anode: Pipe

B- field ~ 20 mT

Working gas

純ヘリウム

放電条件

放電電流 15~40A (密度制御)

ガス圧力 2~12mTorr: (電子温度制御)

分光器

1m ツェルニ・ターナー型

2400 gr/mm

冷却CCD

1600x400 (pixel: 16 μm)

プラズマ半径 0.025m

水素回転温度(壁温度) 400K

従来の研究では、捕獲半径を0.025m,
原子温度を400Kと仮定。

本研究ではこれらを実測

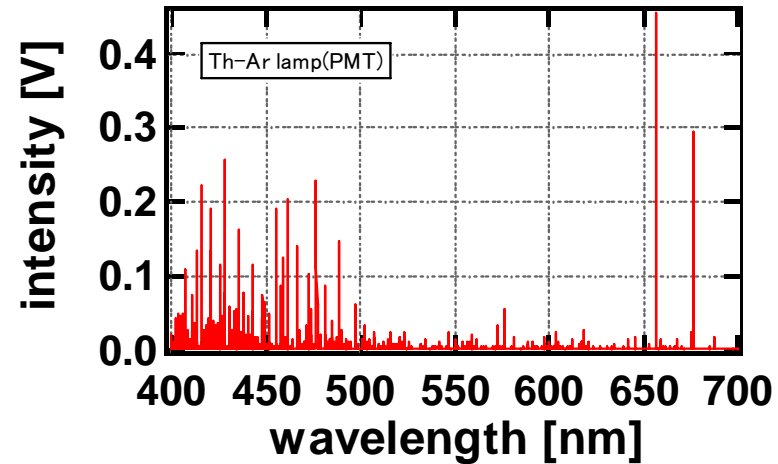
校正装置

分光器の逆線分散および装置関数を求めるためにTh-Arランプを用いた。

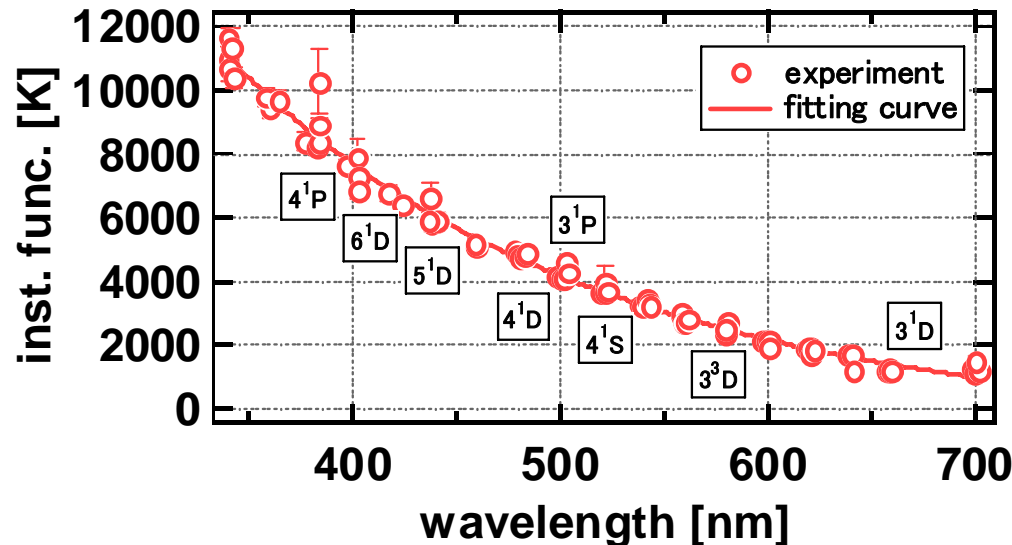
→Th-Arランプは、本実験での観測波長である350 nm～700 nmに満遍なく輝線を持っているため。

装置関数

Thの質量数は232であり、ドップラー広がりは無視できるため、そのスペクトルを装置関数として扱える。



得られた装置関数はヘリウム温度換算を行っている。



装置関数

$$T = \frac{Am_p c^2}{2k} \left(\frac{\lambda_{1/e}}{\lambda_0} \right)^2 \quad A = 4$$

ガウス関数のデコンボリューションが温度差として表される。

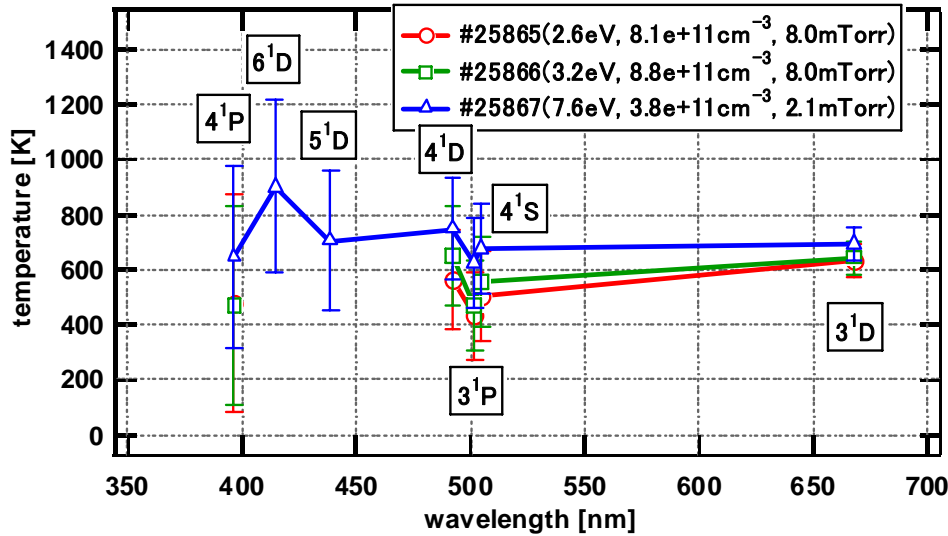
$$T_{\text{Doppler}} = T_{\text{spec}} - T_{\text{inst}}$$

T_{Doppler} : 数百K, T_{inst} : 2000～10000K
(短波長側では誤差に関して注意が必要)

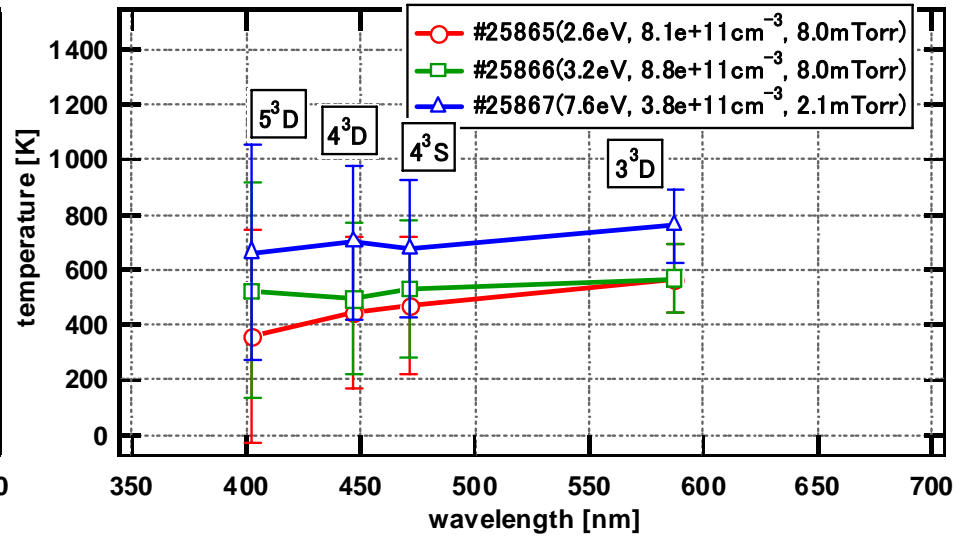
温度計測結果

実験は2回行った. シリーズ1では, 全波長領域に, シリーズ2では短波長領域に着目して計測した.

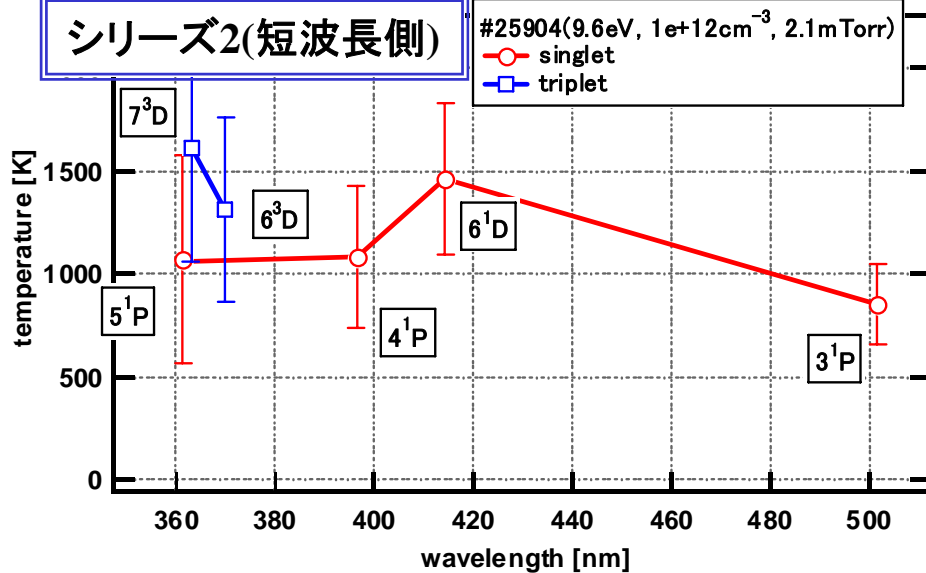
シリーズ1(シングレット結果)



シリーズ1(トリプレット結果)



シリーズ2(短波長側)



シリーズ1結果

全体の傾向として, 電子温度・密度が高いと原子温度が高い.

励起準位の傾向として, 6^1D の温度が高い. 4^1P , 3^1P の温度が低い.

6^1D ...主量子数が大きい.

4^1P , 3^1P ... 1P 系列

シリーズ2結果

6^3D , 7^3D の温度が高い. 5^1P の温度が低い.

→主量子数が高いと温度が高い

→ 1P 系列は温度が低い

温度計測結果まとめ

原子温度計測結果をまとめる.

- ① 電子温度・密度が高い→原子温度が高い
- ② $1P$ 系列→原子温度が低い
- ③ 主量子数が大きい→原子温度が高い

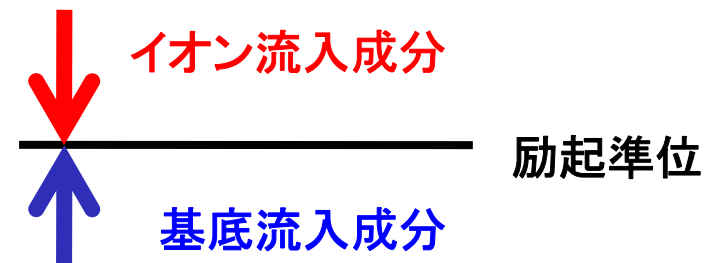
これら結果の原因として以下の仮説が考えられる.

- ① 基底状態の原子が、電子・イオンなどの荷電粒子と衝突をして加熱された.
- ② 輻射捕獲の影響を受けるのは $1P$ 系列だけであり、基底からの流入成分が大きくなる.
- ③ 主量子数が大きくなるとイオンのからの流入成分が大きくなる.

①に関しては定性的な傾向が得られているので、②、③に関して考察を行う.

考察のために、イオン流入成分と基底からの流入成分の比を以下のように定義する.

$$\alpha_{\text{rec}} = \frac{\text{イオンからの流入成分}}{\text{基底からの流入成分}} = \frac{R_0(p)n_e n_i}{R_1(p)n_e n_{1S}}$$



考察(励起準位間の温度差)

各励起準位温度と α_{rec} を比較する.

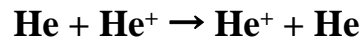
α_{rec} が大きい準位では原子温度が高くなっている.

励起準位間の温度差はイオン流入が原因であることを示唆する.

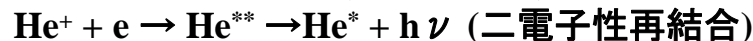
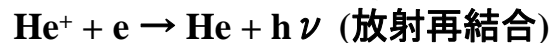
イオン流入のプロセスを考える.

基底からの励起成分の流入量 $10^{13} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ に対し

- 荷電交換 ... $10^8 \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$



- 再結合 ... $10^7 \sim 10^8 \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$



定量的な評価が出来ていない. しかし, 実験結果に対し, イオン流入の割合は強い相関があるため, イオンに関連するプロセスがある可能性は高い. 従来は小さいとして無視してきた, 荷電交換の非共鳴反応, 励起準位との荷電交換, 励起原子に対するイオン・電子の弾性散乱などの反応断面積を得る必要がある.

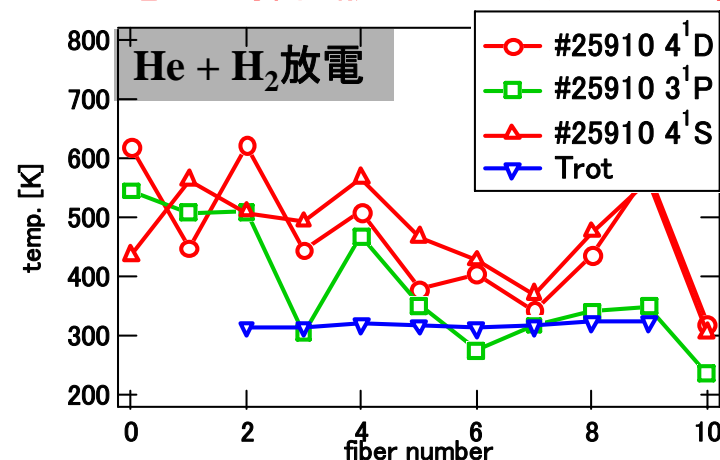
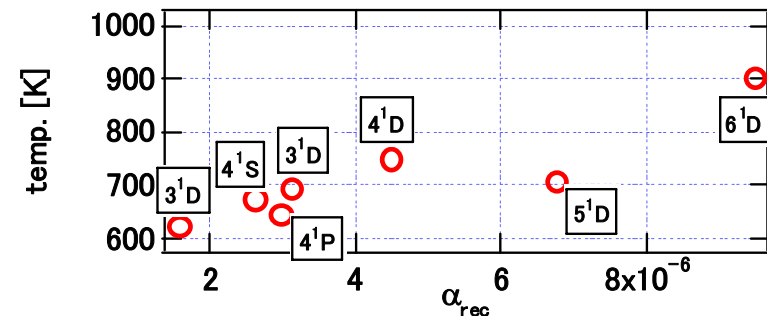
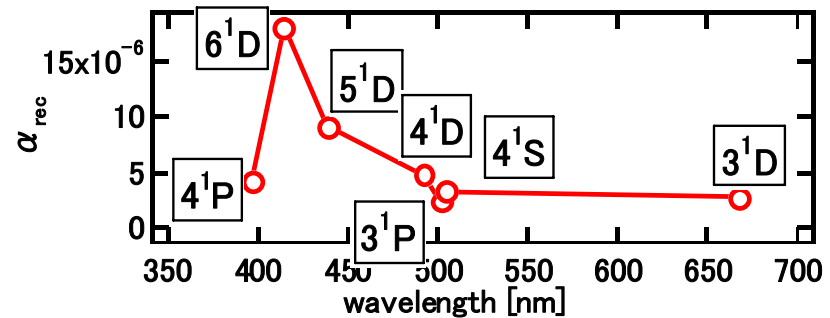
水素の回転温度と励起準位温度を比較する.

低密度のプラズマであれば

$$T_{\text{wall}} \doteq T_g \doteq T_{\text{rot}}$$

3^1P と回転温度が同程度となっている.

→ 3^1P が最も基底準位の温度を反映している可能性が高い.



考察(捕獲半径)

捕獲半径 l を求める.

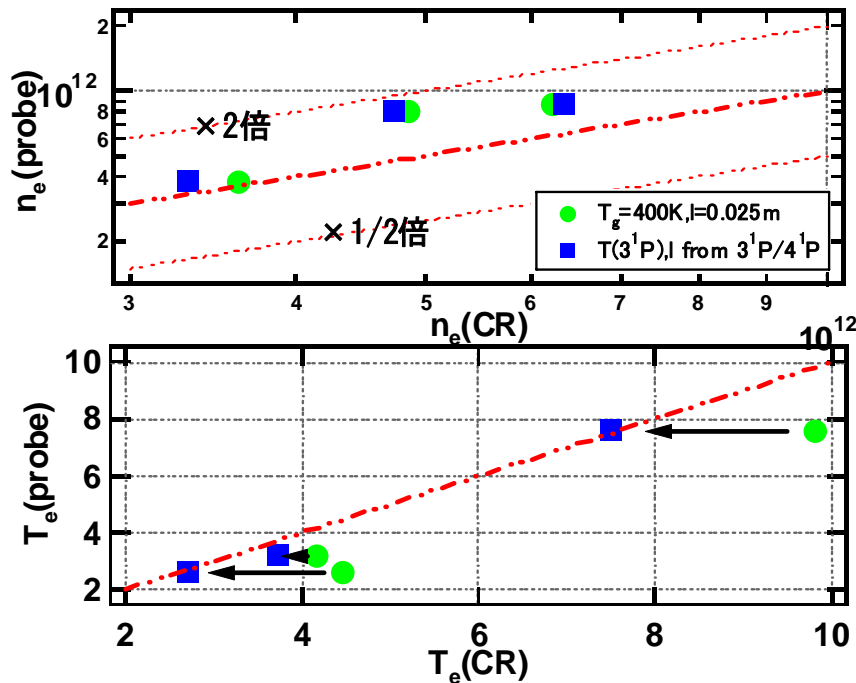
$$\tau_{k0} = \frac{e^2}{4m_e c \epsilon_0} f_{i0} \left(1 - \frac{n_k / g_k}{n_0 / g_0}\right) \frac{1}{v_{k0}} \sqrt{\frac{Mc^2}{2\pi k T_g}} n_n l \propto \frac{P_{He} l}{T_g}$$

計測された原子温度(3^1P)から原子密度を求める.

$3^1P/4^1P$ 比から実効的な光学的厚さ τ を求める.

$3^1P/4^1P$ 比から得られた実効的な光学的厚さ τ を用いて得られた電子温度・密度

shot	原子温度	原子密度	$3^1P/4^1P$ 比	捕獲半径
#25865	435	1.8e+14	7.16	0.08
#25866	472	1.6e+14	6.60	0.042
#25867	623	3.1e+13	5.02	0.07



原子温度を用いた捕獲半径と400Kと仮定した場合の比較

shot	捕獲半径(原子温度)	捕獲半径(400K)
#25865	0.080	0.070
#25866	0.042	0.033
#25867	0.070	0.036

計測された原子温度, 光学的厚さに対応した捕獲半径を得ることが出来た.

結論

本研究の結論

原子温度計測に関して

- He Iの複数系列の発光を計測することにより原子温度を計測し、得られた**励起準位間の温度に有意な差がある**ことを実験的に確認した。
- 励起準位間の温度差には傾向があり、**主量子数が大きくなると原子温度は上がる**傾向にあり、**共鳴線における温度は低くなっている**ことが確認された。
- 主量子数が大きいとイオンの影響を受けやすく、それが温度上昇の原因であることを定性的に示した。
- 共鳴準位は基底準位との結合が強いことが定性的に示されたこと、水素の回転温度と近い温度となったことから、**最も基底準位の温度を反映している可能性があるのは 3^1P の温度である**ことが示された。

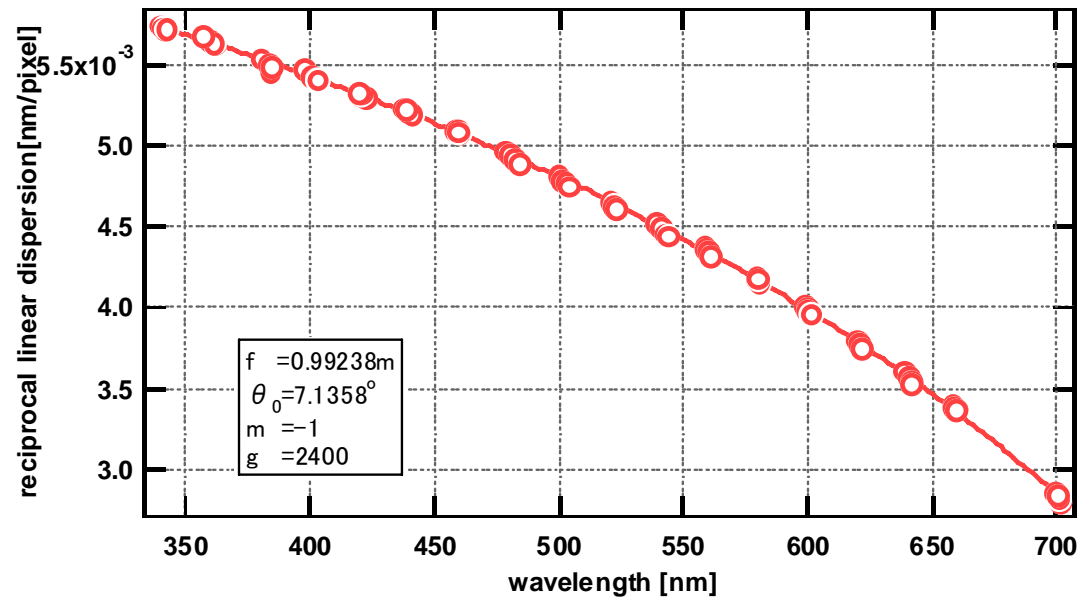
原子温度計測が出来たことによって

- プラズマの発光領域において原子温度を求め、**空間的に一様である事**が確認された。従って、電離度が低く空間分布が一様とみなせる本条件のような場合には、**圧力から密度への換算が可能となった**。
- 実際に得られた原子温度および原子密度から、輻射捕獲の捕獲半径を求めることが可能となった。

今後の展望

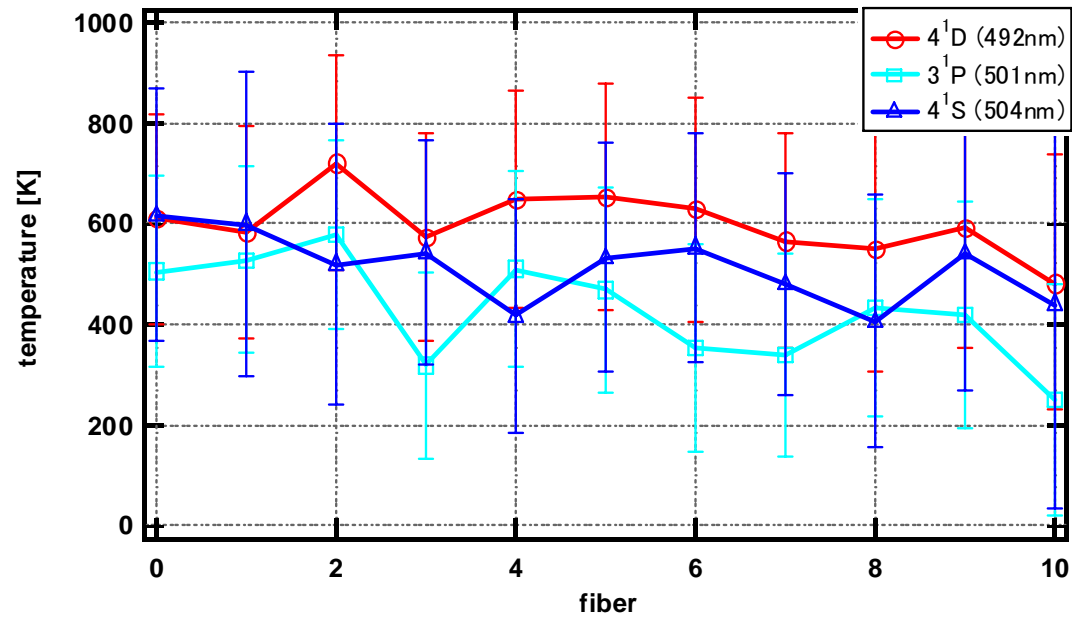
- 荷電交換・再結合などのイオン流入過程を調査し、温度上昇の定量的評価を議論する。
- 捕獲半径を、より多くのパラメータに関してもとめその物理的意味を議論する。

逆線分散



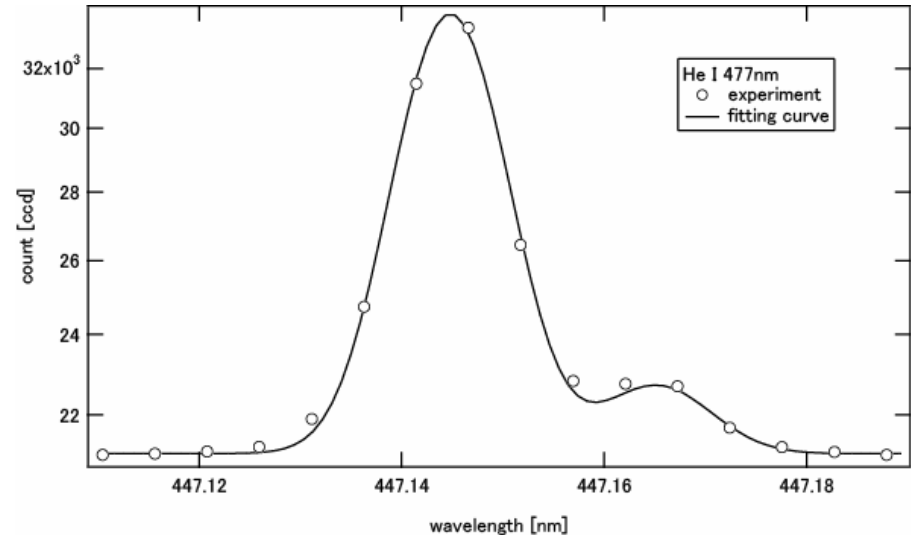
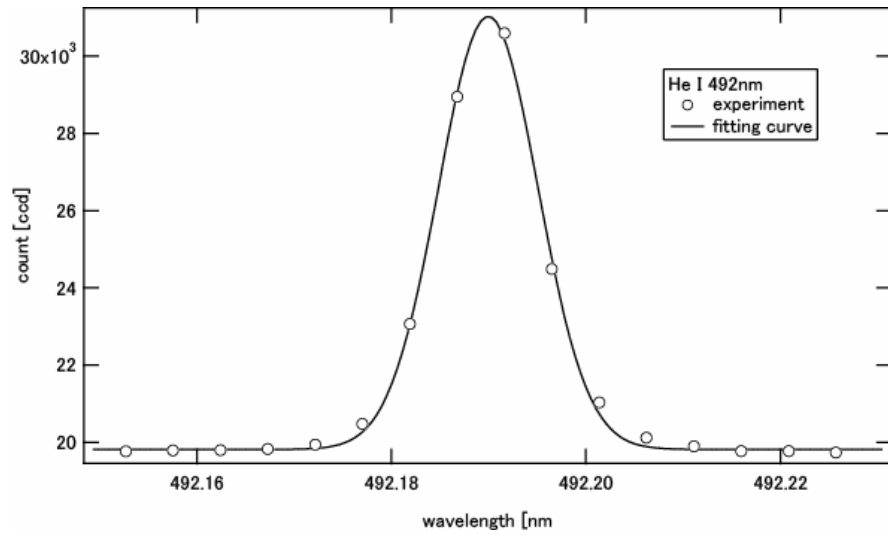
空間分布

プラズマの半径方向の中性粒子温度の空間分布
発光領域においてほぼ一定の値となっている。



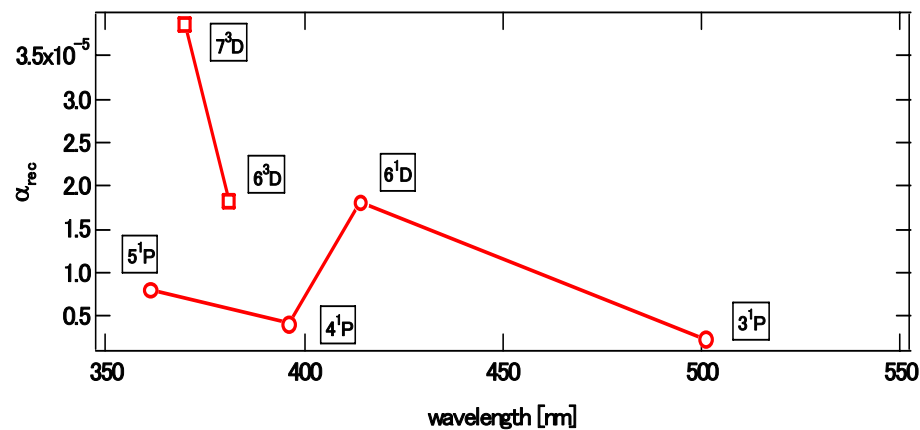
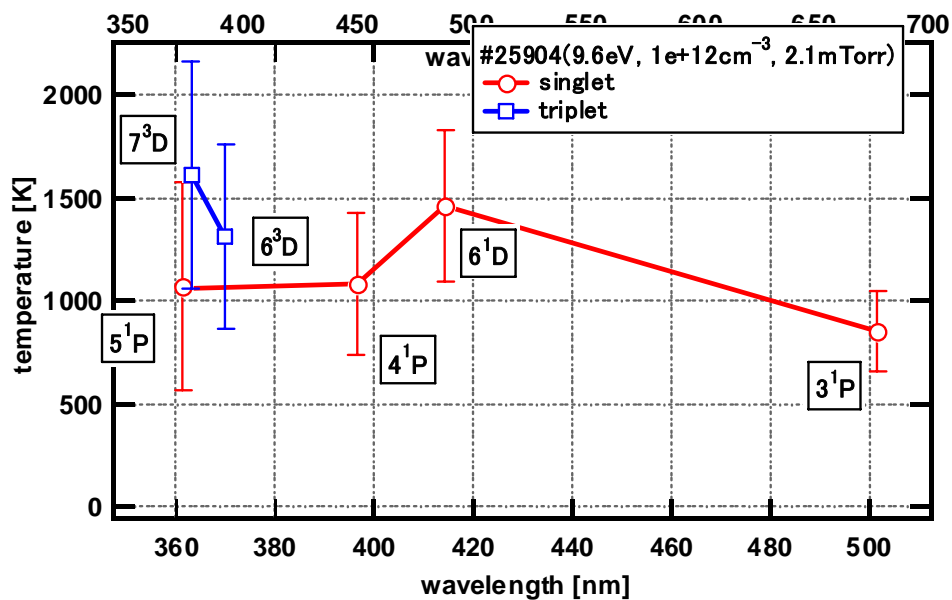
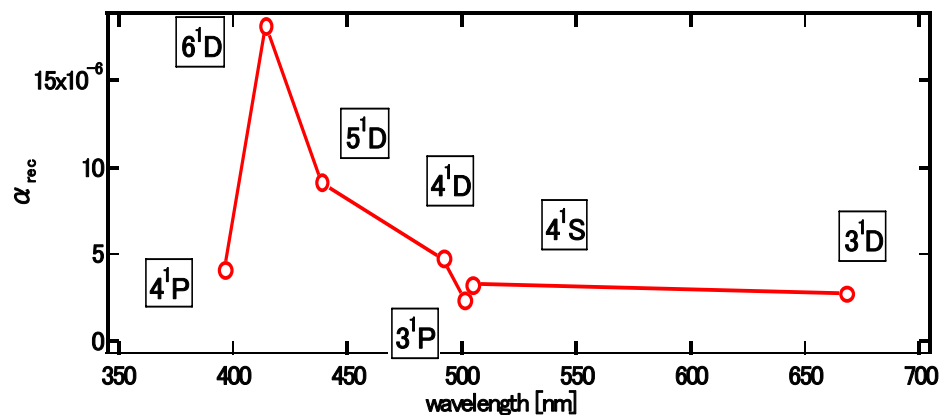
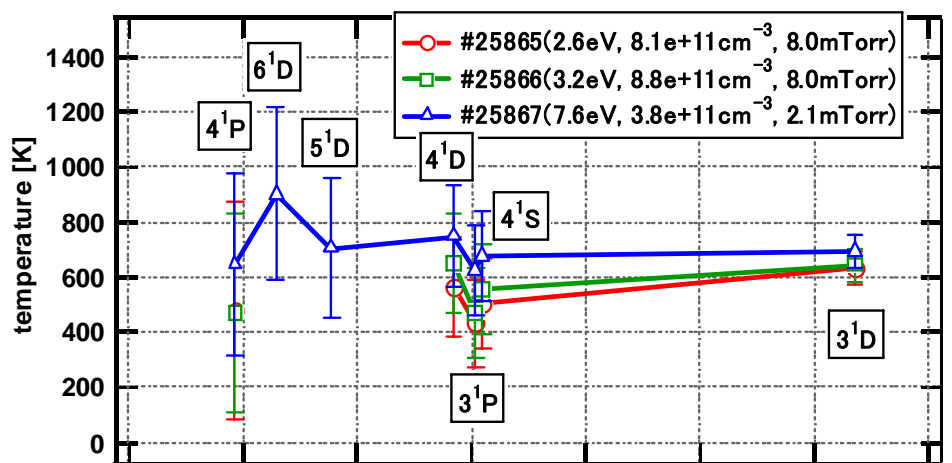
Fiber number 6がプラズマ中心. ファイバー間の距離は4mm.

fitting



温度と α_{rec} の比較

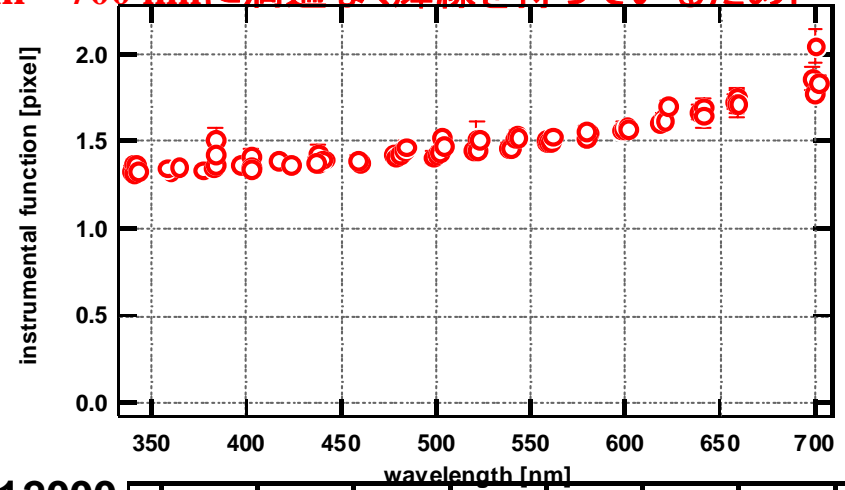
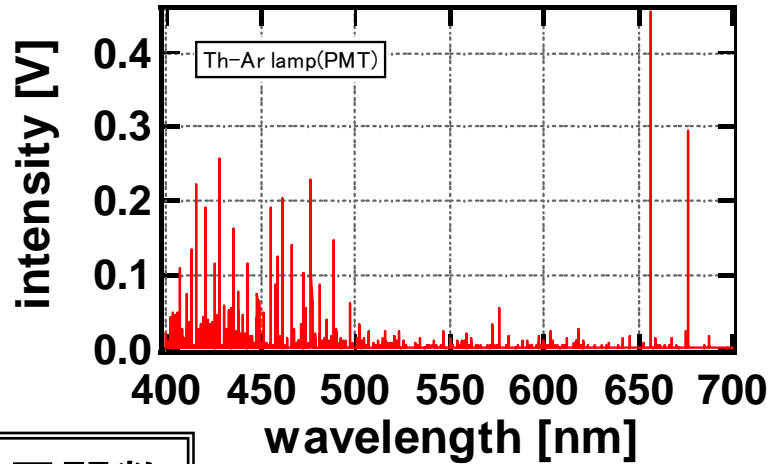
計測結果と α_{rec} には大きな相関が見られる。



校正装置

分光器の逆線分散および装置関数を求めるためにTh-Arランプを用いた。

→Th-Arランプは、本実験での観測波長である350 nm～700 nmに満遍なく輝線を持っているため。



装置関数

Thの質量数は232であり、ドップラー広がりは無視できるため、そのスペクトルを装置関数として扱える。

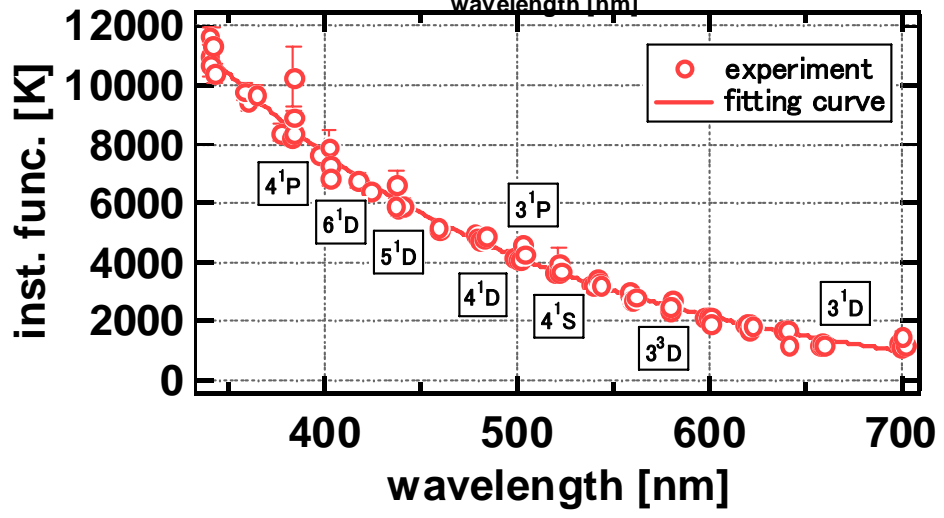
得られた装置関数はヘリウム温度換算を行っている。

$$T = \frac{A m_p c^2}{2k} \left(\frac{\lambda_{1/e}}{\lambda_0} \right)^2 \quad A = 4$$

↑ 装置関数

ガウス関数のデコンボリューションが温度差として表される。

$$T_{\text{Doppler}} = T_{\text{spec}} - T_{\text{inst}}$$



T_{Doppler} : 数百K, T_{inst} : 2000~10000K
(短波長側では誤差に関して注意が必要)