

ダイバータ模擬装置 MAP-IIにおける 水素分子の可視分光計測

東大工, 東大高温プラズマセ^A, 東大院工^B

山崎大輔, 門信一郎^A, 肖炳甲^A, 梶田信^B,
四竈泰一^B, 飯田洋平^B, 田中知^B

背景と目的

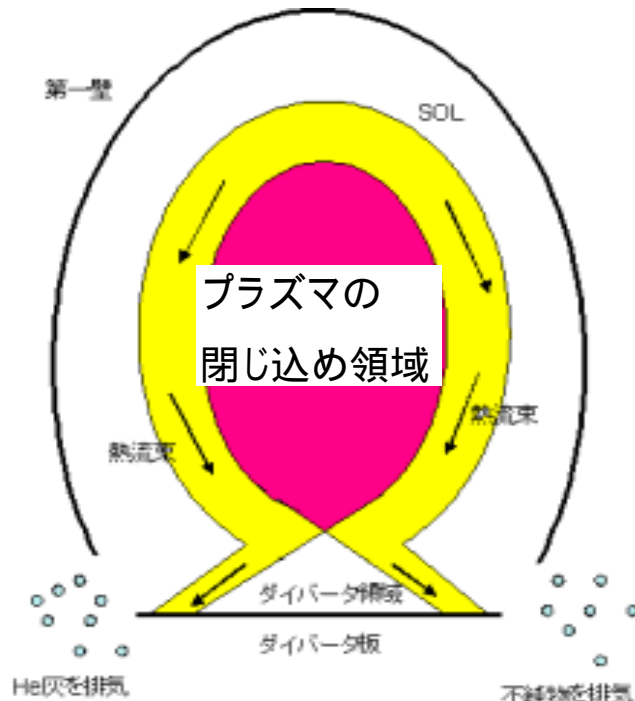


図1: トカマク型核融合炉のポロイダル断面図

将来のエネルギー源としての核融合

ダイバータ... 核融合炉において反応生成物であるHeや不純物を排気するために磁力線を導く

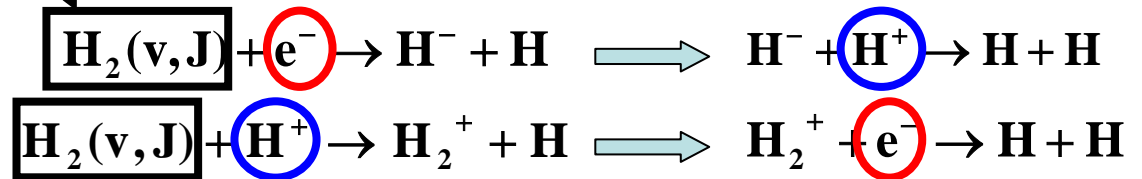
しかし... 流れ込む熱流束によって数十MW/m²もの負荷がかかる

ダイバータの損耗低減が必須

ダイバータ近傍で中性ガスを導入し、プラズマを気体に戻すガス中の**体積再結合**を誘起

v=4以上が重要

重要な体積再結合過程として**分子活性化再結合**



水素分子の電子基底状態における**振動回転励起分布**を推定する

実験装置

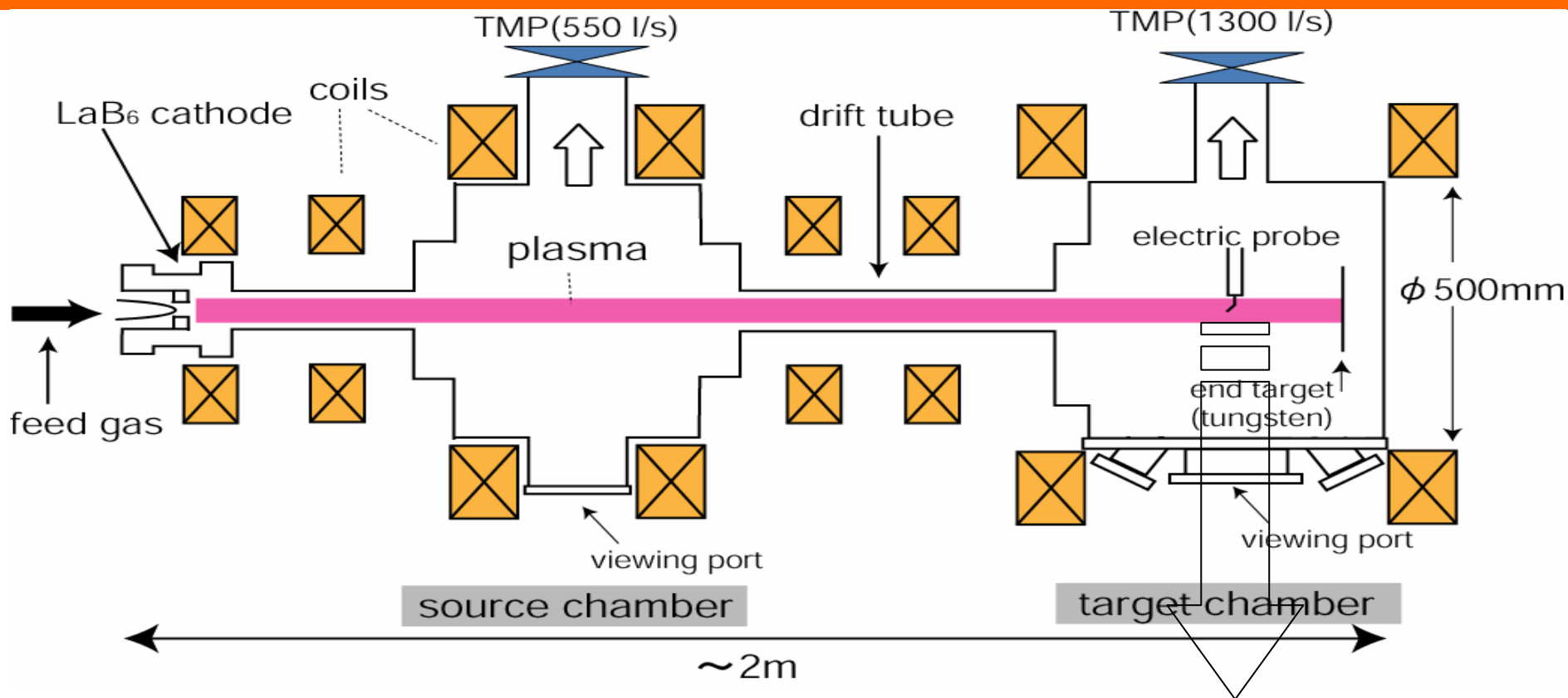
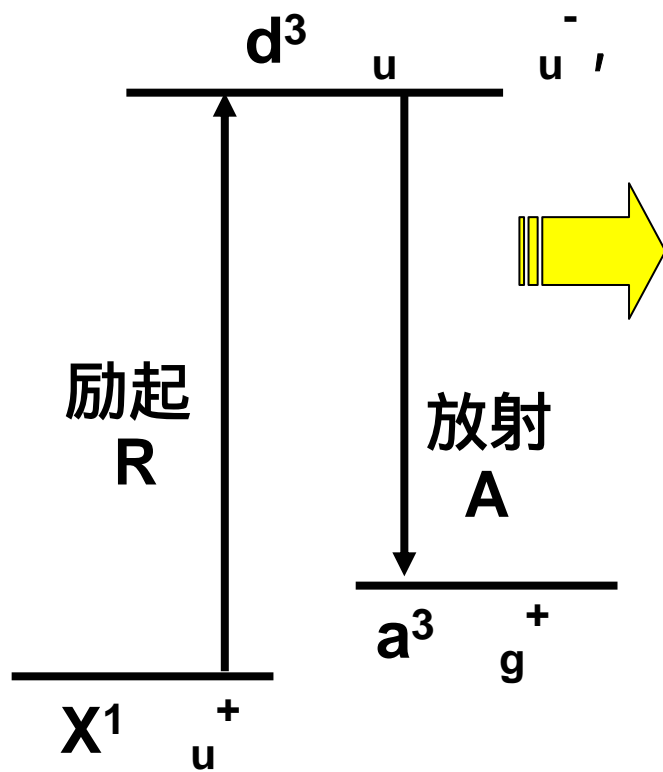


図2: ダイバータ模擬装置MAP-IIの概略図 ↳ 分光計測系へ

実験条件

放電電流: 45.0A ソースガス: H₂ 120sccm
放電電圧: 67V パフガス: H₂ 50sccm

ガス圧: 4.1mTorr
電子温度: 4.8eV
電子密度: $2.5 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$



型2重分離

Fulcher- スペクトル P,Q,R branch

レート方程式

$$0 = \frac{dN_{dv'J'}}{dt} = \sum_{\nu} \sum_J R_{X\nu J}^{dv'J'} N_{X\nu J} - A_{tot} N_{dv'J'}$$

$$N_{X00} C_{\nu} (2J + 1) g_{as} \exp \left[-\frac{F(J, \nu)}{T_{rot}} - \frac{G(\nu)}{T_{vib}} \right]$$

$$I_{av''J''}^{dv'J'} = \frac{hc}{\lambda} A_{av''J''}^{dv'J'} N_{dv'J'}$$

計測

$$I_{av''J''}^{dv'J'} = \frac{hc}{\lambda} \frac{A_{av''J''}^{dv'J'}}{A_{tot}} \sum_{\nu} \sum_J \left\{ R_{X\nu J}^{dv'J'} N_{X00} C_{\nu} (2J + 1) g_{as} \exp \left[-\frac{F(J, \nu)}{T_{rot}} - \frac{G(\nu)}{T_{vib}} \right] \right\}$$

フィッティングパラメータ

従来の解析

Franck-Condon原理を仮定

Rについて

低温プラズマのように電子のエネルギーが励起に必要なエネルギーの閾値に近い場合には**FC原理は成り立たない**
(G.D.Meneses 1998)

Aについて

d a遷移の際の電子双極子モーメントの空間変化は、振動の波動関数に比べ十分に遅いとはいえないため、**FC原理は成り立たない** (G.Stazwska 1999)

$d^3 u^+$ は $e^3 u^+$ との相互作用により乱される！？

解析には**Q branch**のみを使用

本研究の解析

FC仮定を用いない解析

Gryzinskiの半古典近似を採用し、励起係数を算出

Schrödinger方程式から振動の波動関数を求め、直接電子双極子モーメントを計算

P branchの評価

P,R branchも導入できないか？

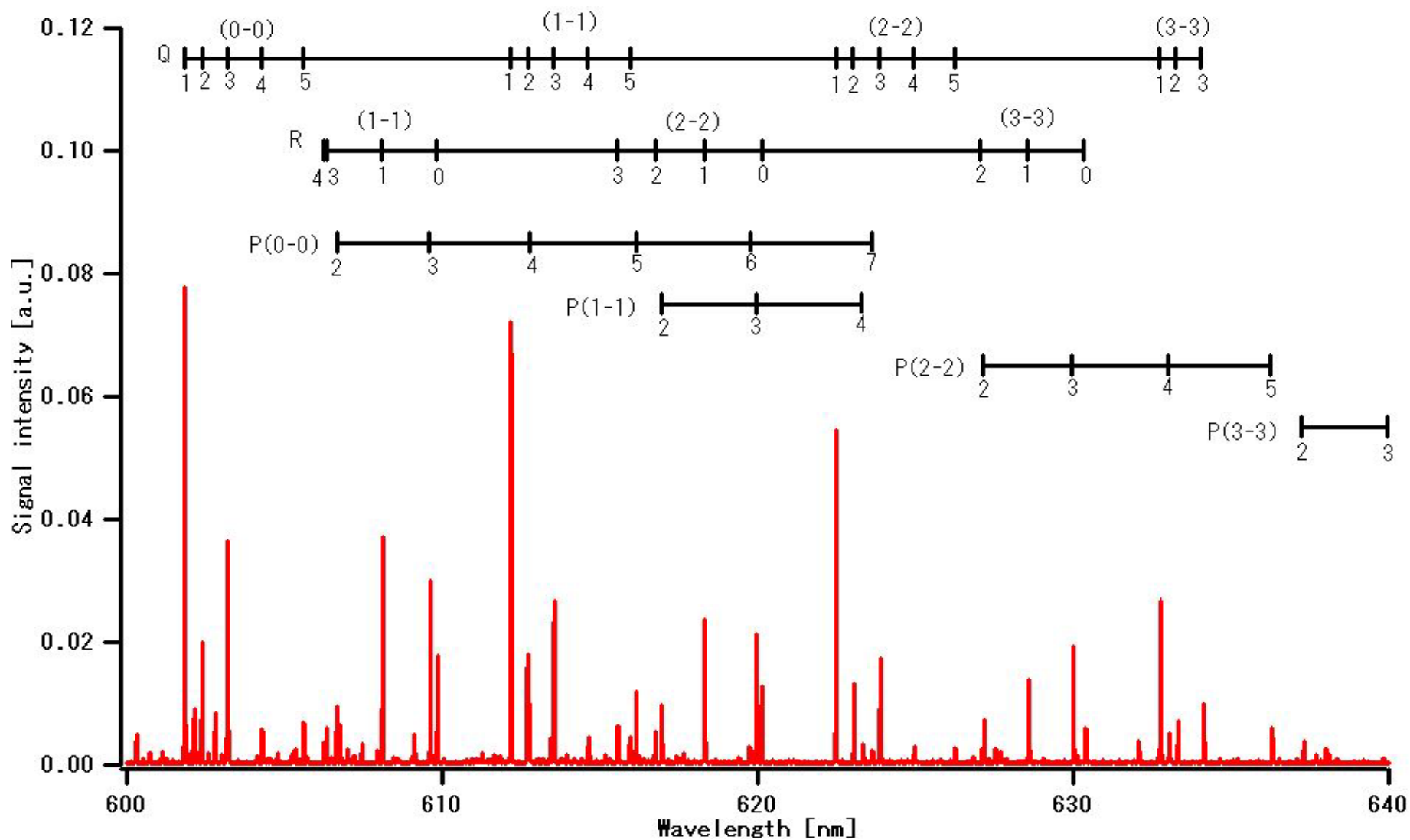


図3: 計測されたFulcher- スペクトル

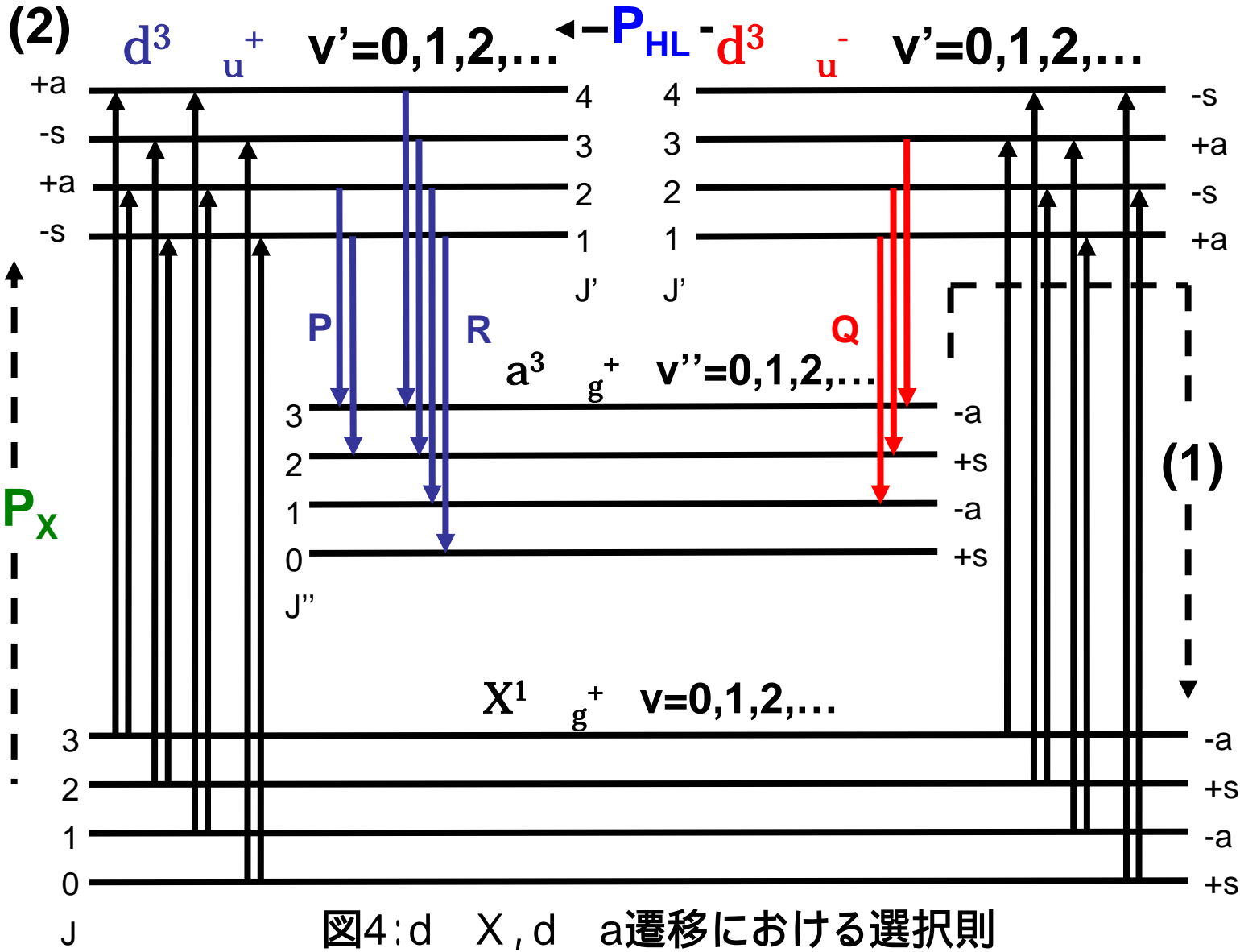


図4: d X, d a遷移における選択則

これまで $d^3 u^+$ は $e u^+$ との相互作用によって乱されるという理由で P,R branch は解析には用いられてこなかった.

FC仮定を用いない手法

FC仮定を用いないA係数

電子の核間距離

1angstrom付近において電子双極子モーメントの変化が**緩やか**ではない

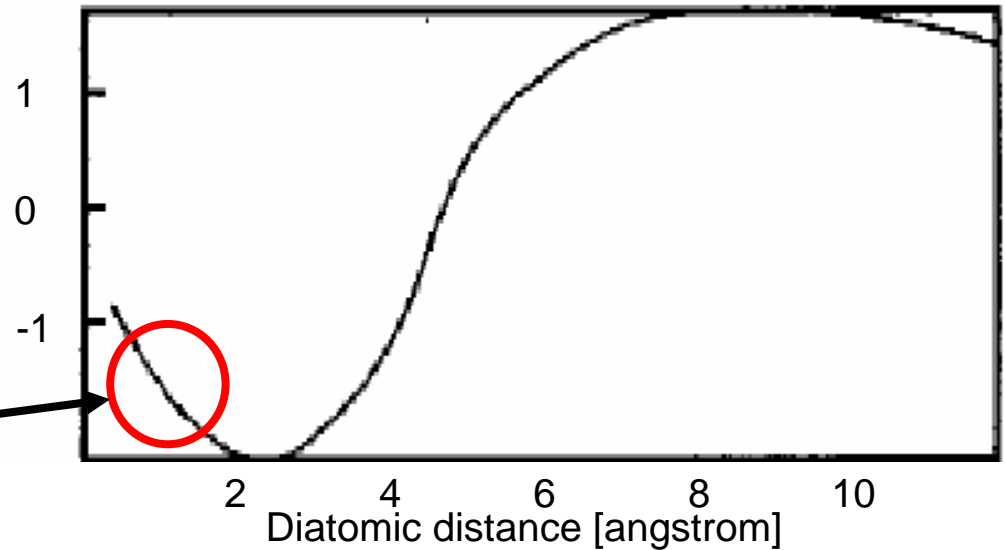


図5:d a遷移における電子双極子モーメント

遷移モーメント

FC原理

$$R_{dv'}^{av''} = \int \psi_{v''}^* R_{ed}^a(R) \psi_{v'} dR \approx R_{ed}^a(\bar{R}) \int \psi_{v''}^* \psi_{v'} dR$$

平均核間距離で代表できない！！

Gryzinskiの半古典近似による励起係数

低温領域ではFC仮定による励起係数は誤差大

そこでGryzinskiの半古典近似は・・・
量子力学or実験的に求めたときと比べて

- 絶対値にはやや誤差あり
- **比はよく再現可能**
- **計算が容易**

← 水素原子, ヘリウム原子で確認済み

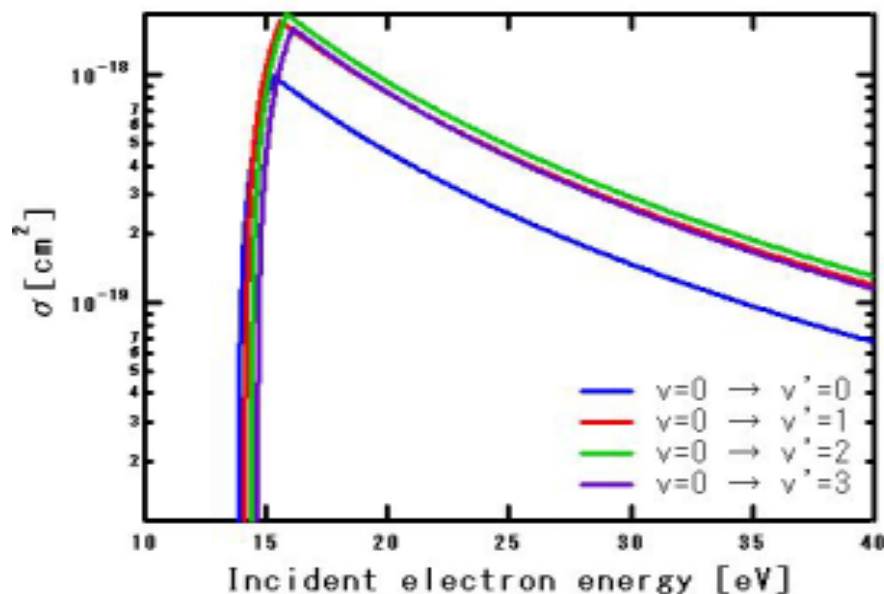


図6: Gryzinski近似で求めた断面積

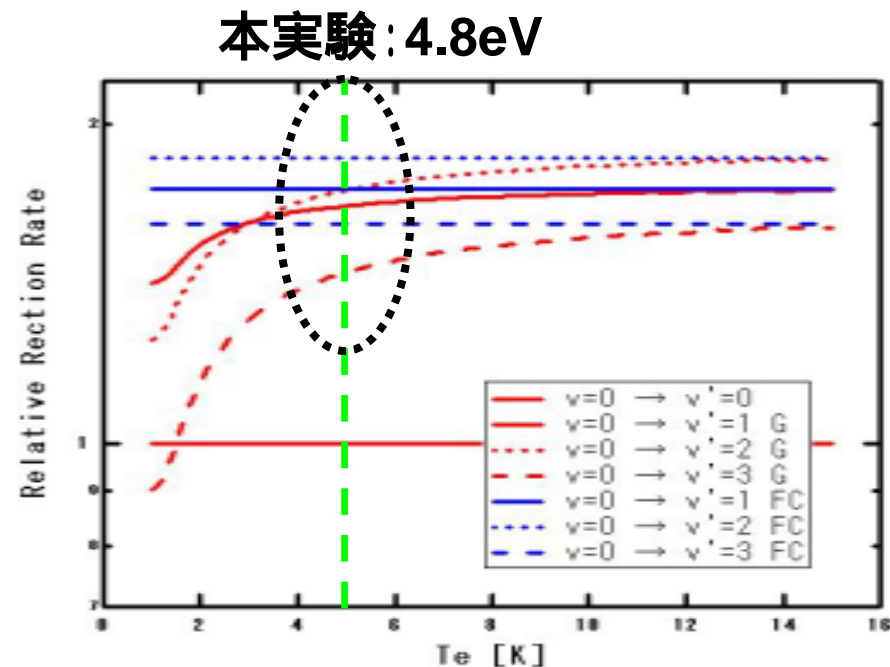


図7: 励起係数比較

Franck-Condon仮定を用いた解析と用いなかった解析

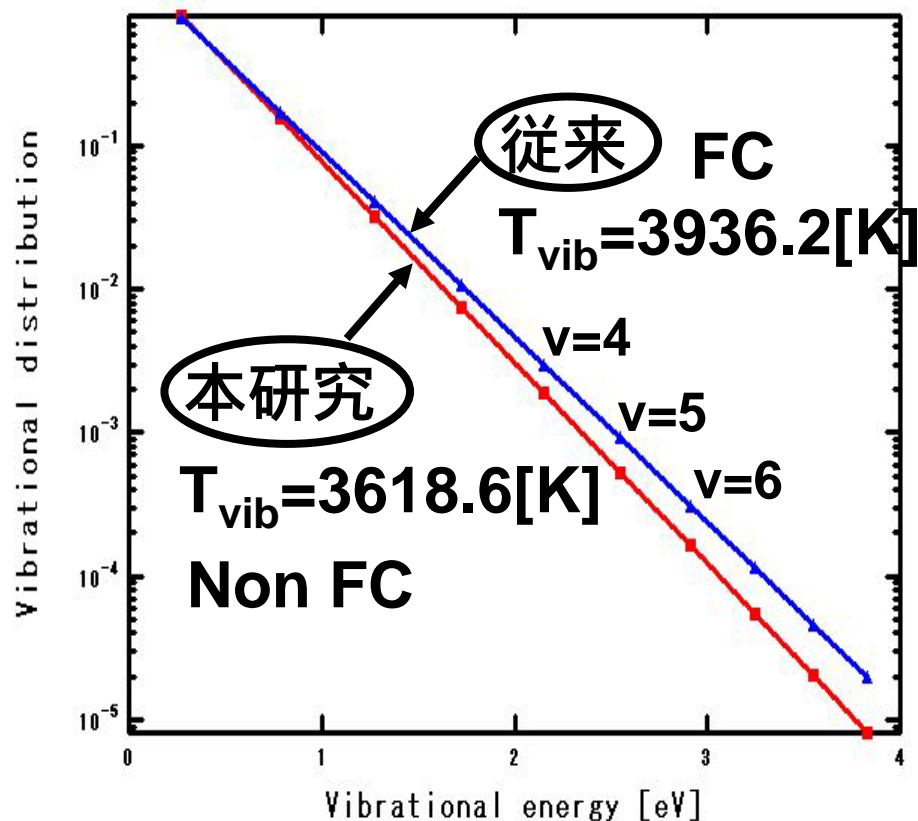
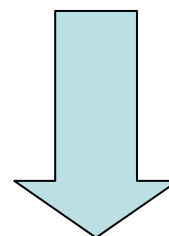


図8: 電子基底状態の振動励起分布

Franck-Condon仮定により、
電子基底状態の振動温度を
10%程度過大評価していた。

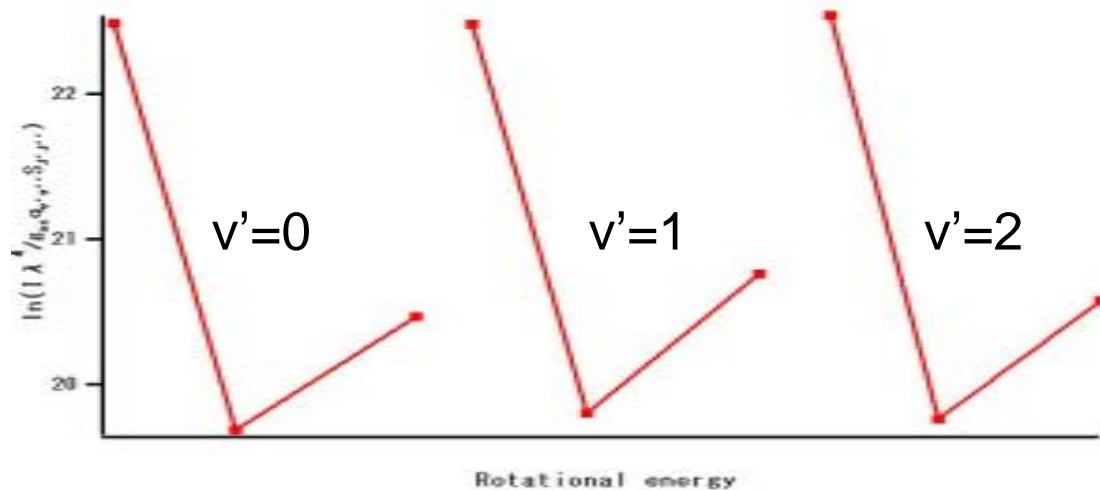


占有密度を考慮すると、
v=4 ~ 6で誤差大

負イオンや分子イオンの生成に
寄与するv=4以上の分布に換算
すると**30%以上過大評価**してい
たことを示している。

P branch

P,Q,R branchの発光強度は, Hönl-London因子の比になるべきなのにならない. (N.Ginsburg, G.H.Dieke, 1941)



直線にのっていない!

ボルツマン分布で
表せない

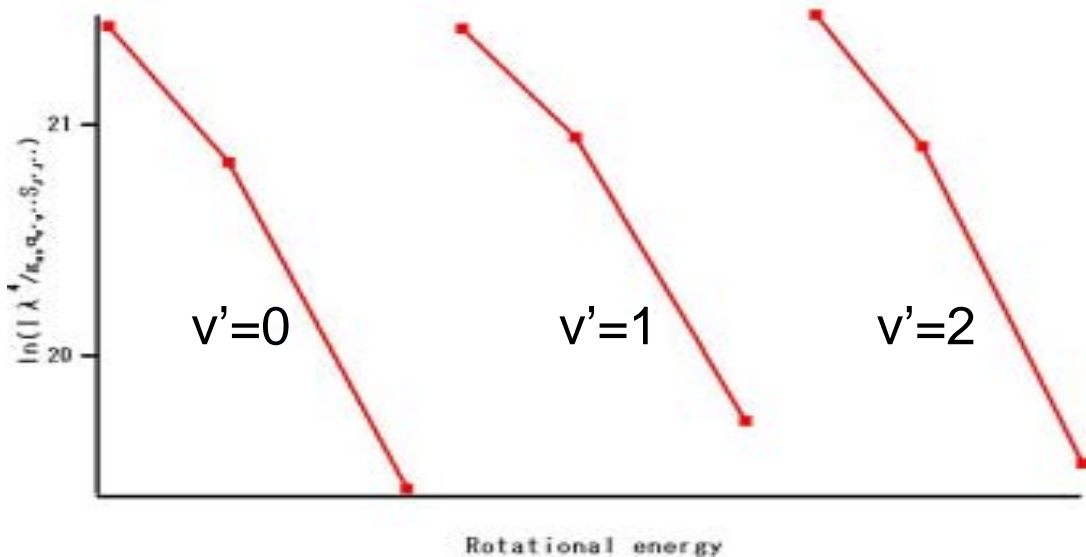
図9: $d_3\Pi_u^+$ 準位の分布のボルツマンプロット

$$I_{av''J''}^{dv'J'}(Q) \propto \frac{1}{\lambda_Q^4} (2J'+1) g_{as}^Q \frac{S_{J'J''}^Q}{2J'+1}$$

$$I_{av''J''}^{dv'J'}(P) \propto \frac{1}{\lambda_P^4} (2J'+1) g_{as}^P \frac{S_{J'J''}^P}{2J'+1}$$

Hönl-London因子だけではなく,
スピン多重度, 波長も考慮に入れなければならないのでは?

の評価



ボルツマン分布で表
せた

この手法で求め
た分布から算出
したP branchを
P_{HL}と呼ぶ

図10: $d_3 \ u^+$ 準位の分布のボルツマンプロット

さらに・・・

Q branchを用いた解析で得られた電子基底状態の振動回転分布
をもとに $d_3 \ u^+$ 準位の分布を再現できるのでは？

この手法で求めた分布から算出したP branchを**P_x**と呼ぶ

Q branchの発光強度からP branchの発光強度を理論的に算出

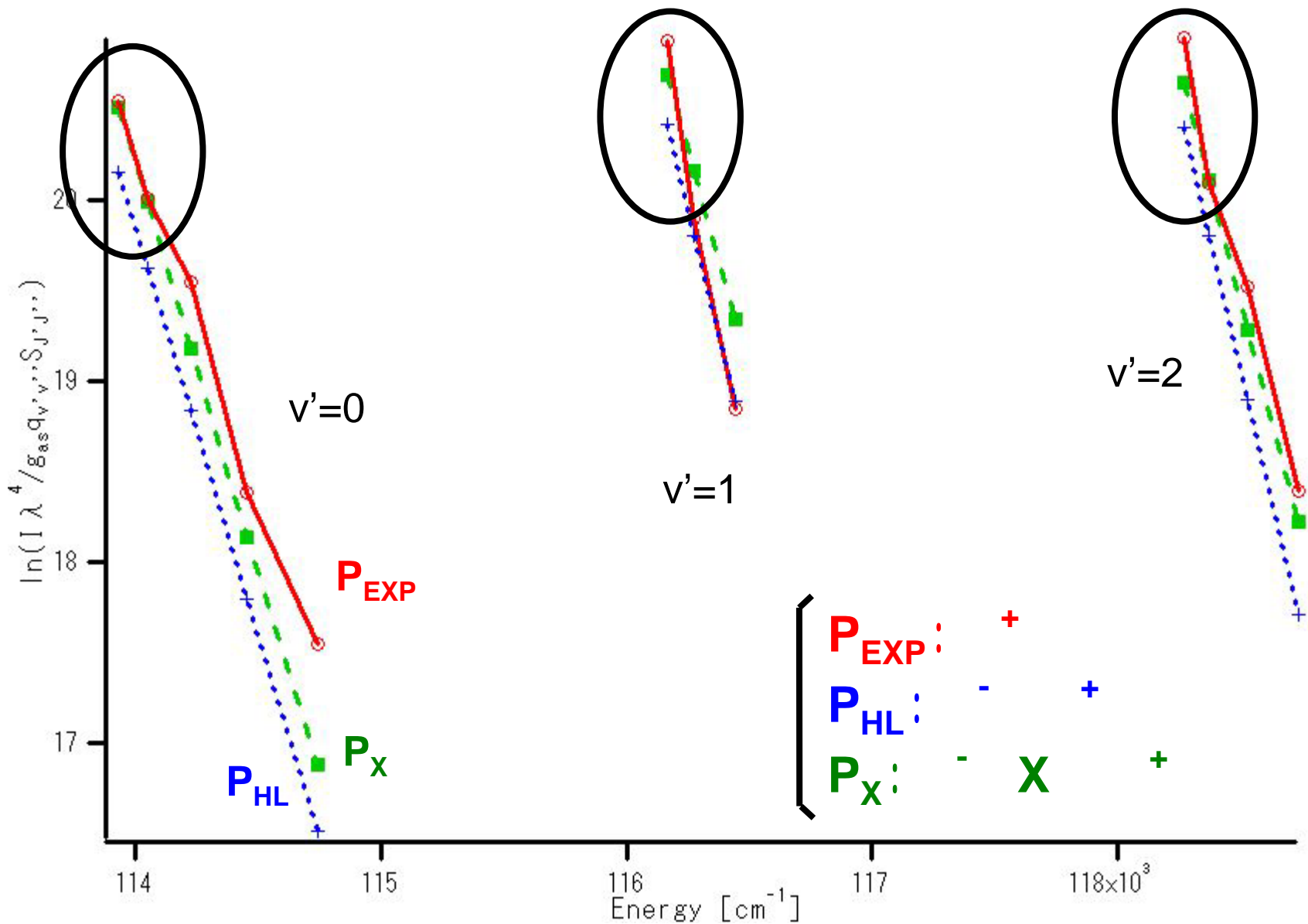


図11: $d^3\Pi_u^+$ 準位振動回転励起分布のボルツマンプロット

P_{HL} と P_{EXP} の間には無視できない差異がある。

$P_{HL} = Q_{EXP}$ なので...

$d^3\Pi_u^+$ と $d^3\Pi_u^-$ の占有密度の違いを表している。

d準位にとどまるlifetimeが水素分子の衝突の時間スケールに対して十分に短い。

特に低い回転励起準位において、 P_X と P_{EXP} はよく一致している。

$d^3\Pi_u^+$ と $d^3\Pi_u^-$ が電子基底状態を介したコロナ平衡に近い。

結論

1. Franck-Condon原理を仮定して解析することによって、電子基底状態の振動回転励起分布の**定量評価に有意な誤差**が生じていたと考えられる。
2. Q branchの解析より電子基底状態を介する手法で、P branchの発光強度を理論的に再現できた。これによりP branchも解析に適用して、**データ点を増大させられる可能性**が示唆された。

今後の展望

さらなる電子基底状態の振動回転励起分布の評価のために…

1. 電子温度, 密度, ガス圧に関する**依存性**を評価する
2. **LIF**を導入して局所的な分布の評価や興味のあるスペクトルだけを抽出することを試みる

実際にP, R branchを解析に取り入れられるかさらに評価するために…

1. **SNの比を向上**させられるような光電子増倍管の導入
2. グロー放電など**違ったプラズマ**で実験