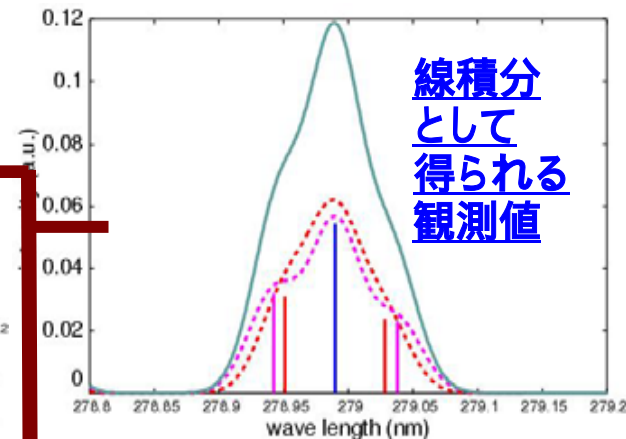
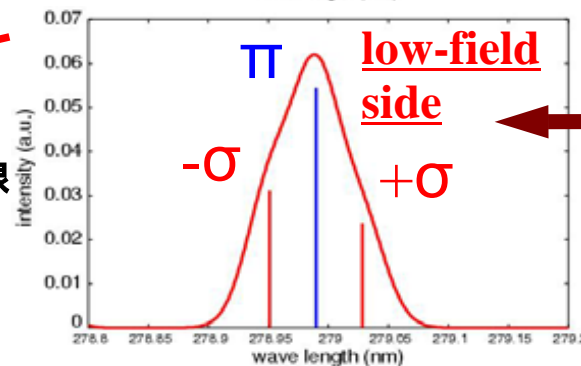
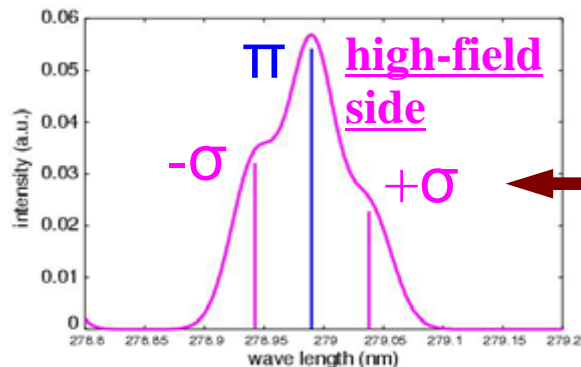
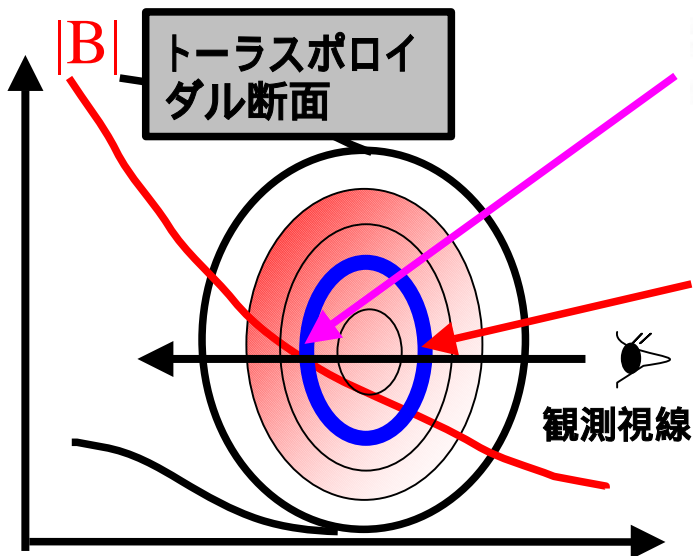


Zeeman効果を利用したプラズマ局所計測法

磁場強度が大きく、かつ観測視線方向に磁場強度が勾配を持つような条件下で適用可能な手法。
受動的な分光計測から、プラズマの局所計測を行うことが可能。

例えば、ポロイダル方向から
プラズマを観測する場合、



複数の発光位置における
Zeemanシフトの差を利用
してスペクトルを分離する

この手法の特徴

- ・二つの発光位置における磁場強度の差が大きいことが必要
- ・Zeemanシフトに比べDoppler拡がり小さいことが必要

既存の研究例(主に周辺領域の中性原子)

- ・DIII-D, Isler et. al. (1997, 1998)
- ・Alcator C-Mod, Weaver et. al. (2000, 2001)
- ・LHD, M.Goto et. al. (2002)
- ・ASDEX, T.Putterich et. al. (2003)

→ 周辺領域に加え、炉心領域へ本手法を適用することにより、対象とする発光の
発光位置を決定し、また、発光位置における温度や流れ速度の局所値を計測する。

Zeeman効果の評価

外部磁場中での軌道電子ハミルトニアン

$$H = \sum_i \left\{ \frac{1}{2m_e} \left[p_i - \frac{e}{c} A(r_i) \right]^2 + \phi(r_i) \right\} + \zeta L \cdot S + \frac{e}{2m_e} B \cdot (L + 2S)$$

.....

H_{LS} : (スピンの軌道相互作用) H_B : (外部磁場との相互作用)

H_{LS} と H_B を摂動項として取り扱

$$\Delta E = g_L \mu_B M | B | \quad (H_{LS} \gg H_B) \quad \text{異常(正常)Zeeman効}$$

$$\Delta E = \mu_B (M_L + 2M_S) | B | \quad (H_B \gg H_{LS}) \quad \text{Paschen-Back極}$$

—————> 磁場強度の変化に対して線形な応答

実験条件下(~7T)では、元素によってはこれら二つ
極限状態で近似できないことが予測される。

一般的な取り扱いとしては、行列要

$$\langle J, M | H_B | J', M' \rangle =$$

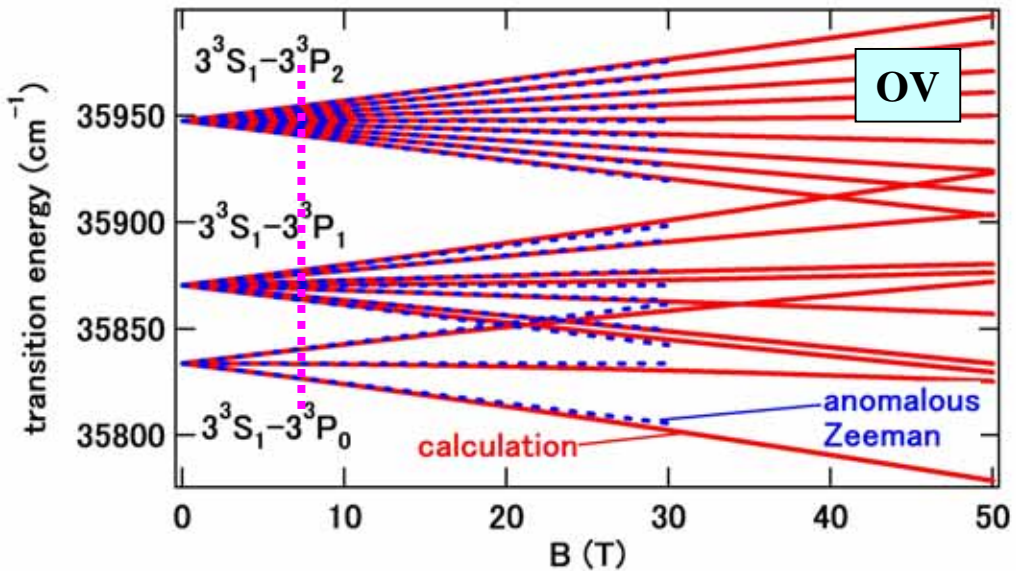
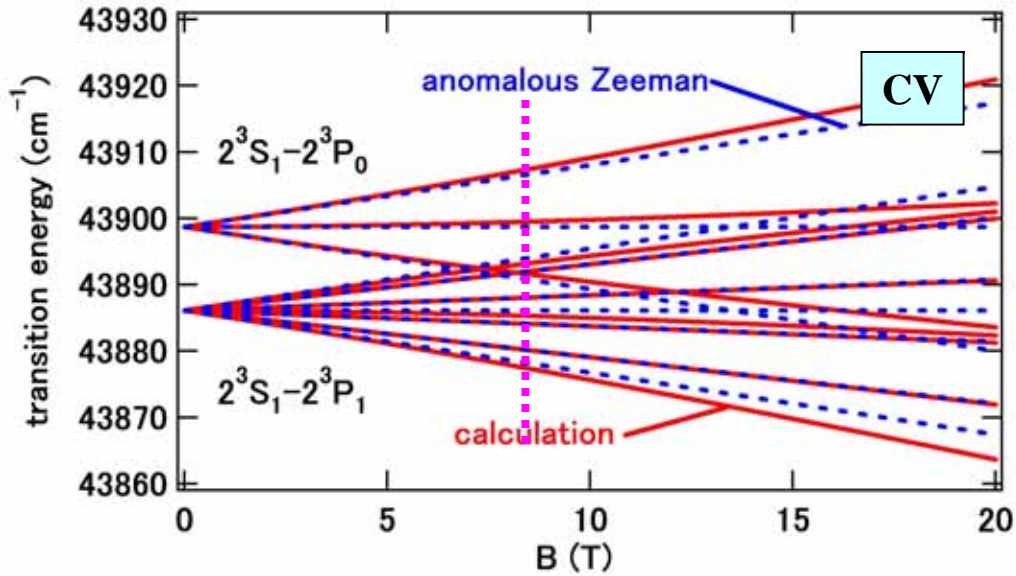
$$\sum_{M_L, M_S} (M_L + 2M_S) \mu_B | B | \langle J, M | M_L, M_S \rangle \langle M_L, M_S | J', M' \rangle$$

を数値的に対角化計算し、エネルギーの摂動を求める。

—————> 特に $H_{LS} \sim H_B$ の場合は、磁場強度の変化に対して非線形な応答
(B 、 B^2 及びそれらの平方根が含まれるため)

- L : 全軌道角運動量
- S : 全スピン角運動量
- J : (= L + S)
- M : J の磁場方向成分
- M_L : L の磁場方向成分
- M_S : S の磁場方向成分
- g_L : Lande のg因子
- μ_B : Bohr磁子

遷移エネルギーのZeeman分裂



計算コードを作成し、
TRIAMで観測される代表的な発光種
であるH、C、Oに関して計算を行った。



実験条件下 $B = 7$ T において、
各元素のZeeman効果の状態は

HI	→	Paschen-Back極限
CV	→	中間的な状態
OV	→	異常Zeeman

となることが計算結果から確認できる。

スペクトル形状の評価

摂動系の波動関数は、非摂動系の波動関数の線形結合として求められる。

$$|\psi_{perturbed}\rangle = \sum_{J,M} C_{J,M} |J, M\rangle \quad C: \text{定数}$$

この時、Wigner-Eckartの定理を用いて遷移確率が

$$I \propto n' \nu^4 \left| \langle \psi | r_q | \psi' \rangle \right|^2$$

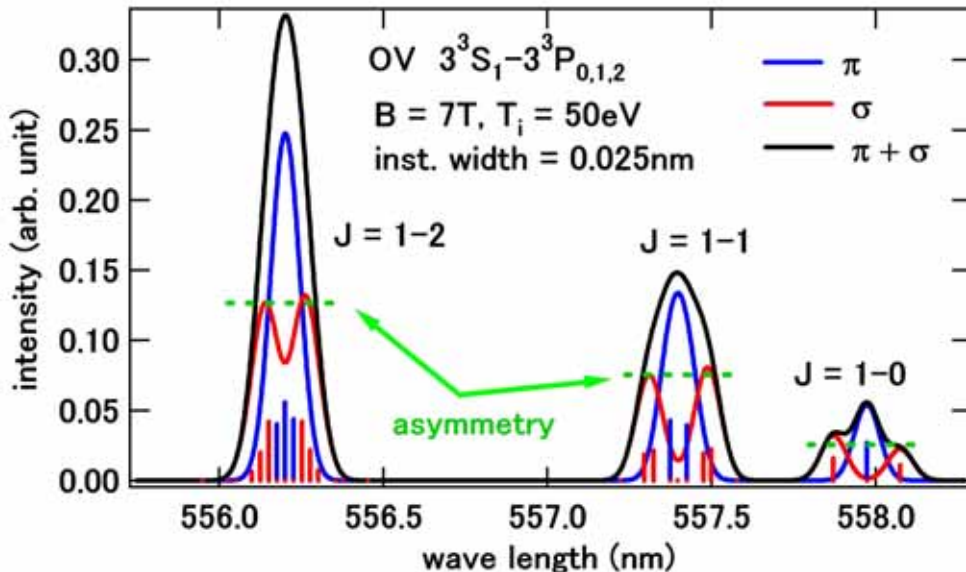
$$= n' \nu^4 \left| \sum_{J,M} \sum_{J',M'} C_{J,M}^* C_{J',M'} \langle J \| r \| J' \rangle \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & q & M' \end{pmatrix} \right|^2$$

$$\langle J \| r \| J' \rangle = (-1)^{S+1+L+J'} \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \begin{Bmatrix} L & J & S \\ J' & L' & 1 \end{Bmatrix} \langle L \| r \| L' \rangle$$

上準位L', 下準位L
の遷移における共通因子

n': 上準位の密度
 ν: 遷移周波数
 r_q: 遷移双極子モーメント
 (q=±1: , q=0:)
 q = M₁ - M₂

のように計算される。上準位の密度n'に関しては、縮退度2J+1に比例すると仮定。



B=7Tにおいて、遷移強度に関しては、波動関数のミキシングにより非対称性を生じている。

精密なプロファイル測定のためには、
 厳密な計算が必要となる。

炉心近傍に存在するイオン種への適用

Zeeman効果による波長シフト

$$\Delta\lambda_{Zeeman} \approx \frac{\lambda_0^2}{hc} \mu_B |B|$$

Doppler拡がりによるピークの拡がり

$$\Delta\lambda_{Doppler} = 2\sqrt{\ln 2} \sqrt{\frac{2k_B T}{m} \left(\frac{\lambda_0}{c}\right)^2}$$

これらが等しくなる磁場強度 $|B| = 1.65 \times 10^{-6} \times \frac{1}{\lambda_0} \sqrt{\frac{T}{A}}$ (T) が、計測の目安 (A:原子量)

Aが大きな元素を計測することで、必要磁場強度を小さくすることが可能 (C: A=12, O: A=16)

イオン化エネルギーをイオン温度とした場合、

CV ($T_i = 392$ eV) \longrightarrow $|B| = 41$ T
 OV ($T_i = 114$ eV) \longrightarrow $|B| = 15$ T } が必要となる磁場強度

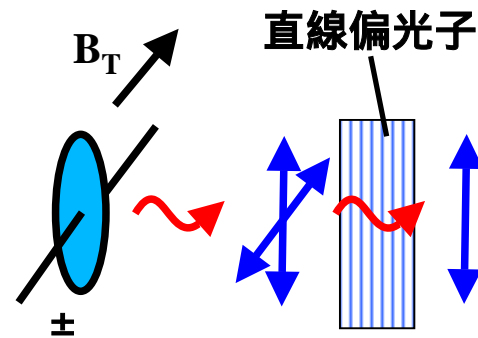
直線偏光子を用いて 成分のみ計測すれば、必要磁場強度は半分になる。

CV ($T_i = 392$ eV) \longrightarrow $|B| = 20.5$ T
 OV ($T_i = 114$ eV) \longrightarrow $|B| = 7.5$ T OVイオンが計測対象の候補となる

→ 磁力線ピッチ角が十分に小さいことが必要となる。
 放電条件 $B_T = 6.4$ T, $I_p = 70$ kA の場合 **ピッチ角** $= B_p/B_T$ は
LCFS付近でも凡そ $\pm 0.02^\circ$ 程度であり十分小さい。

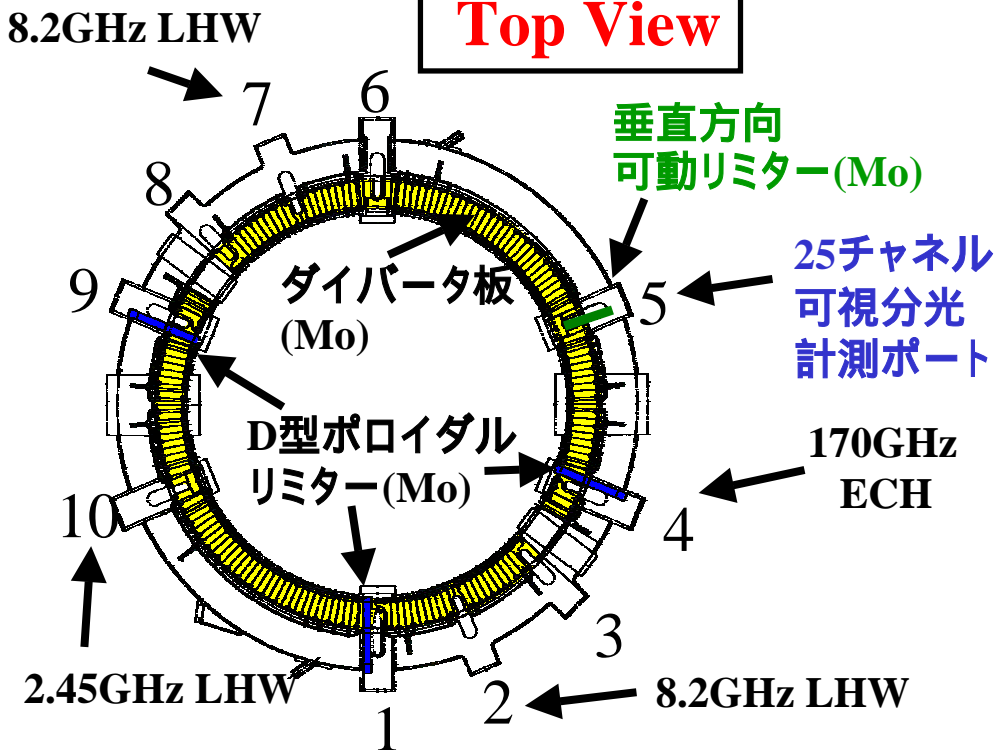
炉心では発光位置の間での磁場強度差が小さくなり、
 また、多価イオンからの発光では λ_0 が小さくなる

炉心では発光が磁気面関数になることを利用し、フィッティングの際に複数の発光位置における、温度、密度が等しいとする。



超伝導強磁場トカマク TRIAM-1M

Top View



九州大学応用力学研究所
炉心理工学研究センター

プラズマ大半径： 840 mm

プラズマ小半径： 120 mm (水平方向) × 180 mm (垂直方向)

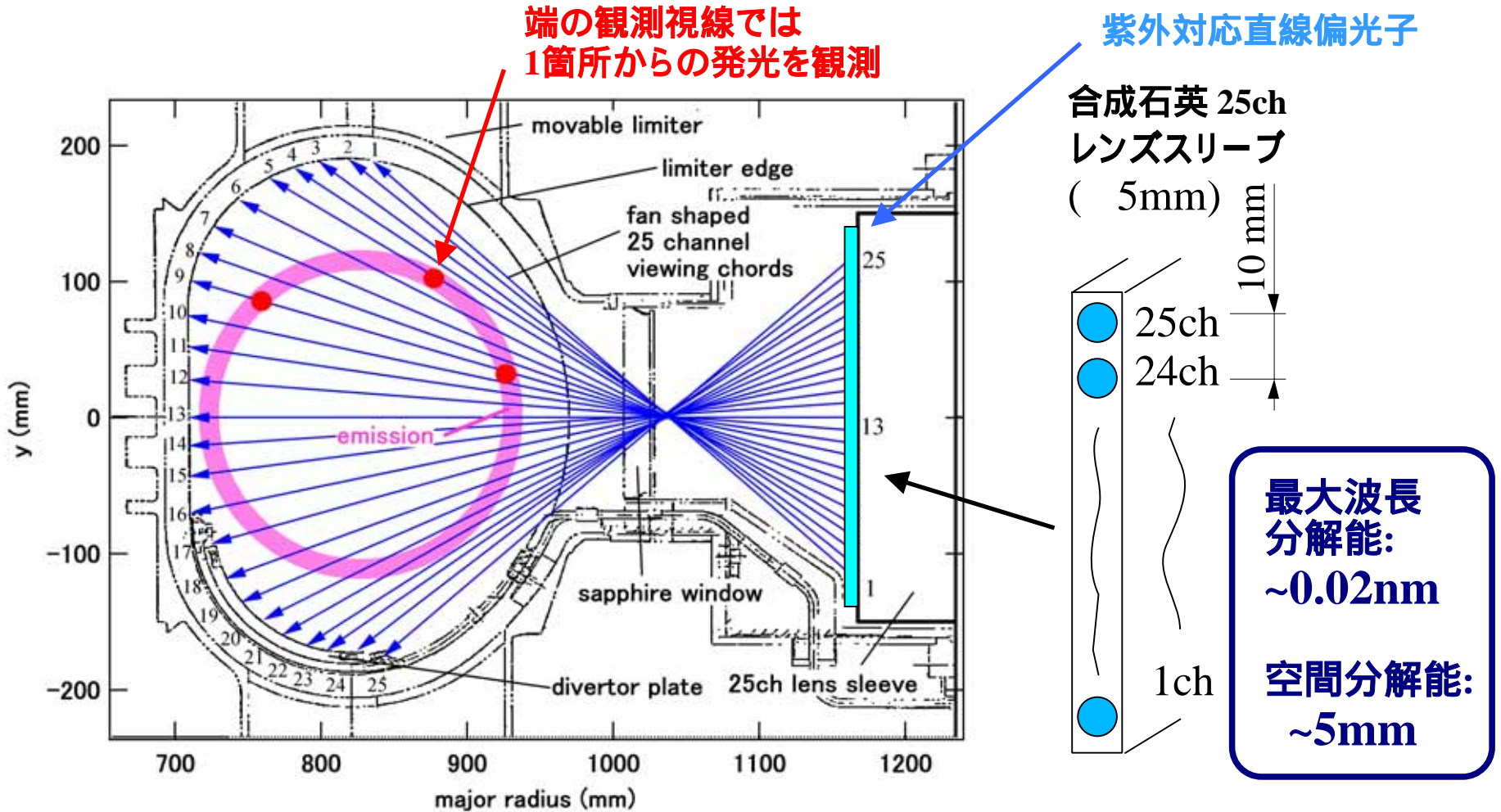
トロイダル磁場強度： < 8T (16-Nb₃Sn TF coil) : 8T (6kA)

プラズマ電流： 470kA (Ohmic)

70kA (LHCD: 50kW(2.45GHz), 200kW(8.2GHz))

放電時間: 500ms (Ohmic), ~5時間 (2.45GHz), ~1分 (8.2GHz)

TRIAM-1M 25チャンネル可視分光計測系



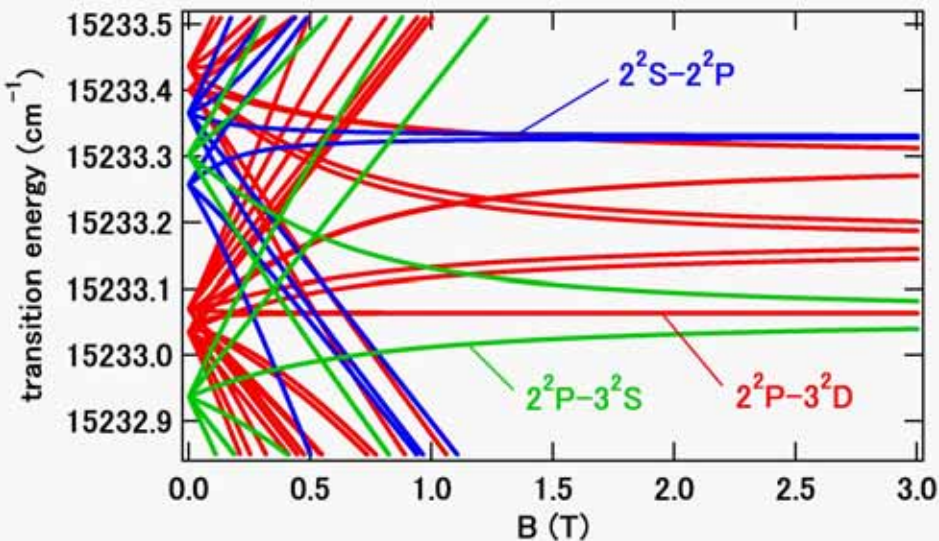
光ファイバ: 25本バンドル型 12m伝送 (コア径 230 μ m, クラッド径 250 μ m)
分光器: Acton Research AM-510 (f=1.0m, F/8.7, 1800本回折格子)
ICCD: P.I. ICCD-1024MG-E/1, 1024 \times 256 pixel (26 μ m \times 26 μ m)

周辺領域の中性原子への適用 (H 線)

本手法が従来適用されている周辺領域の中性原子発光スペクトルの計測を行った。

水素原子Balmer系列 (n = 2-3) H 線

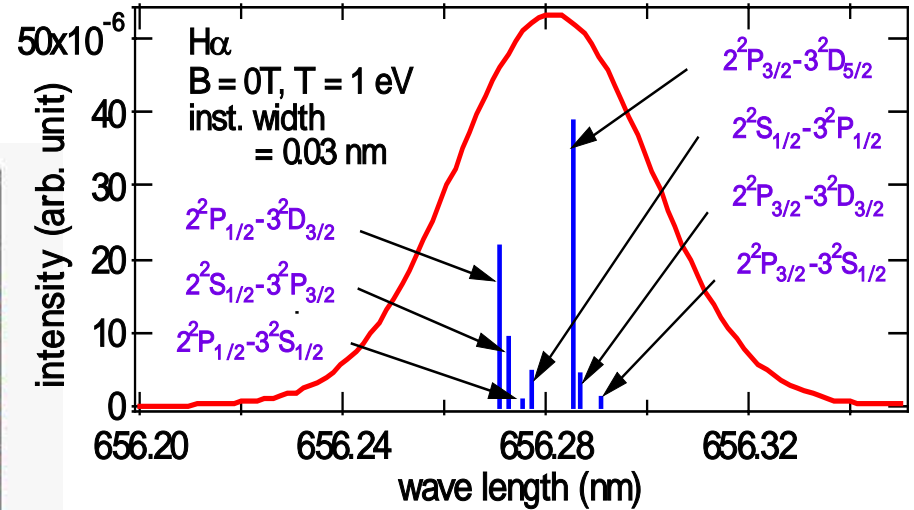
H 線遷移エネルギーのZeeman分裂



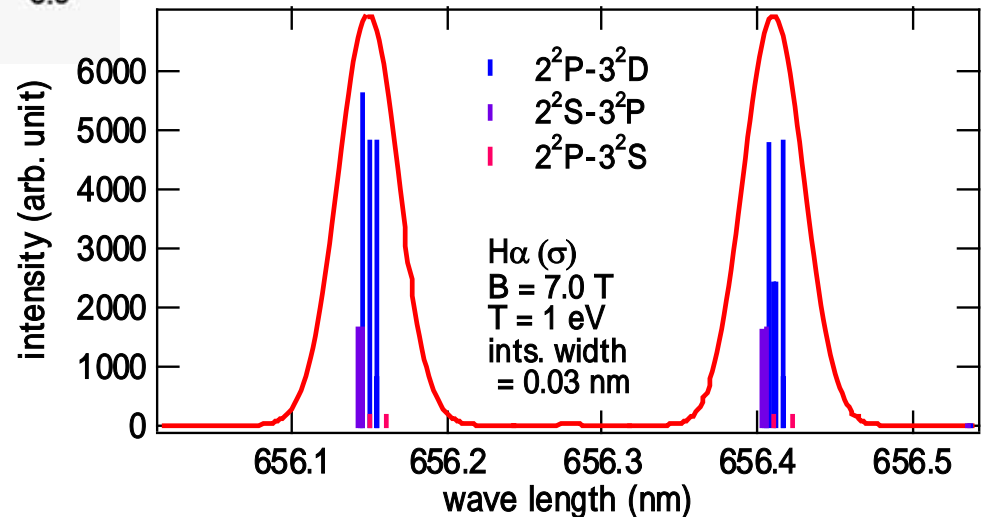
B = 0 の場合には、7本の微細構造が
 18本、 30本の合計48本に分裂する。
 Paschen-Back極限の場合には、
 7本、 14本に分裂する。

微細構造7本全てのZeeman効果を計算し、
 厳密にスペクトル形状を評価した上で、
 最小二乗法によりフィッティングを行う。

外部磁場が存在しない場合のZeeman分裂



B = 7 T の場合(成分: 14本)



水素原子の温度成分

実験条件

#81382 ECD-mode 8.2GHz LHCD
 $B_T = 7.0 \text{ T}, I_p = 40 \text{ kA}, \langle n_e \rangle = 6.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

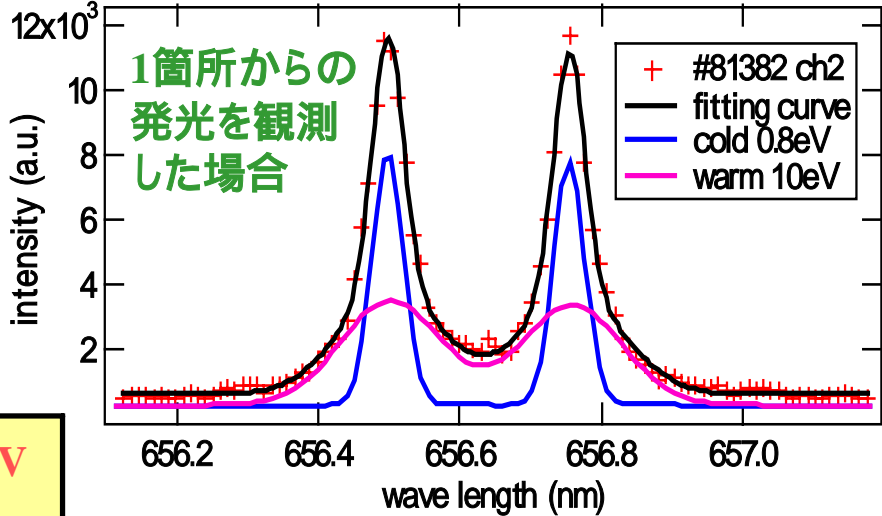
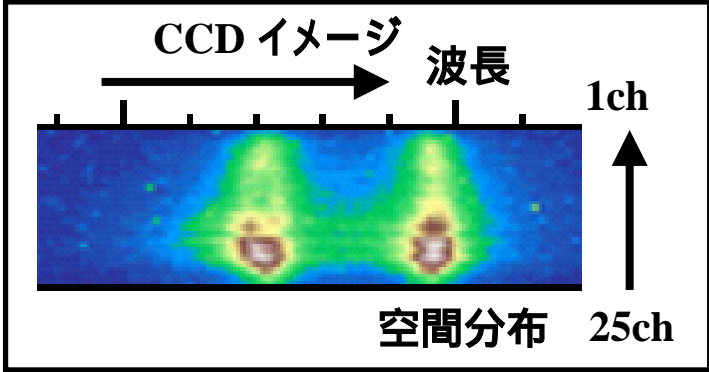
水素分子振動励起を考慮しない場合の水素原子温度

- 再結合 $\text{H}^+(\text{cold}) + e^- \rightarrow \text{H}_0(\text{cold})$: 0.1 ~ 1eV
- 分子解離 $\text{H}_2 + e^- \rightarrow \text{H} + \text{H}$: ~0.3eV
- 分子解離 $\text{H}_2 + e^- \rightarrow \text{H} + \text{H}$: ~3eV
- H_2^+ からの分子解離
 - $\text{H}_2 + e^- \rightarrow \text{H}_2^+ + 2e^- \rightarrow \text{H}^+ + \text{H} + 2e^-$: ~4.3eV
 - $\text{H}_2 + e^- \rightarrow \text{H}_2^+ + 2e^- \rightarrow \text{H}^+ + \text{H} + 2e^-$: ~1.5eV
- 壁からの反射 $\text{H}^+ \rightarrow \text{H}_0(\text{reflected})$: ~50eV
- 荷電交換 $\text{H}_0(\text{cold}) + \text{H}^+(\text{hot}) \rightarrow \text{H}_0(\text{hot}) + \text{H}^+(\text{cold})$: 20 ~ 100eV

単純には、cold 成分 0 ~ 1eV warm 成分 1 ~ 10eV
 hot 成分 ~ 50eV の三温度で近似可能。

→ 正確には、中性粒子輸送コード等により解析する必要がある。

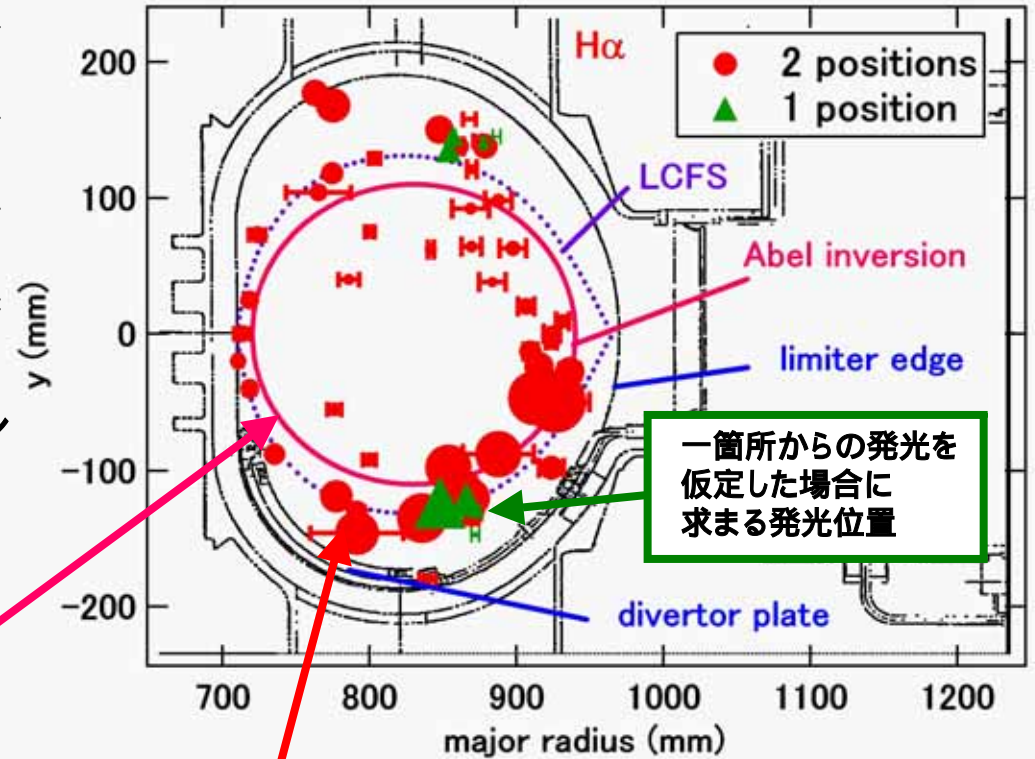
25本の観測視線で計測したスペクトルに対し、二温度を仮定したフィッティングを行い、発光位置を求めた。



8.2GHz LHCD 放電時のH スペクトルの場合は2温度 (0.8 eV, 10 eV) でフィッティング可能

発光位置の分離 (周辺領域からの発光)

フィッティングから求めた発光位置と発光強度比

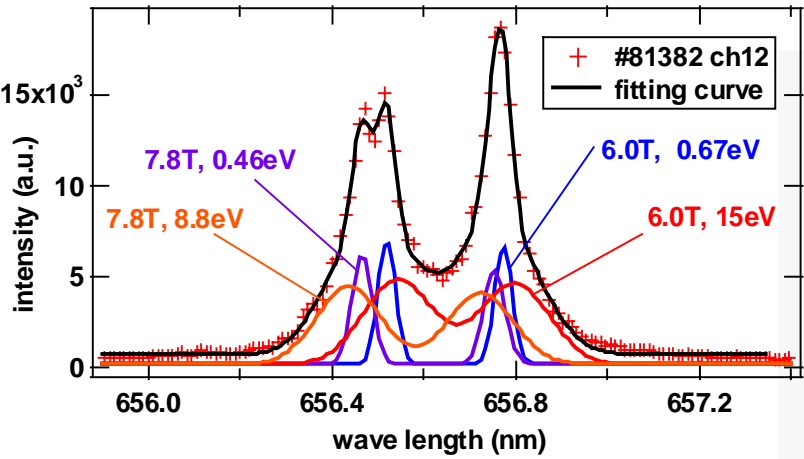


一箇所からの発光を仮定した場合に求まる発光位置

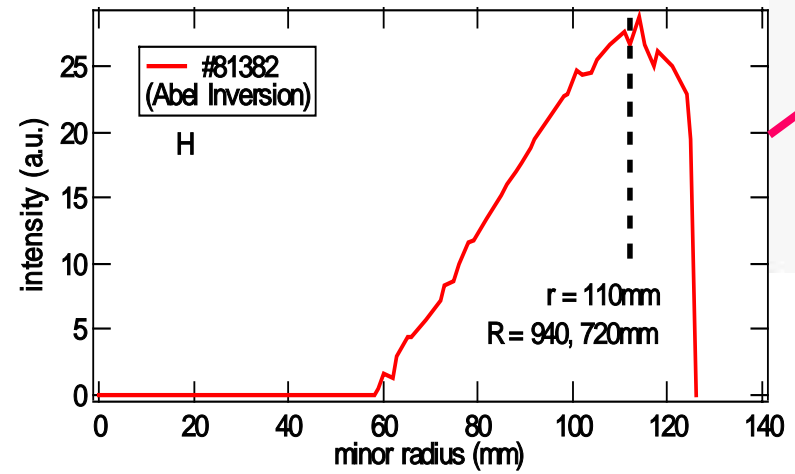
フィッティングにより分離された cold 成分の発光位置及び発光強度比 (丸の大きさが強度比を表す)

得られた発光位置はAbel逆変換と矛盾しない。

最外殻磁気面(LCFS)上からその周辺にかけて発光が起こっていることが確認できる。



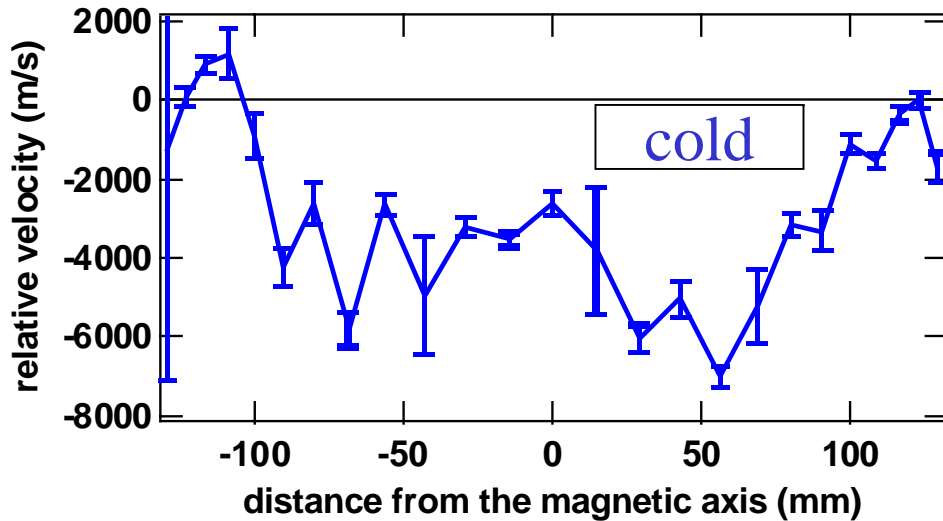
中心付近を通る観測視線で計測したスペクトルに対してフィッティングを行った結果



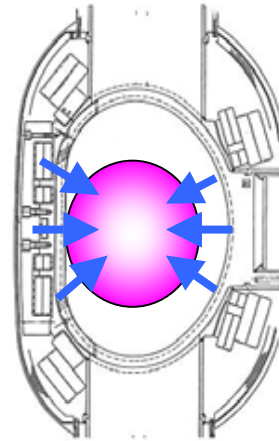
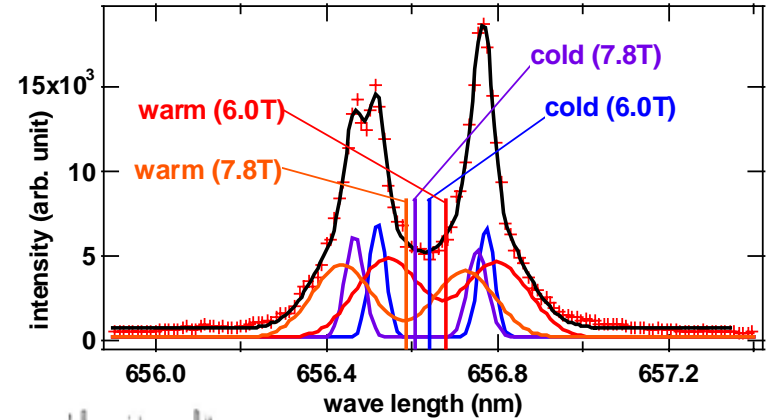
円柱プラズマを仮定しAbel逆変換を用いた場合の発光分布

中性原子であるため、発光領域の軸対称性に関しては、問題が残る

炉心方向へ向かうリサイクリングフラックス

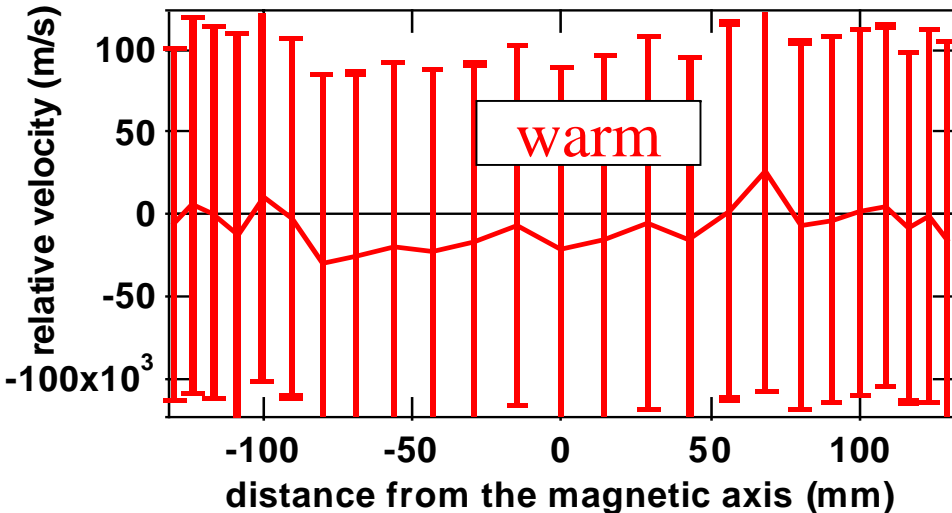


cold成分の平均相対速度



分離したスペクトルの
Dopplerシフトから、
粒子の流れを求めた。

壁から炉心方向へと向かう
向きの流れが起こっている。



warm成分の平均相対速度

観測視線に沿った平均相対速度は

cold成分 : ~4km/s

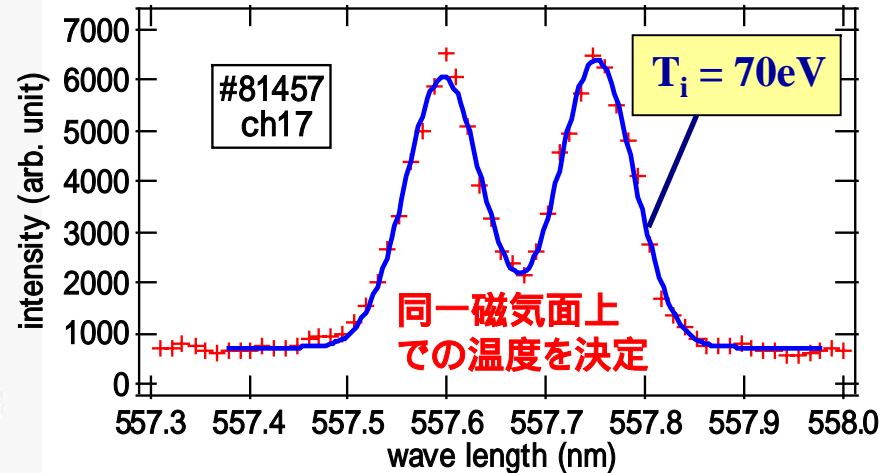
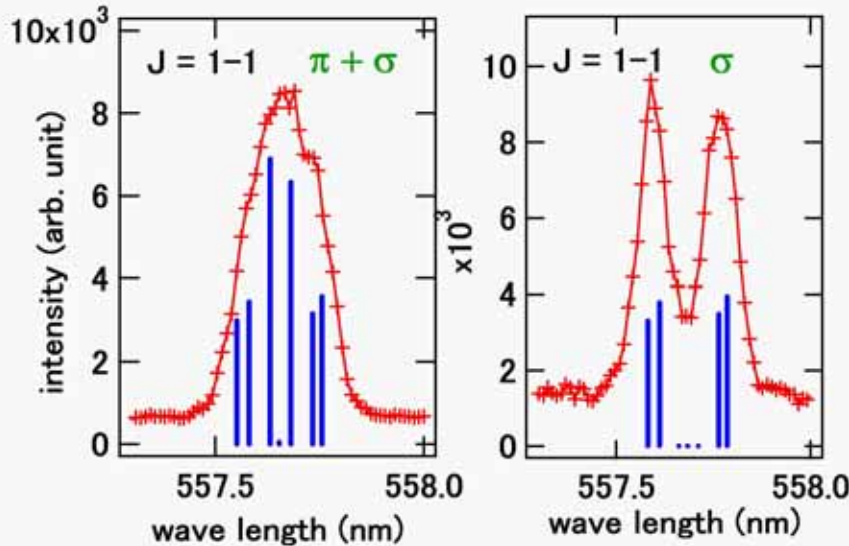
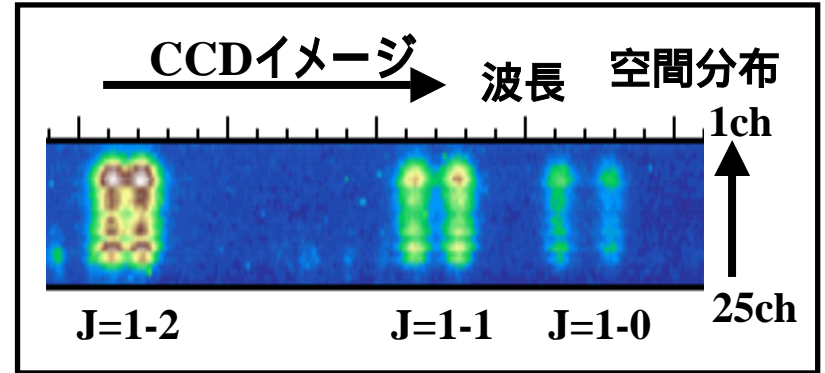
warm成分 : ~20km/s

壁付近で中性粒子ガス圧が高くなること
により、炉心方向へと向かうリサイクリング
フラックスが存在している。

炉心近傍のイオン種への適用 (OV 2s3s³S₁-2s3p³P₁ 線)

実験条件

#81457 8.2GHz LHCD + ECH
 $B_T = 6.4 \text{ T}$, $I_p = 40 \text{ kA}$
 $\langle n_e \rangle = 1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
 2次回折光にて計測

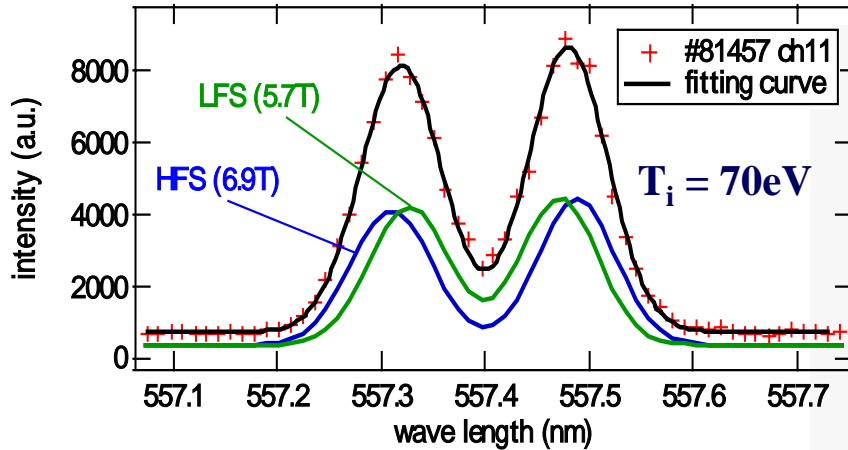


一箇所からの発光スペクトル

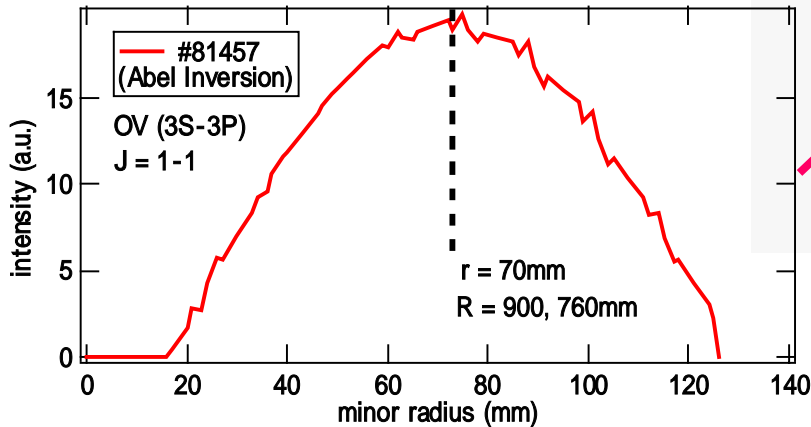
以下のような仮定を置き、フィッティングを行った。

- ・一箇所からの発光を観測したスペクトルから求まる温度を 同一磁気面上の温度として用いる。
- ・強磁場側、弱磁場側での発光強度を等しいとする。
- ・Dopplerシフトは考慮しない(B_T が大きいいため $E \times B$ ドリフトによる流れ $v = E_r \times B_T / |B_T|^2$ が小さい。) $E_r =$ 数 kV/m の場合に $v \sim 1 \text{ km/s}$ 程度であり、Dopplerシフトは 0.00185 nm 程度
 これに対し、逆線分散は 0.0115 nm/pixel 程度であるため、計測が難しい。

発光位置の分離 (炉心近傍からの発光)

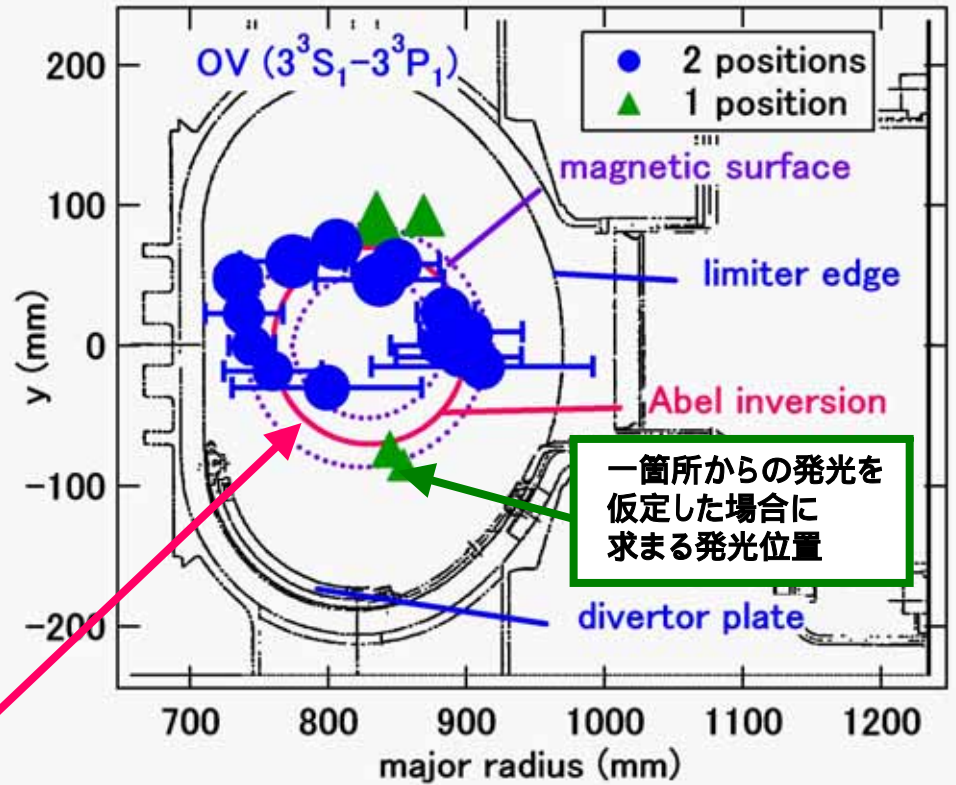


中心付近のチャンネルで計測した
スペクトル及びフィッティング結果



円柱プラズマを仮定し
Abel逆変換を用いた場合の発光分布
炉心近傍では、発光領域の軸対称性は
ある程度成り立つと考えられる

フィッティングから求めた発光位置及び発光強度



Abel逆変換と矛盾しない結果を得ている。

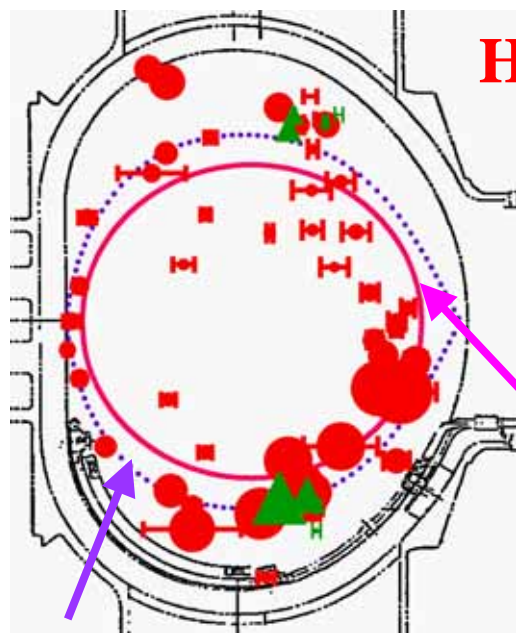
エラーバーの範囲内で、炉心近傍の磁気面に沿って発光が起こっていることが確認できる。

→ Zeeman効果を利用した局所計測法が炉心プラズマに対しても適用可能であることを、実証した。

まとめ

Zeeman効果を利用したプラズマ局所計測法をTRIAM-1M トカマクに適用し、

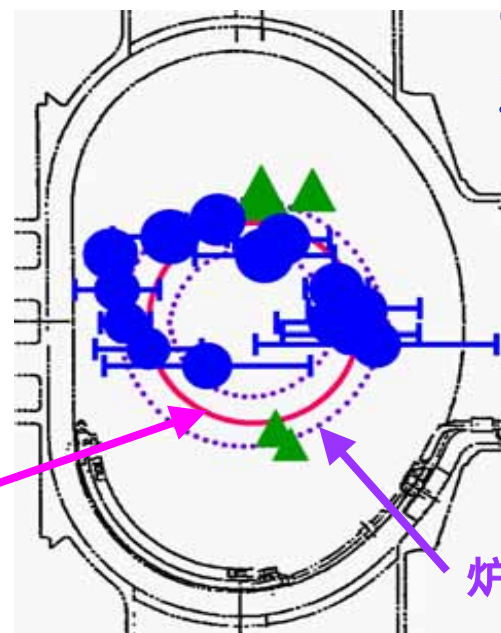
- 直線偏光子を用いることにより、Zeemanシフトする発光の成分のみを選択的に観測することにより、分離精度を向上させた。
- Zeemanシフトしたスペクトルの精密なフィッティングのために、計算コードを作成し、発光強度を含めた形で、スペクトル形状の厳密な評価を行った。
- H 線及びOV($3^3S_1-3^3P_1$)線に対し、25本の観測視線で計測したスペクトルにフィッティングを行った結果、以下のように発光位置が求まった。



H

最外殻磁気面上
及びその外側の
周辺領域で発光が
起こっている。

Abel 逆変換



OV
 $3^3S_1-3^3P_1$

炉心近傍の磁気面
に沿って発光が
起こっている。

炉心近傍の磁気面

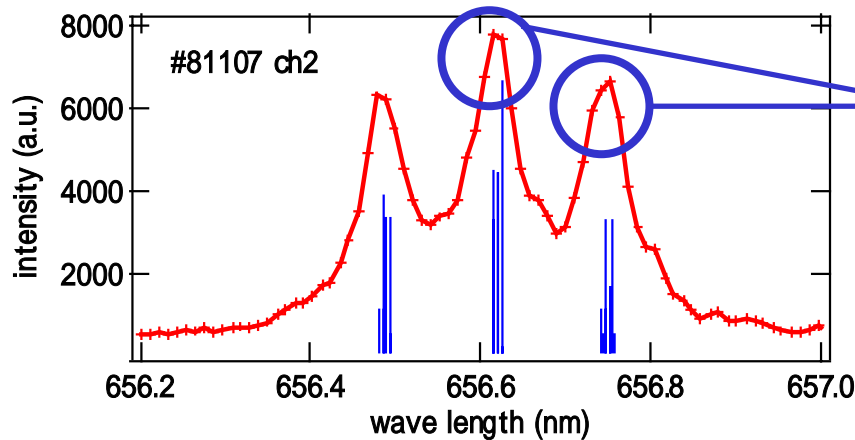
最外殻磁気面

得られた発光位置は、目安であるAbel逆変換による結果と矛盾しない結果を示していることが確認でき、本手法を周辺プラズマに加え、炉心領域へも適用可能であることが実証された。

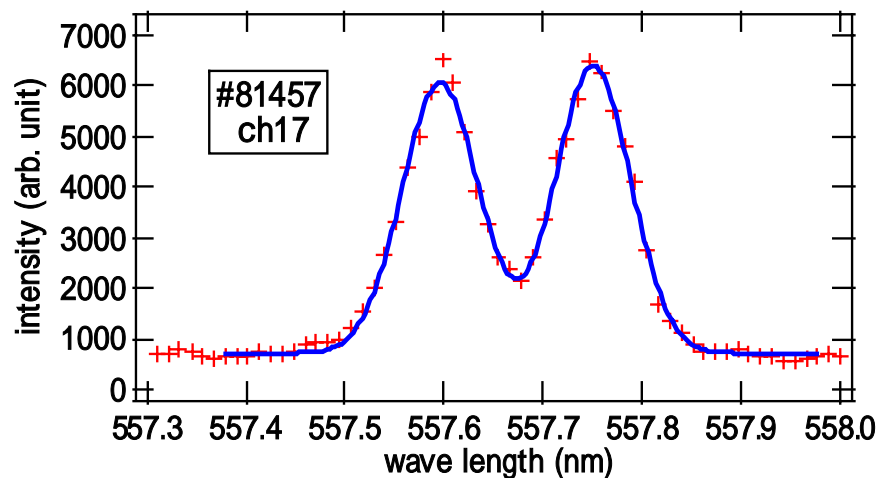
発光位置の決定に関する誤差評価

-発光領域の広がりによる 成分の裾の広がりが存在する場合、フィッティング時に誤差を生じる可能性があるため、発光領域の広がりを評価する必要がある。

→ 直線偏光子により 成分のみを計測する等すれば、ある程度評価が可能
(成分は磁場強度に応じてZeemanシフトしないため)



H 線のcold成分に関しては、
成分と 成分の広がりが同程度で
あるため、発光領域はある程度局在
していると考えられる。



OV線に関しては、一箇所からの発光を
観測したスペクトルに対して、一つの
磁場成分によりフィッティングが可能。

→ 発光領域の広がりによる影響は、
スペクトル形状の上では、
温度の広がりとして持たせることが
可能な程度。