

2024（令和6）年度 修士学位論文

大気圏突入模擬環境における  
高解像度/広波長域分光系を用いた  
プローブヘッドオン分光計測

Probe-Head-on Spectroscopic Measurement  
Using a High-Resolution and Wide-Range Spectrometer  
in an Atmospheric Re-entry Simulated Environment

2025年3月3日

高知工科大学大学院 工学研究科基盤工学専攻  
航空宇宙工学コース

1275042 橋爪 見奈

指導教員 荻野 要介

# 目次

<b>第1章 諸言</b>	<b>1</b>
1.1 研究背景	1
1.1.1 有人宇宙探査計画におけるカプセル加熱	1
1.1.2 カプセルの耐熱シールド	1
1.1.3 アーク加熱風洞における分光計測	3
1.1.4 プローブヘッドオン分光計測	5
1.2 研究目的	6
<b>第2章 理論と実験手法</b>	<b>7</b>
2.1 輻射スペクトル	7
2.1.1 束縛-束縛遷移	7
2.1.2 束縛-自由遷移	10
2.1.3 自由-自由遷移	11
2.2 アーク加熱風洞	11
2.3 分光法	15
2.4 スペクトル強度校正方法	17
<b>第3章 アークプラズマ気流中の供試体前方衝撃層内の分光計測</b>	<b>20</b>
3.1 供試体諸元	20
3.1.1 基本部	20
3.1.2 光学部	21
3.1.3 舟形	22
3.2 分光系	24
3.3 分光器	27
3.4 アライメントと分光計測位置	31
3.4.1 サイドアライメント	32
3.4.2 プローブオン	35
3.5 表面温度計による供試体表面温度計測	37
3.6 実験条件	39
3.6.1 気流条件	39
3.6.2 測定条件	40
3.7 計測スペクトルによる気流特性診断	41
3.7.1 供試体投入時の様子	41
3.7.2 表面温度計の測定結果	41

3.7.3 取得スペクトル . . . . .	42
<b>第4章 結言</b>	<b>45</b>
<b>参考文献</b>	<b>47</b>
<b>謝辞</b>	<b>48</b>

# 第1章

## 諸言

### 1.1 研究背景

#### 1.1.1 有人宇宙探査計画におけるカプセル加熱

2027年, Artemis III ミッションにおいて, 人類は再び月面に着陸する. 1972年に Apollo 17号で人類が最後に月面に降り立ってから, 55年後である. Artemis ミッションでは, Space Launch System(SLS) ロケットを用い, Orion 宇宙船や月周回ステーションである Gateway のモジュールを打ち上げる. 無人で行われた Artemis I ミッションは 2022年に完了し, 今後, 4人の宇宙飛行士による月周回を行う Artemis II ミッション, 史上初となる女性と有色人種の宇宙飛行士を月面に着陸させる Artemis III ミッションなどが予定されている. Artemis 計画は, 有人火星探査へ向けた準備の役割も担い, 将来の火星探査では Gateway をハブとした地球-火星間の往来が想定されている [1].

宇宙飛行士たちが地球に帰還する際, 大気圏突入カプセルが用いられる. カプセルは非常に高速で大気圏に突入するため, カプセル前方の空気は圧縮され, 衝撃波を形成する. 衝撃層内の空気は断熱圧縮により高温となり, この高温気体からカプセルに伝わる熱は対流加熱と呼ばれる. また, エネルギーが高くなった気体は電磁波を放出するが, この電磁波もカプセルを加熱する要因となり, 輻射加熱と呼ばれる. 対流加熱と輻射加熱を合わせて, 空力加熱と表現される. Artemis I ミッションでは, 有人ミッションの前段階として SLS ロケットを用い, 実際に Orion 宇宙船を月軌道に投入した. 地球帰還時の大気圏突入速度は Mach 32, 約 11 km/s であり, 最大対流加熱は  $1.99 \text{ MW/m}^2$ , 最大輻射加熱は  $2.10 \text{ MW/m}^2$  であった [2]. 地球低軌道 (LEO: Low Earth Orbit) からの帰還では空力加熱のうち対流加熱が支配的であるが, 月軌道からの帰還では大気圏突入速度がより速くなるため, 輻射加熱の影響が大きくなる. したがって, 今後月軌道や遠方からの地球帰還が増えることを想定すると, 輻射加熱の高精度な予測が重要になる.

#### 1.1.2 カプセルの耐熱シールド

カプセルの熱防御システム (TPS: Thermal Protection System) にはアブレーション冷却法が多く用いられる. アブレーション冷却法では, 機体をアブレータと呼ばれる樹脂でコーティングし, 空力加熱によってその樹脂が熱分解されることで機体内部の温度上昇を抑える. 熱分解が起こっている層を熱分解層 (reaction zone), 樹脂が燃えて炭化した層を炭化層 (char layer), 熱分解を起こしていない部分をバージン層 (virgin zone) と呼ぶ. 熱分解層で発生したガスは炭化層の多孔質内を通り, 表面から噴き出され, 層となって加熱からカプセル内部を加熱から守る. また, アブレータ自体の樹脂の熱伝導性が悪いことによって機体内部の温度上昇を抑えることを可能としている [3]. 図1.1にアブレーション現象の概要を示す.

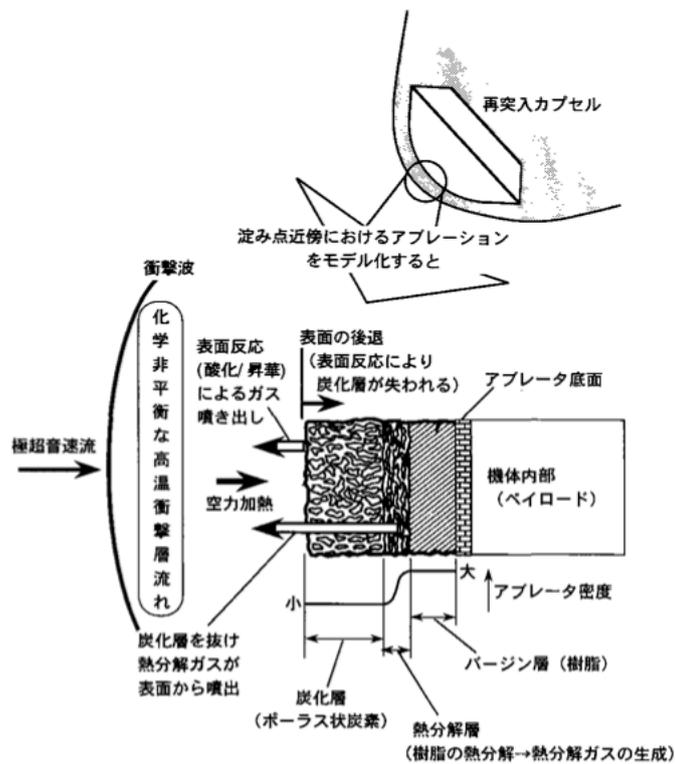


図 1.1 アブレーション現象の概要 [3]

Orion カプセルには、8 個のアブレータ候補の中から、Apollo 計画でも用いられた Avco 社 (Textron 社の子会社) の Avcoat が選定された [4]。Apollo 計画の際には 370,000 ものハニカム構造の格子にアブレータが手作業で注入されたが、Orion カプセルでは、ブロック状の Avcoat を使用し、チタン製の骨組みに支えられた複合材の表面に貼り付けることで、製造の自動化を可能にし、製造時の時間とコスト削減に成功した [5]。Artemis I の耐熱シールドを図1.2に示す。

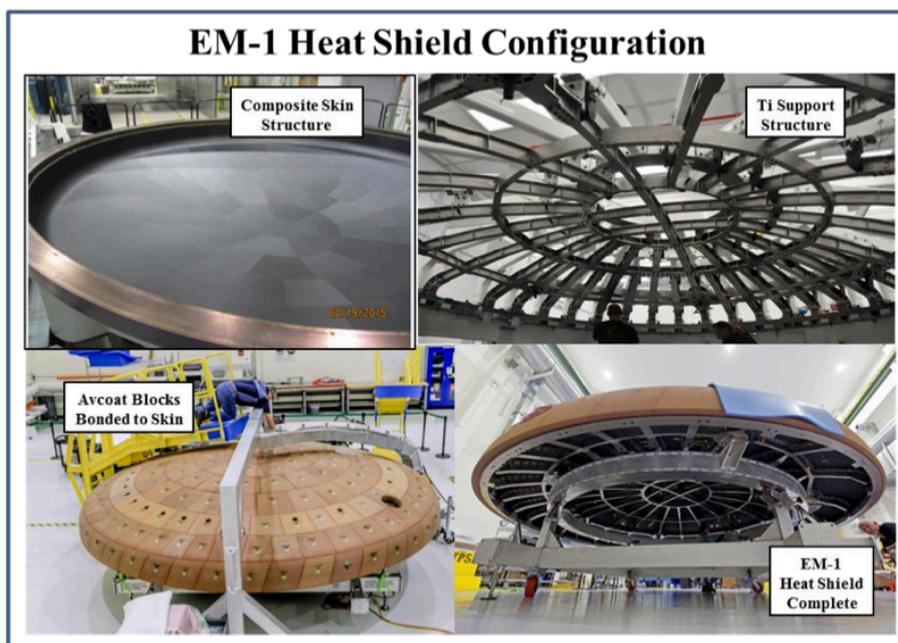


図 1.2 Artemis I (旧 EM-1) の耐熱シールド [5]

Orion カプセルの重量は 9.33t であり、そのうち耐熱シールドの占める割合は 27% であった [2]. 加熱率予測をより高精度に行うことは、より安全な大気圏突入カプセルの開発に役立ち、熱防護材の使用を最適にすることは更なるカプセルの軽量化に寄与できると考える。いかに重量を削るかが重要である宇宙開発において、非常に重要なアプローチである。

### 1.1.3 アーク加熱風洞における分光計測

加熱率予測には CFD (Computational Fluid Dynamics) に基づく数値シミュレーションや、衝撃波管、衝撃風洞、バリスティックレンジ、極超音速風洞、アーク加熱風洞などを用いて大気圏突入時の高速、高エンタルピー流れを再現する、地上実験による加熱率の直接計測がある。実験に関しては、限られた計測可能なパラメータに関する再現しか望めない点、数値計算は熱的非平衡性や化学反応などを考慮する必要があり非常に複雑である点により、高精度な加熱率予測に向けては実験と計算の両方向からのアプローチが必須である。図1.3に、各種実験装置における気流持続時間と淀み点温度の関係を示す。この中でもアーク加熱風洞は淀み点温度が比較的高く、試験時間が長いことがわかる。

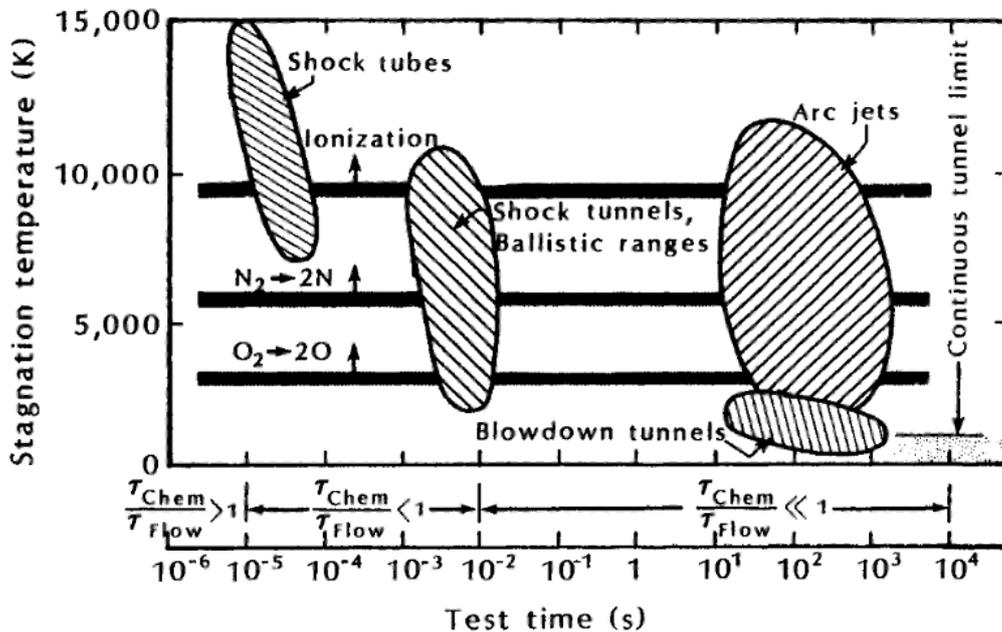


図 1.3 各種実験装置における気流持続時間と淀み点温度の関係 [6]

アーク加熱風洞は、電極に大電流をかけることで発生させたアーク放電によって作動ガスを高温プラズマ化し、さらにその気流をノズルにより膨張させることで高速・高エンタルピー流れを生み出す。再現したい大気圏突入ミッションとアーク加熱風洞内の淀み点の加熱と圧力(全エンタルピー)を等しくすることによって突入環境を模擬することが可能である [7]。代表的なアーク加熱風洞は、アメリカにある NASA Ames 研究所の 160MW アーク加熱風洞や、イタリアにある SCIROCCO アーク加熱風洞(定格出力 70MW)が挙げられ [7]、日本では JAXA 宇宙科学研究所 (ISAS) の相模原キャンパスにある、惑星大気突入模擬装置(最大出力 1MW)が国内最大出力である。試験部での気流の一様性や再現性はあまり良好では無いが、分光スペクトルなど非接触の気流診断法により試験部の流れの空間分布特性を把握できる。また、供試体に吹き付けられた高速・高エンタルピー気流は供試体前方に衝撃波を形成するが、衝撃層内で高いエネルギーを得た粒子は光としてエネルギーを放射する。アーク加熱風洞の長大な気流試験時間を利用して、放射スペクトルの分光計測から輻射加熱の実測を行うことができる。今まで世界的にも行われてきたアーク加熱風洞における分光計測では真空紫外から遠赤外までの幅広い波長域の同時計測を行った例があまり見られなかった。より精度の良い加熱率測定には全波長において測定時の気流条件が同じであることが好ましいため、気流が不安定なアーク加熱風洞においては一度に広波長域を測定可能な分光器が適している。しかしながら、通常分光器では広波長域で測定しようとする分解能は低くなる傾向にある。

### 1.1.4 プロブヘッドオン分光計測

アーク加熱風洞で使用する供試体にレンズやファイバーなどを搭載し、供試体壁面にかかる輻射加熱を直接計測する方法がある。通常、アーク加熱風洞で輻射加熱を計測する際はチャンバー窓の外側で計測をすることが多い。図1.4に、ドイツのPWK1 [8] とイタリアの Scirocco アーク加熱風洞 [9] における分光計測の様子を示す。この方法であると、供試体に入射している光を直接捉えておらず、また、窓による光の減衰も懸念される。

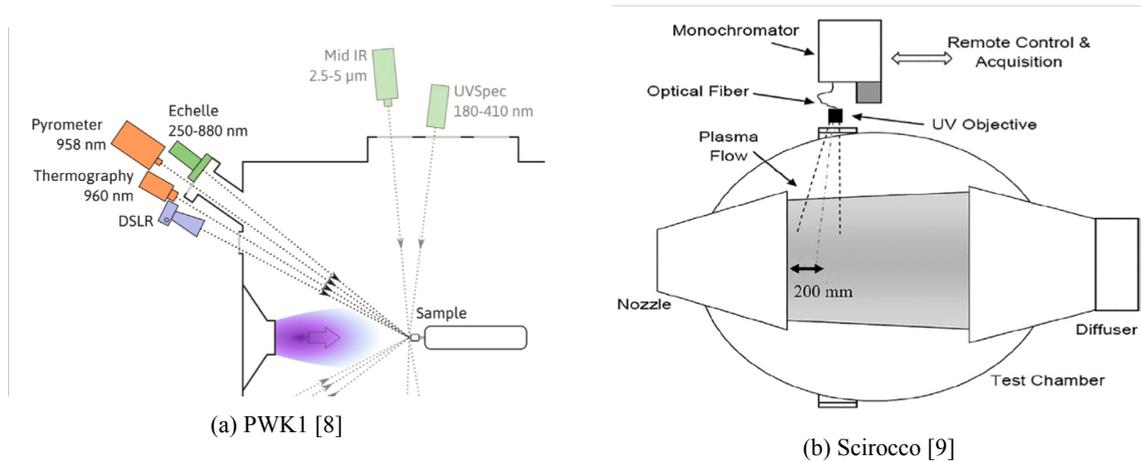


図 1.4 アーク加熱風洞を用いた先行研究

対して、NASA Ames のアーク加熱風洞で行われた Winter らの実験 [10] では供試体に光ファイバーを搭載し、光を直接捉えている。図1.5に、Winter らの供試体の断面図を示す。

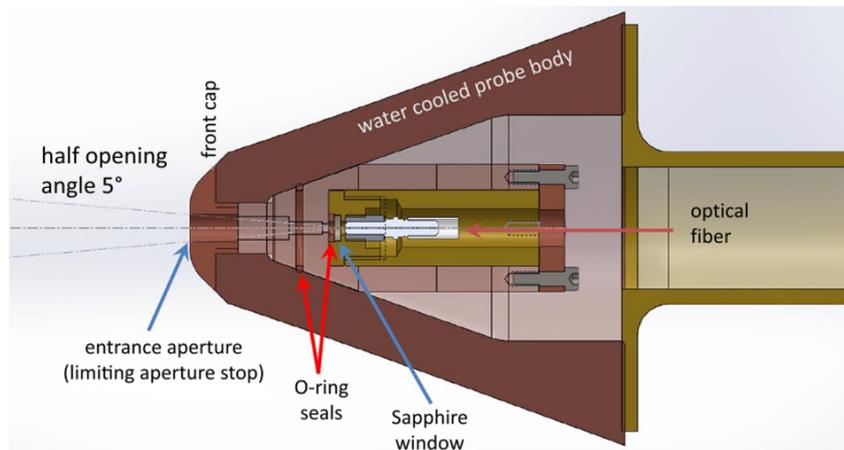


図 1.5 Winter らのプロブオン供試体 [10]

この方法では光を直接捉えているものの、集光している角度が気流に対して平行であるため、気流中心に供試体を設置した際に加熱器内部で起こっているアーク放電の強い発光の光を捉えてしまい、衝撃波からの発光のみを分光することができない。

## 1.2 研究目的

本研究では、エシエル分光によって一度に広波長域かつ高分解能での測定を可能にした Andor 社の Mechelle5000 分光器を用いてアーク加熱風洞における分光計測を行い、輻射加熱の実測を行うことで、より正確な加熱率予測を目指す。また、プローブヘッドオン分光において気流軸に対して角度を持たせることにより、加熱器内部の発光を避け、衝撃層のみの発光を取得する。

## 第2章

# 理論と実験手法

### 2.1 輻射スペクトル

衝突層内で起こる発光（輻射）は、エネルギー上昇（励起）した原子や分子内部の束縛電子が元のエネルギーに戻ろうとする（脱励起）際に放出されるエネルギーである。このようにエネルギー状態が変化することを「遷移」と呼ぶ。輻射遷移は各化学種の束縛-束縛、束縛-自由、自由-自由遷移に分類できる [11].

#### 2.1.1 束縛-束縛遷移

束縛-束縛遷移 (Bound-Bound transition, 以降 b-b と表記) は分子のある量子状態から別の量子状態への遷移を指す。とり得る量子状態のエネルギー準位は離散的であるため、遷移の際に線スペクトルを生じる。放射係数, 吸収係数は以下の式で表される。

$$\epsilon(\lambda) = n_u \frac{hcA_{ul}}{4\pi\lambda_{ul}} \phi(\lambda), \quad (2.1)$$

$$\kappa(\lambda) = \frac{h\lambda_{ul}}{c} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) \phi(\lambda). \quad (2.2)$$

ここで,  $n_u, n_l$  は各化学種の数密度, 添字  $u, l$  は遷移の上準位, 下準位を表す。  $h$  はプランク定数,  $c$  は光速,  $A_{ul}, B_{lu}, B_{ul}$  は Einstein の A 係数, B 係数,  $\lambda_{ul}$  はエネルギー準位差に相当する線中心波長,  $\phi()$  は線スペクトルの広がりを示す分布関数を表す。  $A_{ul}, B_{lu}, \lambda_{ul}$  及び考慮する遷移は National Institute of Standards and Technology (NIST) [12] 記載の値を使用する。原子種の数密度は局所熱平衡を仮定すると Boltzmann 分布に従い, 以下の式で算出できる。

$$n_i = n_t \frac{g_i \exp\left[-\frac{E_i}{kT_e}\right]}{Q(T_e)}, \quad (2.3)$$

$$Q(T_e) = \sum g_i \exp\left[-\frac{E_i}{kT_e}\right]. \quad (2.4)$$

ここで  $n_i, g_i, E_i$  はそれぞれ  $i$  量子状態の数密度, 縮退度, エネルギー準位,  $n_t$  は原子の全数密度,  $k$  はボルツマン定数,  $T_e$  は電子温度,  $Q$  は分配関数を表す。分子種の数密度も同様に以下の式で求める。

$$n_i = n_t \frac{g_i \exp\left[-\frac{E_e}{kT_e} - \frac{G(v)}{kT_v} - \frac{F(J)}{kT_r}\right]}{Q(T_e, T_v, T_r)}. \quad (2.5)$$

$E_e, G(v), F(J)$  は電子, 振動, 回転エネルギーであり,  $T_e, T_v, T_r$  は電子励起, 振動励起, 回転温度である。  $i$  量子状態は, 任意の  $e$  電子励起にある,  $v$  振動励起の  $r$  回転励起状態を指定す

る. 線スペクトルの広がりを以下のフォークト分布関数で表す [12] [13].

$$\phi(\lambda) = A \left\{ (1-t) \exp(-2.772L^2) + \frac{t}{1+4L^2} + 0.016(1-t)t \left[ \exp(-0.4L^{2.25}) - \frac{10}{10+L^2} \right] \right\}. \quad (2.6)$$

ここで,

$$A = \frac{1}{w_V(1.065 + 0.447t + 0.058t^2)}, \quad (2.7)$$

$$L = \frac{\lambda - \lambda_c}{w_V}, \quad (2.8)$$

$$t = \frac{w_L}{w_V}, \quad (2.9)$$

$$w_V = \frac{w_L}{2} + \sqrt{\left(\frac{w_L}{2}\right)^2 + w_G^2}, \quad (2.10)$$

となる.  $w_G$ ,  $w_L$ ,  $w_V$  はそれぞれガウス型, ローレンツ型, フォークト型での半値全幅を表す. 広がりの要因は自然 (Natural) 広がり, ドップラー (Doppler) 広がり, 圧力 (Pressure) 広がりについて考慮する. さらに圧力広がりには分子間衝突による広がりで, 原子においては共鳴 (Resonance) 広がり, ファンデルワールス (Van der Waals) 広がり, シュタルク (Stark) 広がりを考慮する. 自然広がりの半値全幅は, 近似的に,

$$\Delta\lambda_{Natural} = 1.18 \times 10^{-5}, \quad (2.11)$$

とする [14]. ドップラー広がりの半値全幅は,

$$\Delta\lambda_{Doppler} = 2(\log 2)^{\frac{1}{2}} 1.18 \times 10^{-5}, \quad (2.12)$$

とする. 分子の圧力広がりの半値全幅は,

$$\Delta\lambda_{Molecule p.} = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \left[ \gamma + 6.74 \times 10^{10} \sigma_1 \sigma_2 \sqrt{\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \frac{p}{T}} \right], \quad (2.13)$$

とする [14].  $\gamma$  は圧力が極端に低い場合以外は無視できるため本研究では 0 とする.  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  と  $M_1$ ,  $M_2$  はそれぞれ衝突可能性のある化学種の光学衝突半径, 分子量を表す.  $p$ ,  $T$  は圧力, 温度を表す. 原子の圧力広がりである共鳴広がり, ファンデルワールス広がり, シュタルク広がりを以下に示す. 共鳴広がりの半値全幅は Griem [15] により,

$$\Delta\lambda_{Resonance} = \frac{3e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c^2 m_e} \lambda^2 \lambda_r f_r n_{ground}, \quad (2.14)$$

とする.  $\lambda_r$ ,  $f_r$  は共鳴遷移の中心波長と吸収振動子強度,  $n_{ground}$  は基底状態の数密度を表す. ファンデルワールス広がりには励起原子が励起状態の原子による干渉を受けることで生じる広が

りて、その半値全幅は Griem [15], Konjevic [16] により、

$$\Delta\lambda_{Van\ del\ Waals} = 8.18 \times 10^{-12} \lambda^2 (\alpha e R^2)^{\frac{2}{5}} \left(\frac{T}{\mu}\right)^{\frac{3}{10}} N_a, \quad (2.15)$$

とする。ここで、

$$\alpha = \frac{9}{2} a_0^3 \left(\frac{3R_y}{4E_{EXC}}\right)^2, \quad (2.16)$$

$$R^2 = R_l^2 - R_u^2, \quad (2.17)$$

$$R_j^2 = \frac{n_j^2}{2 \left[5n_j^2 + 1 - 3\frac{3l_j}{l_j+1}\right]} - R_u^2, \quad (2.18)$$

$$\frac{1}{n_j^2} = \frac{I_P - E_J}{R_y}, \quad (2.19)$$

である。\$a\_0\$ はボーア半径、\$R\_y\$ はリュドベリ数、\$I\_P\$ はイオン化エネルギー、\$n\_i\$ は有効主量子数、\$l\_j\$ は角運動量子数である。\$E\_{EXC}\$ は摂動子、つまり干渉する原子の第一励起準位のエネルギーを表す。この干渉はスペクトル線のシフトも引き起こす。そのシフトは長波長側へ起こり、その距離は、

$$d_{Van\ del\ Waals} = \frac{2}{3} w_{Van\ del\ Waals}, \quad (2.20)$$

で与えられる。シュタルク広がりには2つの要因に分けられ、一つはプラズマ中の電場により縮退が解けることにより生じる。電場中の原子の縮退が解けることで本来と異なる波長の電磁波を放出する。このことを静的シュタルク効果と呼ぶ。静的シュタルク効果による縮退の分離は電場が強くなるほど大きくなる。プラズマは全体として中性であり電場は生じないが、充分小さな領域で見れば電子やイオンの存在により様々な強さ、方向に電場が生じている。そのため電子密度が高くなると縮退が頻繁に解け、電磁波を放出するためスペクトルが広がって見える。2つ目は遷移中に電子と多数回の衝突を受けることにより、原子波導関数が乱されることで広がりが生じる。このことを動的シュタルク効果と呼ぶ。シュタルク効果による線スペクトルの半値全幅とシフトは Griem [15] により評価されており、中性原子においては、

$$\Delta\lambda_{Stark} = 2w_0 \left[1 + 1.75\alpha \left(1 - 0.68 \times 10^5 n_e^{\frac{1}{6}} T^{-\frac{1}{2}}\right)\right] \left(\frac{n_e}{10^{22}}\right), \quad (2.21)$$

$$d_{Stark} = \left[\frac{d_0}{w_0} \pm 2 \times 10^{-10} \alpha \left(1 - 0.68 \times 10^5 n_e^{\frac{1}{6}} T^{-\frac{1}{2}}\right) n_e^{\frac{1}{4}}\right] w_0 \left(\frac{n_e}{10^{22}}\right), \quad (2.22)$$

であり、一価の正イオンでは、

$$\Delta\lambda_{Stark} = 2w_0 \left[1 + 1.75\alpha \left(1 - 1.1 \times 10^5 n_e^{\frac{1}{6}} T^{-\frac{1}{2}}\right)\right] \left(\frac{n_e}{10^{22}}\right), \quad (2.23)$$

$$d_{Stark} = \left[\frac{d_0}{w_0} \pm 2 \times 10^{-10} \alpha \left(1 - 1.1 \times 10^5 n_e^{\frac{1}{6}} T^{-\frac{1}{2}}\right) n_e^{\frac{1}{4}}\right] w_0 \left(\frac{n_e}{10^{22}}\right), \quad (2.24)$$

となる。  $w_0$ ,  $d_0$ ,  $\alpha$  はシュタルクパラメータ [17],  $n_e$  は電子数密度を表す。それぞれの広がり  
はガウス型に関しては原子, 分子共通で,

$$w_G = \Delta\lambda_{Doppler}, \quad (2.25)$$

とする。ローレンツ型に関しては原子においては,

$$w_L = \Delta\lambda_{Natural} + \Delta\lambda_{Resonance} + \Delta\lambda_{Van\ del\ Waals} + \Delta\lambda_{Stark}, \quad (2.26)$$

とし, 分子においては,

$$w_L = \Delta\lambda_{Natural} + \Delta\lambda_{Molecule\ p}. \quad (2.27)$$

とする。

## 2.1.2 束縛－自由遷移

束縛－自由遷移 (Bound-Free transition, 以降 b-f と表記) は原子や分子に束縛された電子や原子が電磁波を吸収して電離・解離する遷移, もしくはその逆を指す。電磁波を吸収して電子を放出する遷移を光電離 (photo-ionization), 原子を放出する遷移を光解離 (photo-dissociation) と呼ぶ。一方, 原子と電子が衝突して電子が束縛され, 電磁波が放出される遷移を再結合 (recombination) と呼ぶ。原子では光電離と再結合, 二原子分子では光電離, 光解離と再結合が生じ得る。光電離, 再結合による放射係数, 吸収係数は以下のように表される [18].

$$\epsilon(\lambda) = \frac{hc}{4\pi\lambda} n_u n_e^{v_e} v_e \left| \frac{dv_e}{d\lambda} \right| \sigma_{ul}(\lambda), \quad (2.28)$$

$$\kappa(\lambda) = n_l \sigma_{lu}(\lambda) - \frac{\lambda^5}{2hc^2} \epsilon(\lambda). \quad (2.29)$$

$\sigma$  は衝突断面積,  $v_e$  は電子の速度,  $n_u$  は電離した原子・分子の数密度,  $n_e^{v_e}$  は速度  $v_e$  を持つ電子の数密度,  $\lambda$  は波長を表す。分子運動については平衡とみなして,  $n_e^{v_e}$  を Maxwell 分布により求める。

$$n_e^{v_e} = n_e 4\pi \left( \frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left( -\frac{m_e v_e^2}{2k T_e} \right) v_e^2. \quad (2.30)$$

$m_e$  は電子の質量を表す。分子の速度分布と光子のスペクトル分布は電離エネルギーと関連付けて, エネルギー保存則から,

$$v_e = \sqrt{\frac{2(h\nu - I_p)}{m_e}}, \quad (2.31)$$

となる。

### 2.1.3 自由－自由遷移

自由－自由遷移 (Free-Free transition, 以降 f-f と表記) による輻射は自由電子と原子や分子の電場ポテンシャルが干渉し, 自由電子が原子, 分子のクーロン場で曲げられる遷移を指す. 自由電子が運動エネルギーを失うことで電磁波を放出する. f-f の一価の正イオンについての放射係数, 吸収係数は以下のように表される.

$$\epsilon(\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} n_X n_e \sigma_{ff}^{Z^{-1}}(\lambda, T_e) \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k T_e}\right), \quad (2.32)$$

$$\kappa(\lambda) = n_X n_e \sigma_{ff}^{Z^{-1}}(\lambda, T_e) \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k T_e}\right)\right]. \quad (2.33)$$

ここで,  $n_X$  は各分子種, 原子種の数密度,  $\sigma_{ff}^{Z^{-1}}$  は吸収断面積で Peach [19] の論文値より与える. 一方, 中性原子の f-f の放射・吸収係数は,

$$\epsilon(\lambda) = \frac{32\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6 n_e n_X \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k T_e}\right)}{(4\pi\epsilon_0)^3 e^2 (2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} (k T_e)^{\frac{1}{2}} \lambda^2}, \quad (2.34)$$

$$\kappa(\lambda) = \epsilon(\lambda) \frac{\lambda^5}{2hc^2} \left[\exp\left(-\frac{hc}{\lambda k T_e}\right) - 1\right], \quad (2.35)$$

とする.  $e$  は電気素量,  $\epsilon_0$  は真空の誘電率を表す.  $Z^2$  は有効電荷で,

$$Z^2(\lambda) = a\lambda^b, \quad (2.36)$$

と与える [20].  $a, b$  は Taylor [20] の論文から表2.1に示す.

表 2.1 中性粒子の有効電荷

Species	$a$	$b$
O	4.2102	-0.07
N	4.1102	-0.54
N <sub>2</sub>	2.1102	-0.75

## 2.2 アーク加熱風洞

大気圏突入環境を地上で模擬するためには高速, 高エンタルピー流れを再現する実験設備が必要である. そのうちの一つに, 数十秒以上の長時間運転が可能な, 耐熱材料試験に用いられることの多いアーク加熱風洞が挙げられる [7]. 今回実験に使用したのは, 1996年に「はやぶさ」帰還カプセルの開発のために宇宙航空研究開発機構 (JAXA) 宇宙科学研究所 (ISAS) に設置された, 国内最大出力を誇るアーク加熱風洞である [21]. 図2.1に ISAS アーク加熱風洞の写真を示す. 黄枠で囲まれている部分がチャンバー (試験室) であり, 赤枠で囲まれている部分が加熱器である.

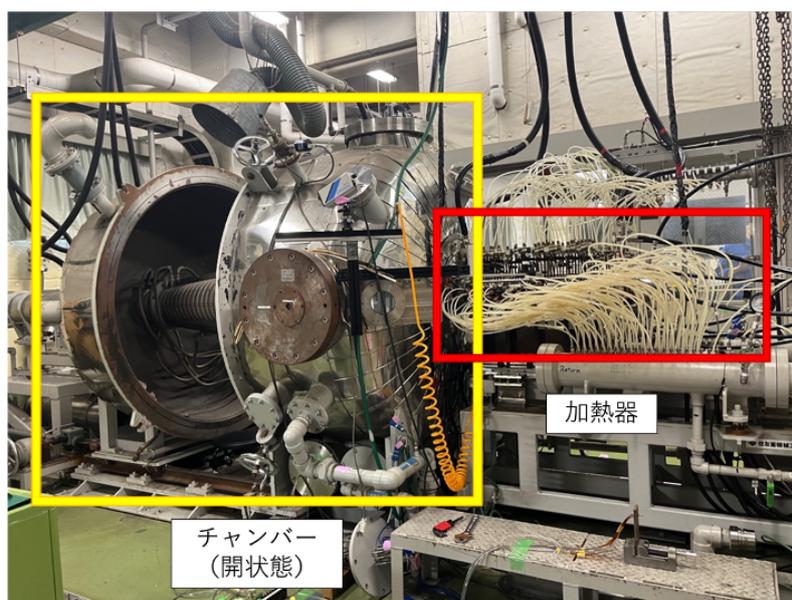


図 2.1 ISAS アーク加熱風洞のチャンバー（開状態，黄枠）と加熱器（赤枠）

図2.2にサブシステムブロック図を示す。ISAS のアーク風洞は，耐熱実験室に設置された主設備となる加熱装置及び試験室，及びその付帯設備として電力供給設備，作動ガス供給設備，ガス排気設備，冷却水設備，計測設備からなる。起動ガスとしてアルゴンを使用し，風洞起動時にアークの点火を行う。図2.3に加熱器を，図2.4および図2.5にコンストリクタのディスクと作動ガス流入口，および冷却水チューブを示す。加熱装置はセグメント型であり，約 80 枚の独立したドーナツ状の無酸素銅製のディスクから構成されたコンストリクタの上流に位置する陽極チャンバーと下流側の陰極チャンバーの間に通常 1500V の電圧が印加されてアーク電流を発生させる。作動ガスはコンストリクタ壁面上の穴から加熱部内部に流入し，アーク電流によりジュール加熱を受けプラズマ化され，ノズルによって膨張加速し，超音速流となる。無数の白いチューブを流れる冷却水により，加熱器のディスク間の電気抵抗を要求値以下に保っている。供試体への加熱率はノズルからの距離によって調整でき，物理的に供試体を前後できるスペースによって制限される。図2.6にノズル出口と供試体射出装置を示す。供試体は最大 5 個取り付け可能で，数分間の通風中に供試体の射出を繰り返すことができる。射出時は気流軸上に供試体が配置される。最大加熱率は  $15\text{MW}/\text{m}^2$  であり，最小加熱率は  $1\text{MW}/\text{m}^2$  程度である [21]。表3.6にアーク風洞の主な性能を示す。また，図2.7に，印加電流 450 A，加熱器内圧 0.5 MPa の際のノズルからの距離と淀み点熱流束と淀み点圧力計測値の関係を示す。

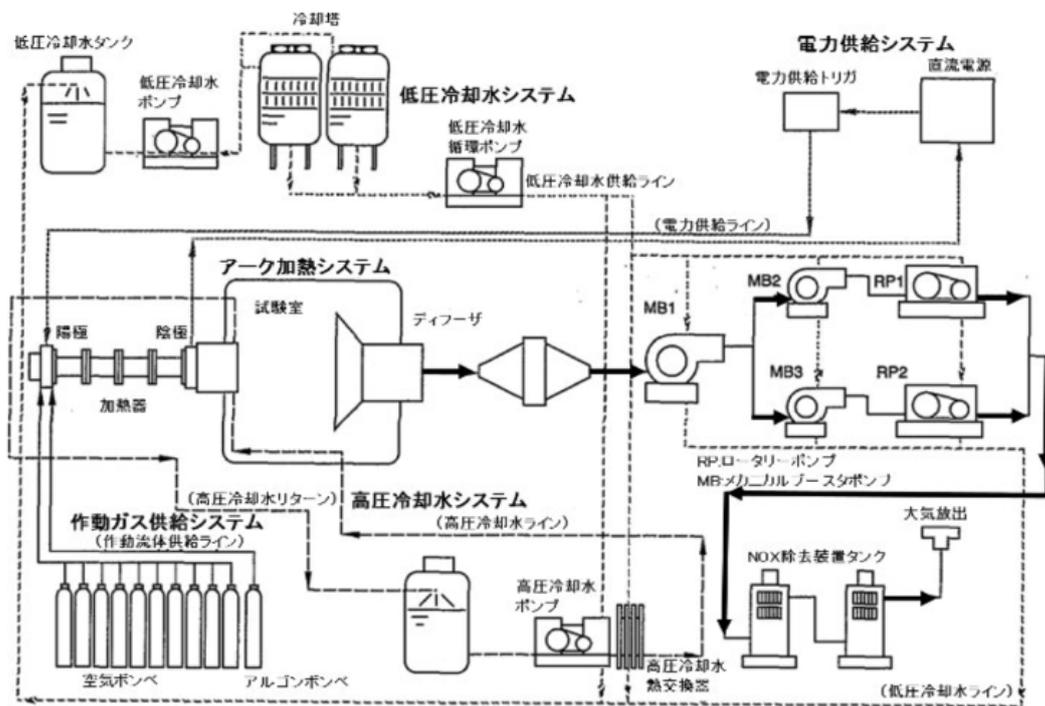


図 2.2 ISAS アーク風洞サブシステムブロック図 [21]

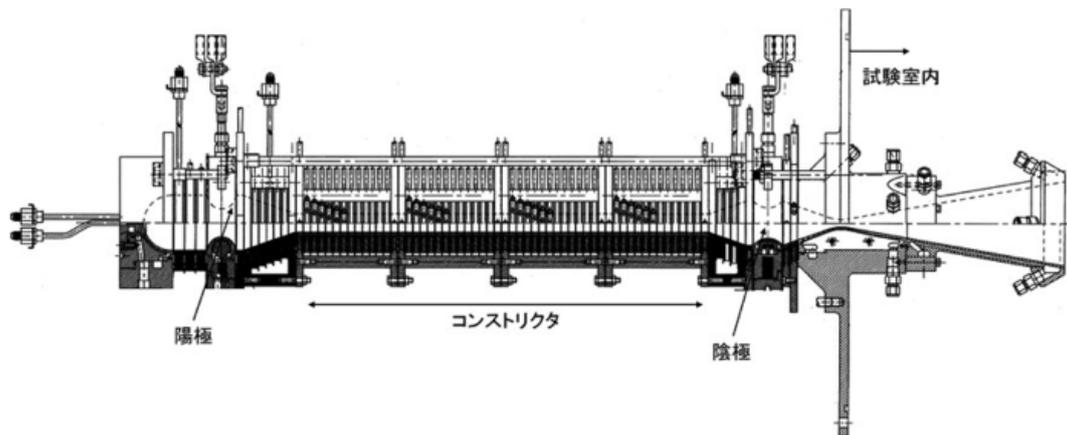


図 2.3 アーク加熱風洞のセグメント型加熱器 [21]

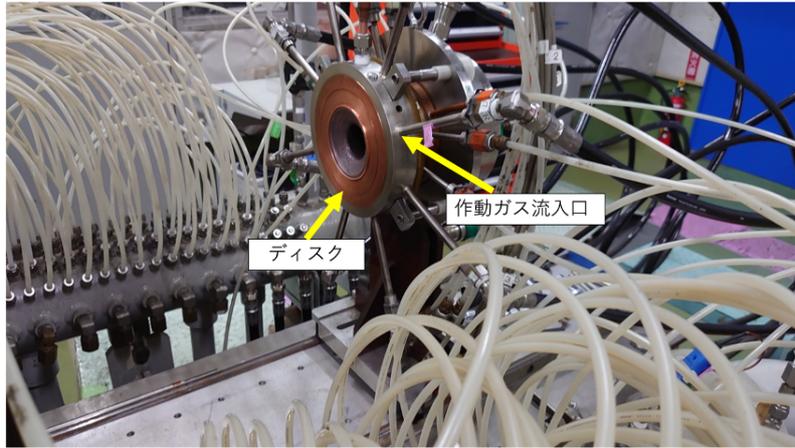


図 2.4 コンストリクタのディスクと作動ガス流入口（コンストリクタ解体時）

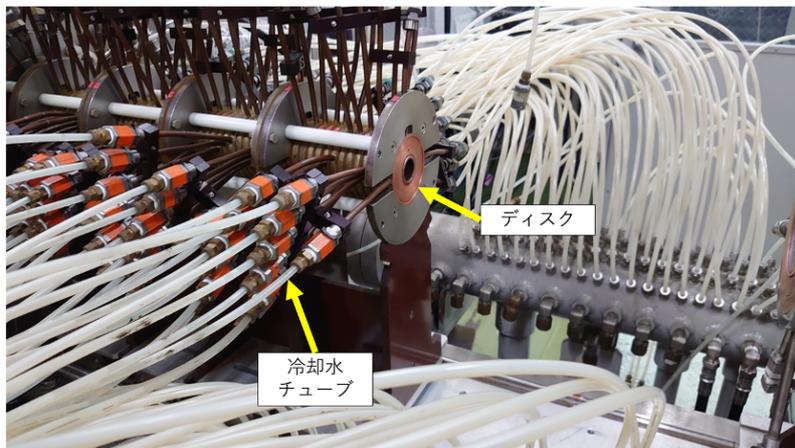


図 2.5 コンストリクタのディスクと冷却水チューブ（コンストリクタ解体時）

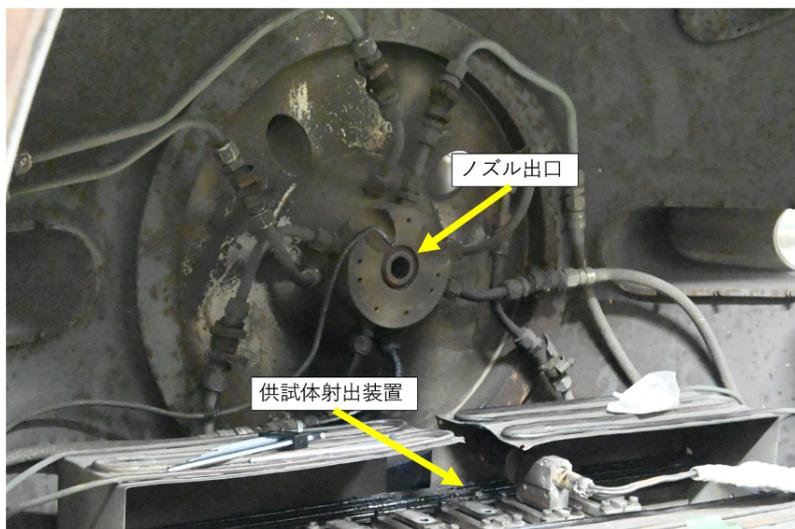


図 2.6 チャンバー内ノズル出口と供試体射出装置

表 2.2 ISAS アーク風洞の主な性能 [21]

作動電流	300-700A
作動電圧	最大 2000VDC
最大出力	1MW
質量流量比	10-30g/s
エンタルピ	3-20MJ/kg
淀み点動圧	0.05 – 0.7kg/cm <sup>2</sup>

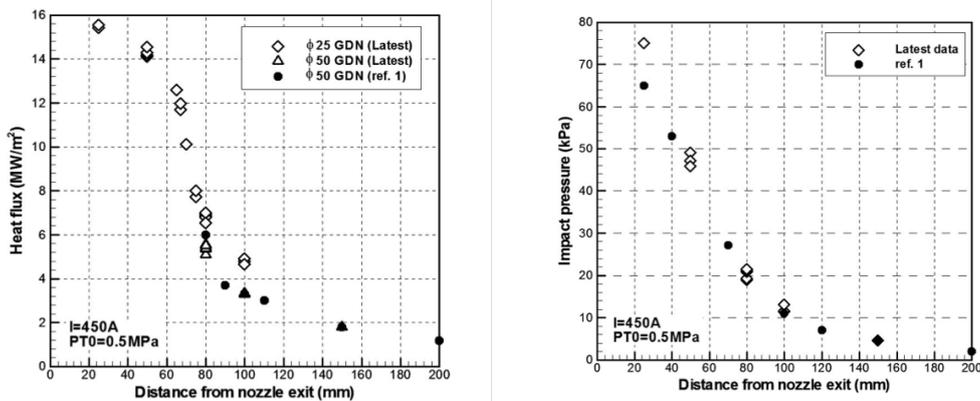


図 2.7 ノズルからの距離と(左) 淀み点熱流束(右) 淀み点圧力計測値の関係 [21]  
(印加電流 450 A, 加熱器内圧 0.5 MPa)

## 2.3 分光法

本実験で使用した分光器は Andor 社の Mechelle5000 であり, 図2.8にその内部構造を示す. スリットに入射した光は入口窓から Mechelle5000 の内部に入り, 補正レンズ 1 を通る. 光は進むにつれて広がっていくが, 平行化ミラーで反射されるとともに平行になっている. その後, 補正レンズ 2 を通った光はダブルプリズムで一方向に分散され, さらにエシェルグレーティングによって先程の垂直方向に分散される. 集光ミラーで反射された光はフラットフィールドレンズ, 出口窓を通り, カメラに入力される. Mechelle5000 内部は紫外線の伝達を最大化するために窒素が充填され, 埃などの混入を防ぐために密閉されている.

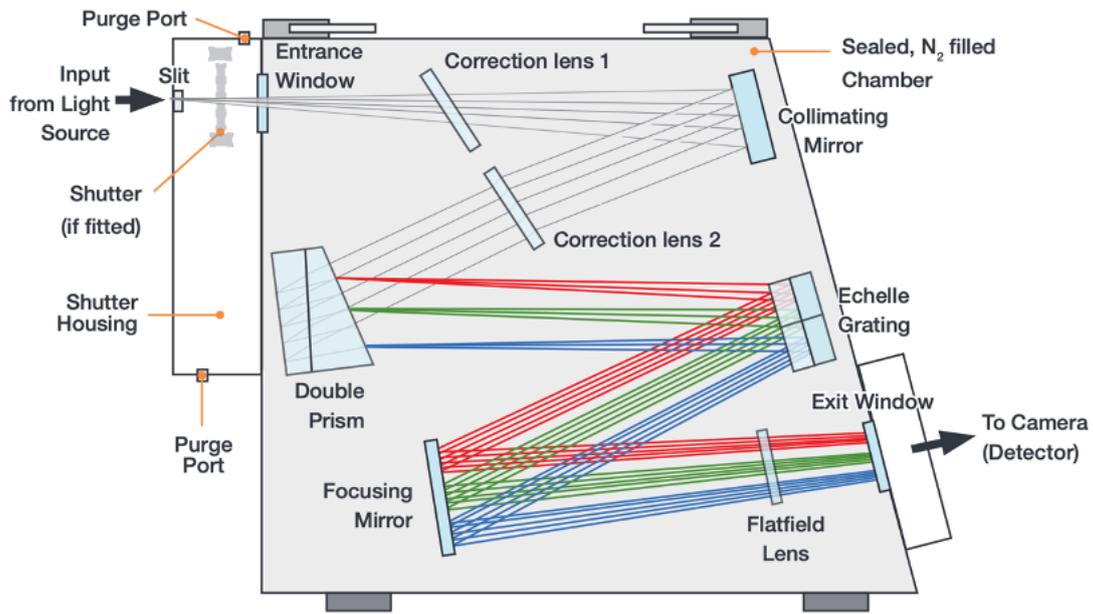


図 2.8 Mechelle5000 の内部構造 [22]

一般的に用いられるツェルニー・ターナー分光器 [23] では、波長域を狭めて拡大することによって高分解能を実現するため、広波長域を測定すると低分解能に、高分解能で測定しようとすると狭い波長域になるという、一長一短の性質を持つ。一方、エッセル分光器は、二つのグレーティング（回折素子）または二つのプリズム（屈折素子）、もしくはその一つずつを使用し、光を縦方向と横方向の二方向に分散させることで高分解能と広波長域を同時に実現する [24]。

グレーティングは、格子状のパターンによる光の回折を利用して光を分光する。エッセルグレーティングは通常のものに比べて溝ピッチが粗く、極めて高次の回折光を扱うので、広い波長範囲にわたって異なる回折次数光束が重なり合って射出される [25]。そのため、これをプリズムなどで垂直方向に分解する必要がある。Mechelle5000 ではグレーティングを通る前に光をプリズムで分解している。

図2.8を見ると、分散された光は鏡やレンズなどの中心軸上ではなく、広がりを持って入射している。ツェルニー・ターナー式の分光器ではこのような場合収差の影響を受けやすくなるが、Mechelle5000 ではこの収差を最小限にするために補正レンズが使用されている。これにより、それぞれの波長点におけるスペクトル全てが、出力面において焦点が合うようになっている [22]。プリズムは、波長による屈折率の違いを利用して光を分光する。Mechelle5000 に使用されているのは、一般的に使用されるシングルプリズムではなく、わずかに屈折率の異なる二つのプリズムを組み合わせた、ダブルプリズムである。シングルプリズムは、長波長側ほどスペクトル次数同士が近づき不均一であるのに対し、ダブルプリズムでは、全波長域においてスペクトル次数が均一分けられる (図2.9)。次数同士が近づくと光が複数の次数を跨いでしまうため、ゴーストラインと呼ばれる、あるはずのない場所にスペクトルが現れる現象が起こりうる。また、次数が不均一に広がっているとクロストークの大きさが一定ではなくなってしまう。次数を均

一に、十分なスペースで分けるダブルプリズムはゴーストラインの出現を防ぎ、クロストークを小さな値で保つことを可能にする [24].

分光された光は CCD 上に二次元イメージとして出力され、ソフトウェア上で次数を繋ぎ合わせることで 200-975nm の連続スペクトルとなって出力される。

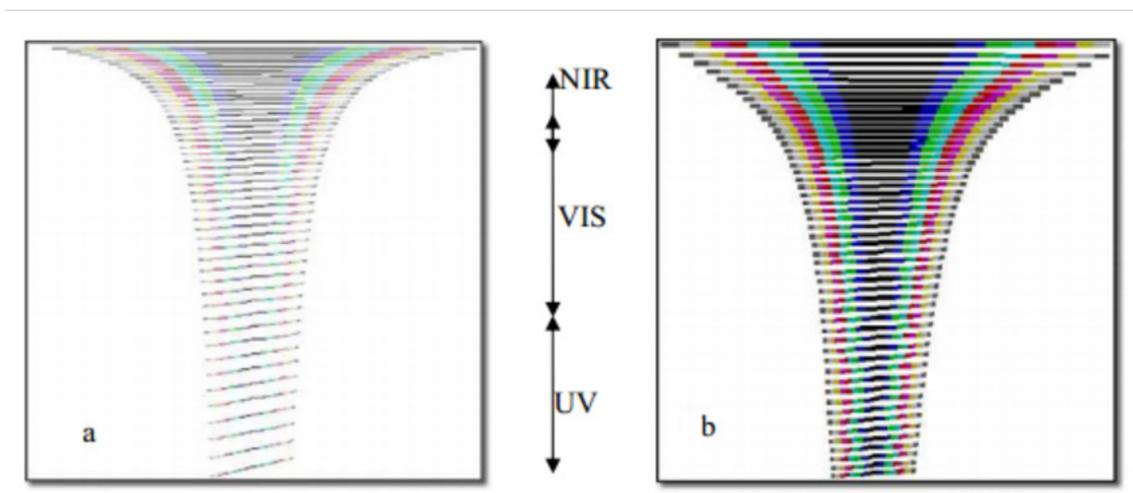


図 2.9 シングルプリズムにおける分光 (a) とダブルプリズムにおける分光 (b)

## 2.4 スペクトル強度校正方法

分光器や CCD、光ファイバーなどの光学系は、波長ごとに光の吸収率が異なる。さらにエンシェル分光では次数を繋ぎ合わせる必要があるため、連続した光を取得する際にスペクトルが波打つような形で出力される。以上の理由により出力されたスペクトルをそのまま使うことはできないため、連続的な絶対強度が既知である標準光源を用いたスペクトル校正を行う必要がある。本研究では、Optronic Laboratories 社のタングステンランプ OL220M を、菊水電気の直流安定化電源 PWR800L を用いて発光させ、標準光源として校正係数を求めた。実験と同じ光学経路を再現し、標準光源の分光計測を行うことで校正係数を求め、その係数を実験取得データにかけることで絶対強度としてスペクトル校正を行った。

図2.10にタングステンランプの発光データ、図2.11に Mechelle5000 によってタングステンランプを測定した際のスペクトルを、図2.12にその時の Background(暗電流)の値を示す。測定は各光学経路において CCD 飽和値の 80% が最大強度となるようにそれぞれ露光時間を設定して行った。

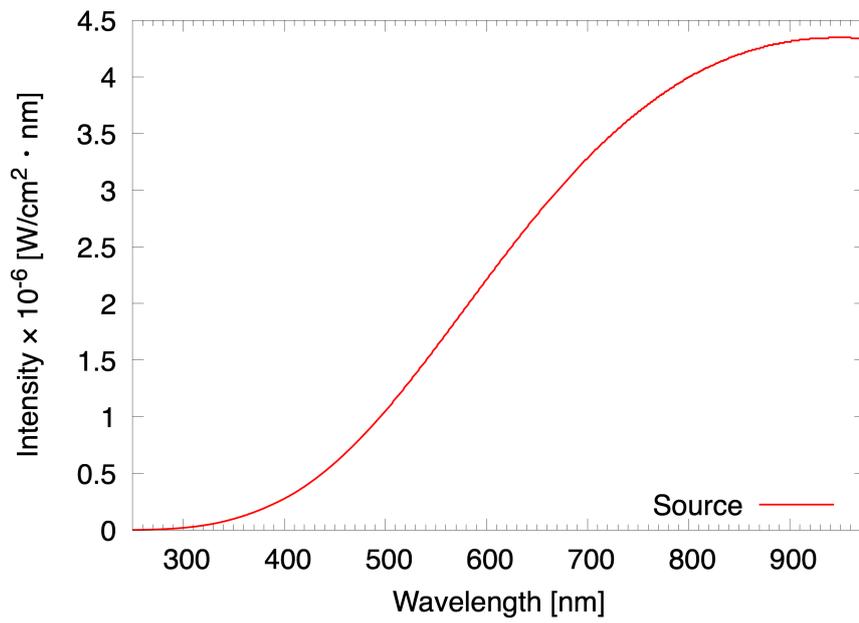


図 2.10 タングステンランプの発光データ

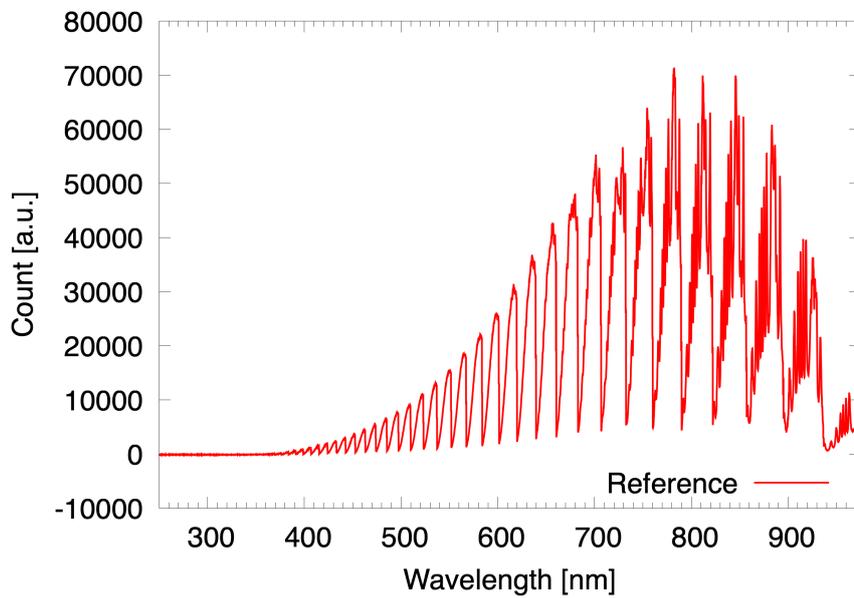


図 2.11 Mechelle5000 によるタングステンランプの測定値

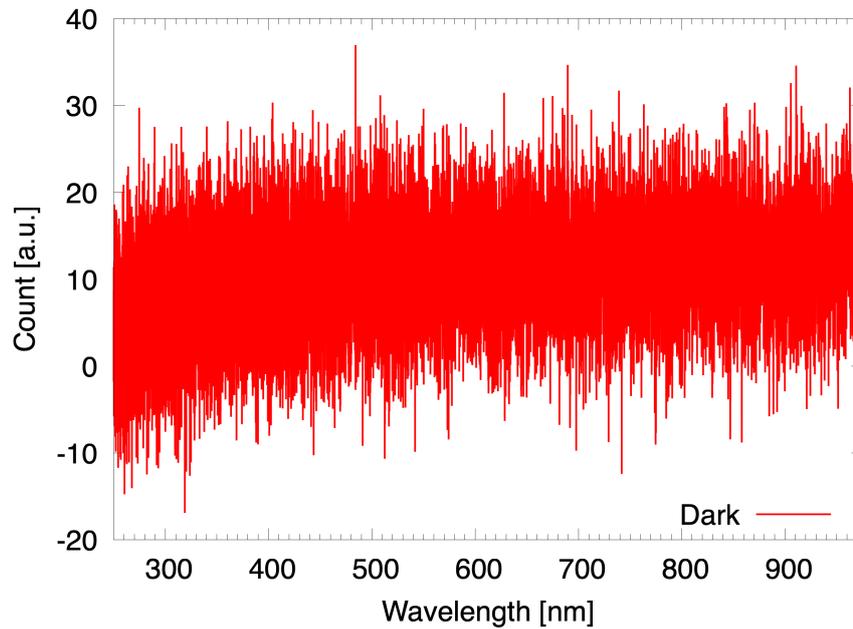


図 2.12 タングステンランプ測定時の暗電流

タンングステンランプの既知の絶対強度を“Source”，実験の分光経路を再現して取得したタンングステンランプの測定値を“Reference”，測定時の暗電流を“Dark”として補正係数 Cf を求めると，

$$Cf = \frac{\text{Source}}{\text{Reference} - \text{Dark}}, \quad (2.37)$$

となり，図2.13がそのグラフである．

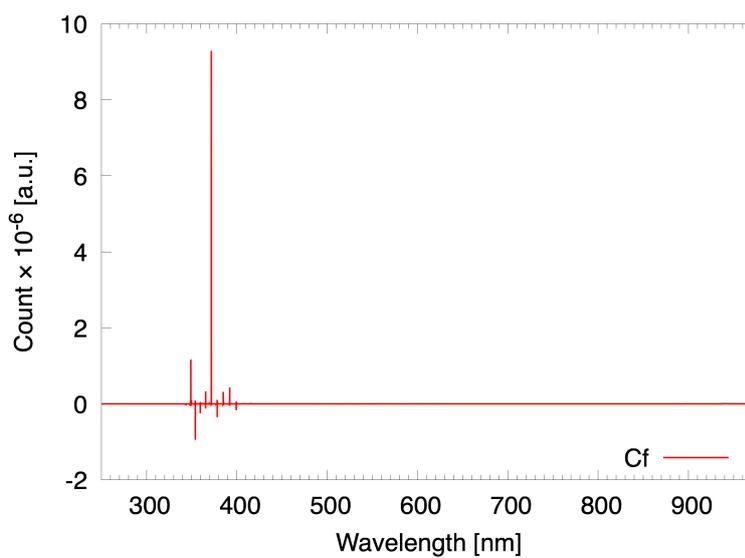


図 2.13 補正係数

## 第3章

# アークプラズマ気流中の 供試体前方衝撃層内の分光計測

### 3.1 供試体諸元

実験に用いる供試体は、外側の基本部は一つであり、内側に搭載する光学部を変更することで2種類とする。供試体は自作の舟形（3.1.3節参照）に固定し、風洞アームに取り付ける。供試体後方には水冷管継手（フジキン VUWH-4.8A）に3/16インチの銅なまし管を直接クランプし、銅なまし管は後方でスウェジロックを介して、ISAS側の水冷管と接続する。冷却水が供試体内部の冷却水配管に流れ込み、過酷な過熱により供試体が溶融することを防ぐ。

#### 3.1.1 基本部

供試体の基本形状は全長100mm、前方径50mmの円柱型とし、内部は水冷用の流路とプローブヘッドオン分光を行うための光ファイバー用の挿入経路を通した構造としている。また舟形に装着するアタッチメント部分（前面から41mm以降）は直径28mmである。図3.1にCY0供試体の図面を示す。冷却水配管や光学系搭載により内部構造が複雑であるため、切削による加工を避け、金属3Dプリンターによる造形を行った。材質はSUS316L（融点：1,370°C）である。

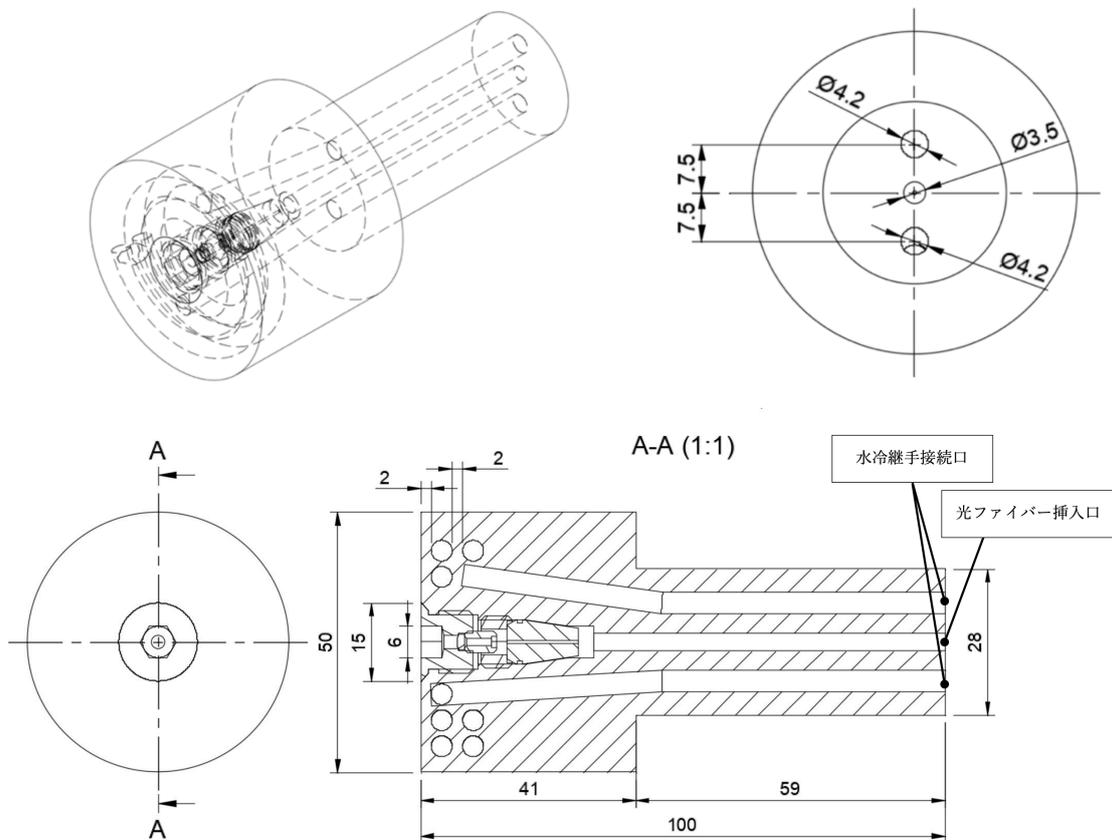


図 3.1 CY0 供試体の図面

### 3.1.2 光学部

供試体内の光学部の構成は先端キャップ（材質：S45C，融点 1,535°C），テーパコレット，テーパコレット押さえネジ，レンズ押さえネジ，レンズの 5 部品からなる．またこの先端キャップ部分は取り外し可能になっており，角度は，気流軸に対して水平の 0 度のものと，6 度見上げるもので取り換え可能である．6 度方向に傾けることで加熱機内部からの発光を考慮せずファイバーが衝撃層内のみのプラズマ発光を捉えることが可能となる．また，テーパコレットは，断面図左右方向に光ファイバーを微調整することで，光ファイバーの端面をレンズの焦点に固定するために使用する．0 度のキャップを搭載した供試体を“CY0”，6 度のキャップを搭載したものを“CY6”と呼称する．図3.2に CY0 の光学部の図面，図3.3に CY6 の光学部の断面図を示す．

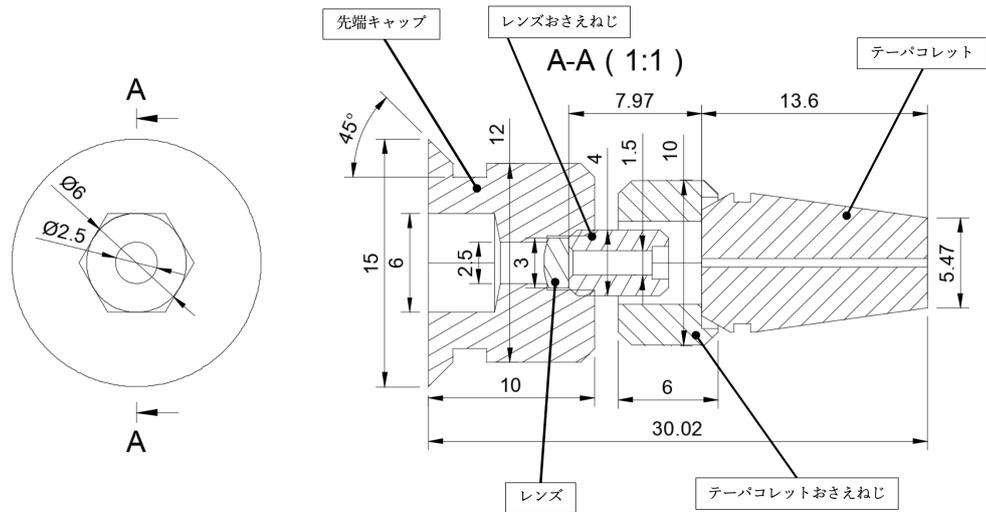


図 3.2 CY0 光学部

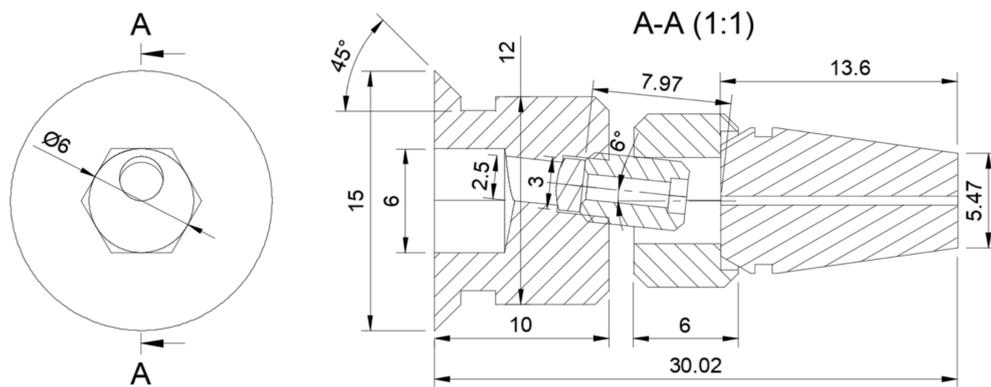


図 3.3 CY6 光学部

### 3.1.3 舟形

舟形の構造は上部と下部に分かれており、M4 のネジとナットで閉めることで供試体を固定することが可能である。図3.4に舟形の図面を示す。また、供試体と舟形の取り付けイメージを図3.5に示す。

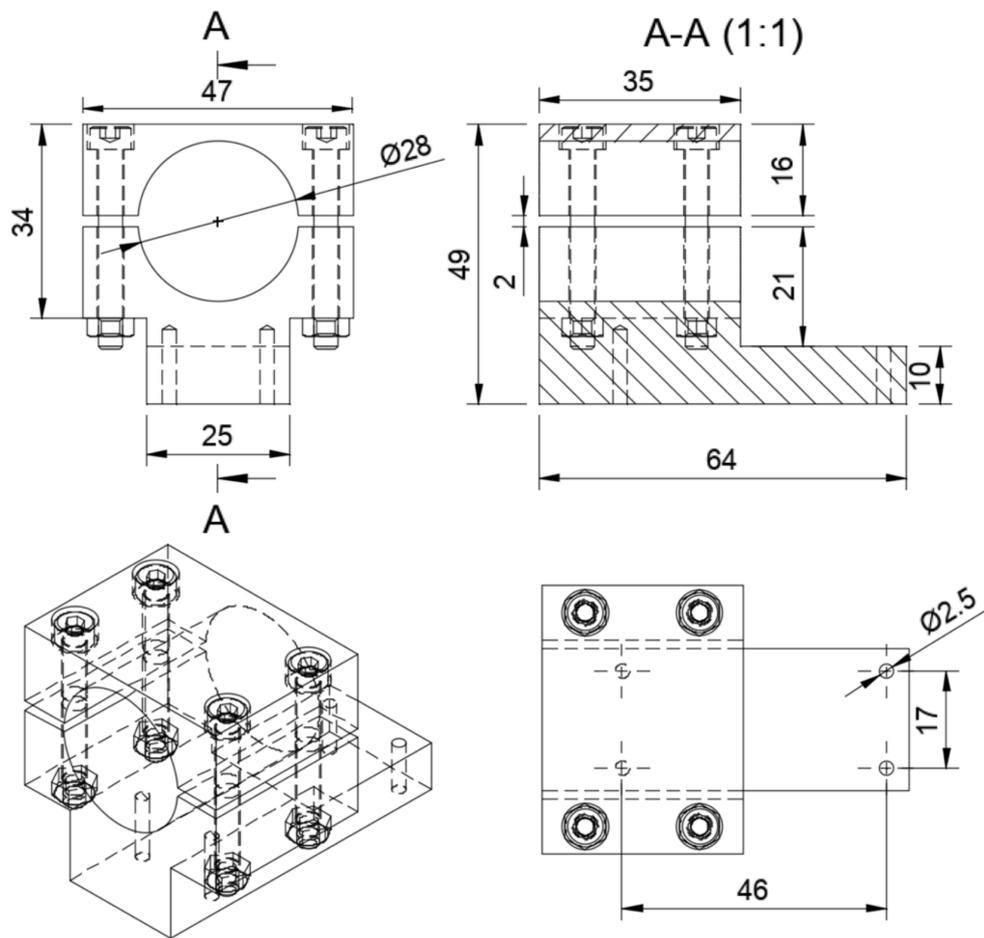


図 3.4 舟形図面

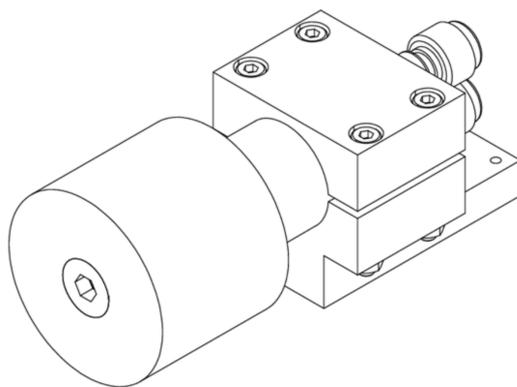


図 3.5 供試体-舟形取り付けイメージ

## 3.2 分光系

分光計測に使用した機器は Andor 社の Mechelle5000(分光器) と iKon-M(CCD カメラ)(図3.6) 及び Ocean Insight(旧 Ocean Optics) 社の FLAME-T-XR1-ES(図3.7) であり、プローブオン分光とサイド分光をそれぞれ2台の分光器を用いて計測を行った。チャンバー壁面に図3.8に示すフランジを取り付け、左下の穴に図3.9に示すフィードスルー F4UV2-275 (TEC SAM 社製) を用いて、Thorlabs 社の光ファイバー FG400AEA をチャンバー内外で接続した。図3.10に示すように、フィードスルーはカプラーを介してファイバーに接続する。F4UV2-275 の対応波長域は 200-800nm であり、図3.11に波長ごとの減衰率を示す。チャンバー内で CY0 及び CY6 供試体に搭載する光ファイバーは、図3.12のように片側がコネクタ無しの素線が剥き出しになっている。反対側には SMA コネクタが接続されている。チャンバー内のサイド分光に使用するファイバー及びチャンバー外で分光器に接続するファイバーに関しては、両側に SMA コネクタが接続されている。光ファイバーの諸元を表3.1に示す。光学アライメントについては次節に示す。分光器にノートパソコンを接続し、Mechelle5000 及び iKon-M は Andor の Solis, FLAME-T-XR1-ES は OceanView という専用ソフトウェアを使用して分光器の操作を行った。

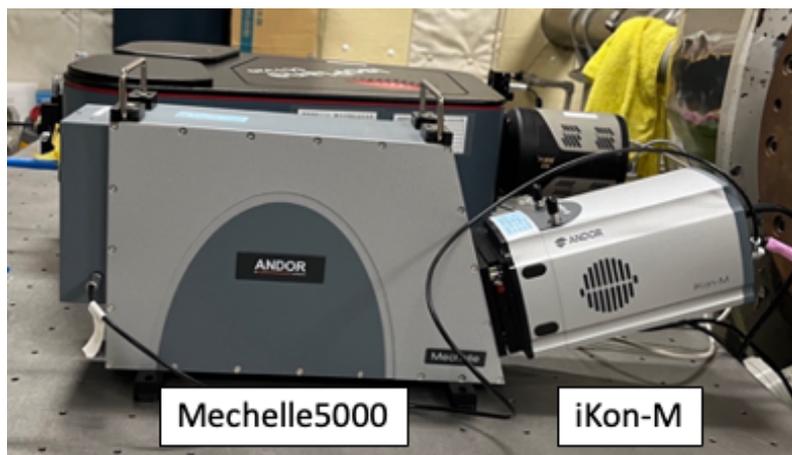


図 3.6 分光器 (Mechelle5000) と CCD カメラ (iKon-M)



図 3.7 FLAME-T-XR1-ES



図 3.8 フランジ (鳥取大学所有)



図 3.9 フィードスルー

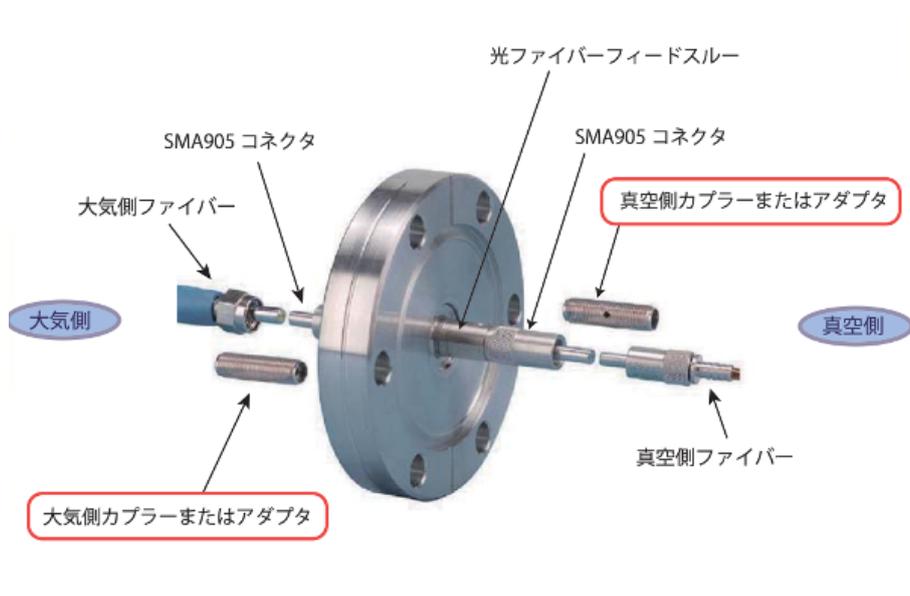


図 3.10 フィードスルーとファイバーの接続 [26]

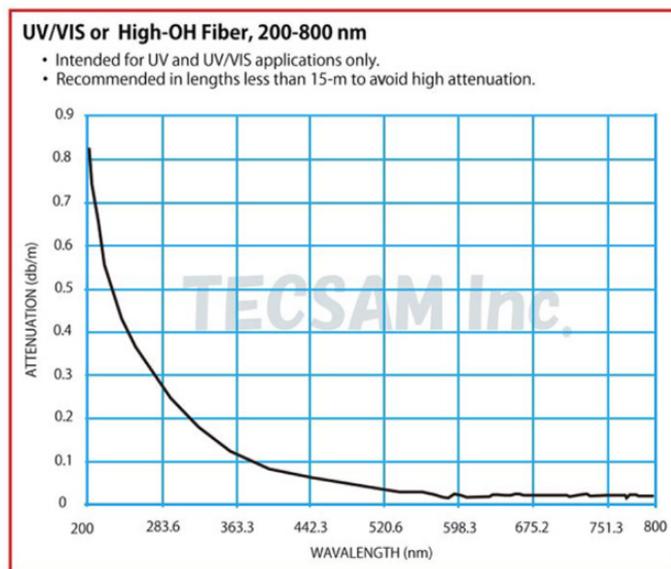


図 3.11 F4UV2-275 の波長ごとの減衰率 [26]

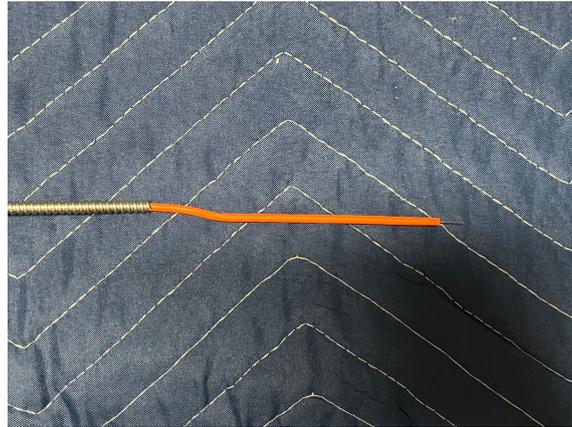


図 3.12 CY0 及び CY6 に搭載するファイバーの片側端面

表 3.1 光ファイバー諸元

	プローブオン	サイドチャンバー内	チャンバー外
長さ	約 3 m	2 m	3 m
製造	Thorlabs		
ファイバー種類	FG400AEA		
波長範囲	180-1200 nm		
NA	0.22 ± 0.02		
コア径	400 ± 8 μm		
クラッド径	440 ± 4 μm		
コーティング径	550 ± 15 μm		
コーティング剤	Acrylate		
動作温度	-40°C~85°C		
補強用チューブ	FT030 (φ3mm, PVC 製, 動作温度: -20°C~70°C)		

### 3.3 分光器

- Mechelle5000

Mechelle5000 の, iKon-M と使用した際の諸元を表3.2に示す. また, 図3.13に解像度とスリット幅の対応を示しているが, 分光器に使用しているスリットは 50×50μm であるので, 解像度は 5000 となる.

表 3.2 Mechelle5000 を iKon-M と使用した際の性能 [27]

波長域	200-975nm
焦点距離	195mm
スリット幅	50 × 50 $\mu$ m
Aperture	F/7
Spectral resolution ( $\lambda/\Delta\lambda$ ) FWHM	5000 (3 pixels FWHM)



図 3.13 Mechelle5000 解像度とスリット幅の対応 [28]

● iKon-M(CCD カメラ)

本実験では、検出器として Andor 社の iKon-M を使用した。その諸元を表3.3に示す。また、図3.14に 25 $^{\circ}$ C と-10 $^{\circ}$ C における量子効率を示す。25 $^{\circ}$ C の場合の方が-100 $^{\circ}$ C よりも全体的に量子効率が高い。量子効率は、受け取った光子に対して生み出す電子の割合であるため、これが高いほどノイズが現れやすくなる。よって、iKon-M は温度が低いほどノイズが生まれにくいことがわかる。なお、本実験では空冷で-60 $^{\circ}$ C に冷却して計測を行った。Mechelle5000 と iKon-M を組み合わせたことによって、波長分解能は 200nm 付近で 0.01nm, 975nm 付近で 0.11nm と高分解能を実現した。NASA の Ames 研究所におけるアーク加熱風洞の分光計測 [29] では、波長域が 200-890nm, 波長分解能が 0.16nm であったため、これよりも広波長域高分解能な計測機器であることがわかる。

表 3.3 iKon-M 諸元 [30]

Active pixels	1024×1024
Pixel Size (W×H; μm)	13×13
Image Area (mm)	13.3×13.3
Active Area Pixel Well Depth (e-; typical)	100,000
Output Saturation (e-; typical)	200,000
Frame rate (fps)	2.2
Read Noise (e-; typical)	2.5@50kHz, 8.0@1MHz, 10.3@2.5MHz

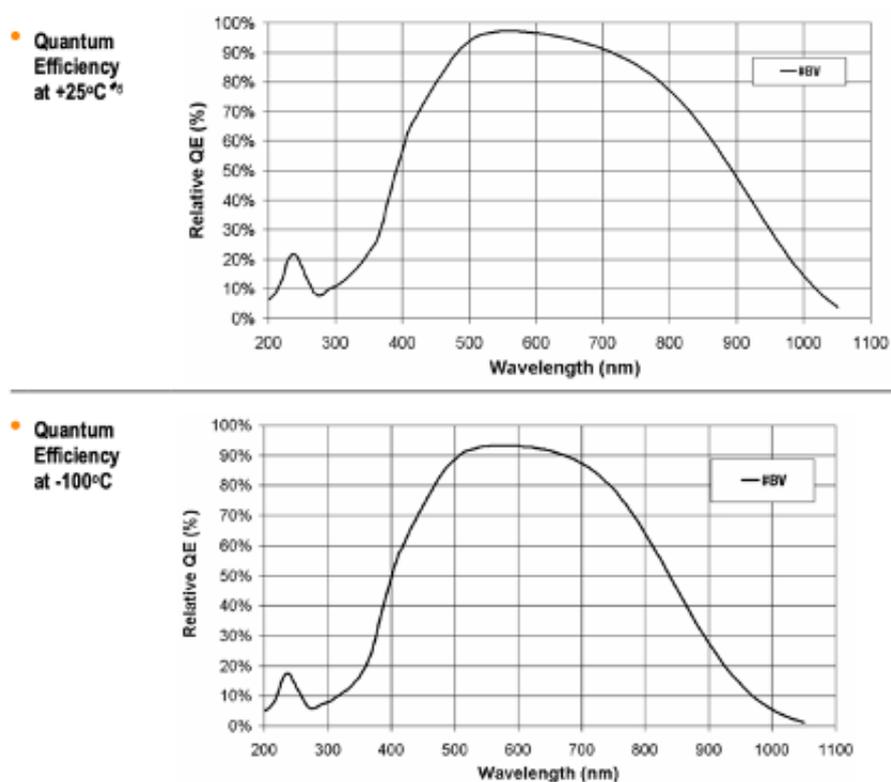


図 3.14 iKon-M の 25°C と -100°C における QE 曲線 []

● FLAME-T-XR1-ES

Mechelle5000 との比較用として、ツェルニーターナー分光法を使用している、Ocean Insight 社の FLAME-T-XR1-ES を使用した。諸元を表3.4に示す。

表 3.4 FLAME-T-XR1-ES の諸元 [31]

波長域	200-1025nm
スリット幅	25 $\mu$ m
光学分解能	1.75nm

図 3.15に FLAME シリーズの内部構造を示す。図中 5 番のグレーティングが有広波長範囲 200-1025nm を決めている。また \* 印で示された 3 番, 7 番のロングパス吸収フィルターと OFLV 可変ロングパス・オーダー・ソート・フィルターはオプションセットであり, 所持しているものには取り付けしていない。

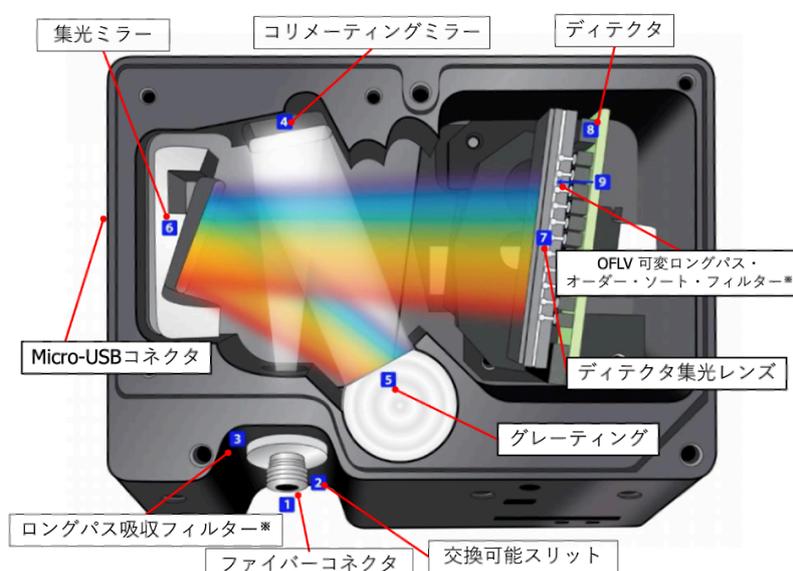


図 3.15 FLAME シリーズの内部構造 [31]

### 3.4 アライメントと分光計測位置

図3.16に ISAS アーク加熱風洞の模式図を示す。分光測定は供試体にレンズとファイバーを直接搭載するプローブオン (CY0 及び CY6) と、気流軸垂直方向からのサイドの3つの方法で行った。図3.17にそれぞれの光学系配置の模式図を示す。図3.17aの赤で示しているのがサイドアライメントの集光光線、図3.17bの青で示している部分は、CY0 による集光光線である。図3.17cの緑で示している部分は、CY6 による集光光線である。

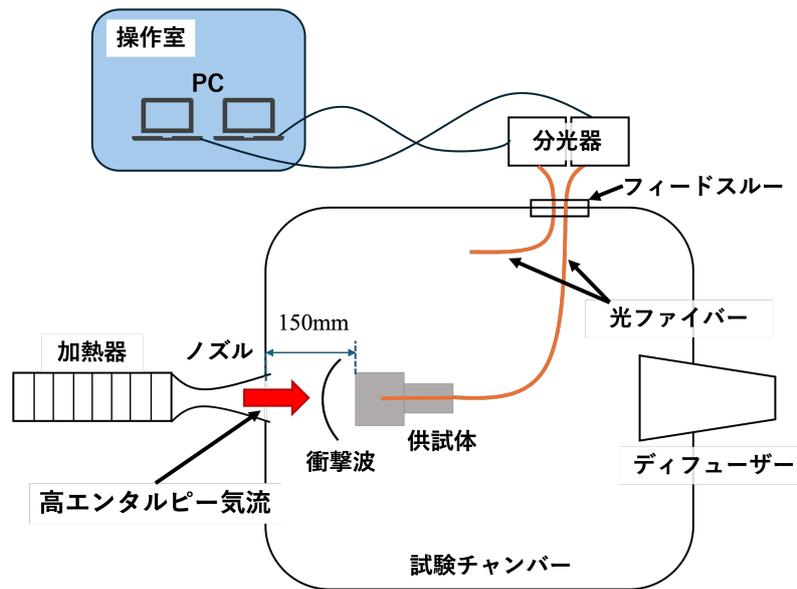


図 3.16 ISAS アーク風洞の模式図

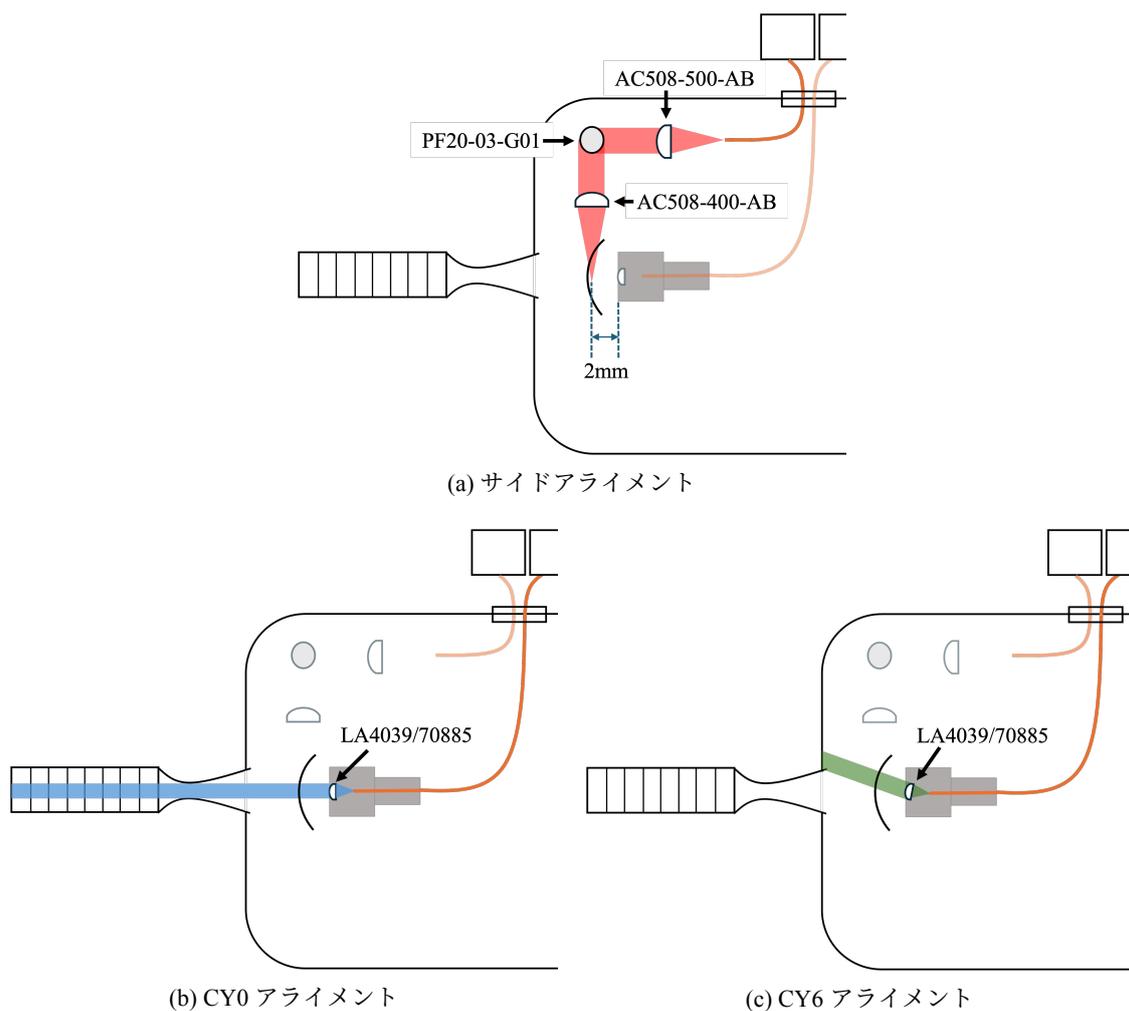


図 3.17 サイド、CY0、CY6のアライメントと集光光線の模式図

### 3.4.1 サイドアライメント

図3.18にチャンバー内の光学アライメントを上から見た際のレンズ、ミラー、光ファイバーの配置を示す。単位は mm である。設置位置に関しては、合成焦点距離の式から求めた。計算によって求めた素子間の距離はレンズの主点からの距離になるため、距離を計測しやすいようにレンズマウントの端からの距離や、キャリアの中心からの距離に直したものが図3.18に示している距離である。図3.19に実際のアライメントの写真を示す。チャンバー内に光学固定台としてL字のアルミプレート [32] を取り付けた後、その上に長さ 800mm のレールを固定し、供試体前方 2mm 位置の光を集光するよう各素子を設置した。レーザー墨出し器を用いて、レンズ、ミラー、ファイバー、供試体中心が全て同じ並行軸上になるように設置した。最後に、ファイバーの分光器入射側に光ファイバーチェッカー (Sutekus 製 B0912BBS28) を接続し、供試体前方 2mm 位置に光が届いているか確認した。図3.20に、集光位置確認の様子を示す。

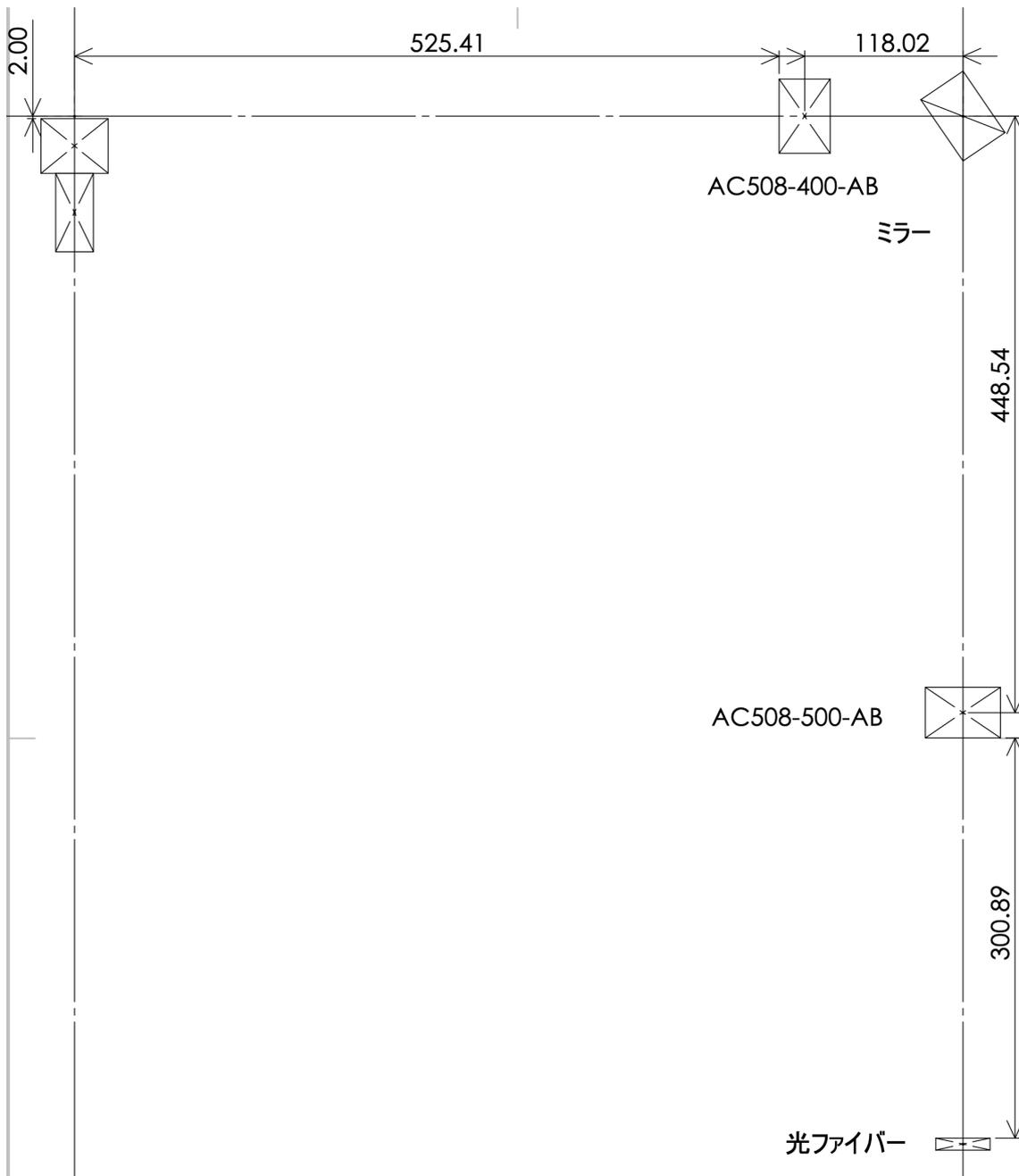


図 3.18 サイドアライメントのレンズとミラー配置

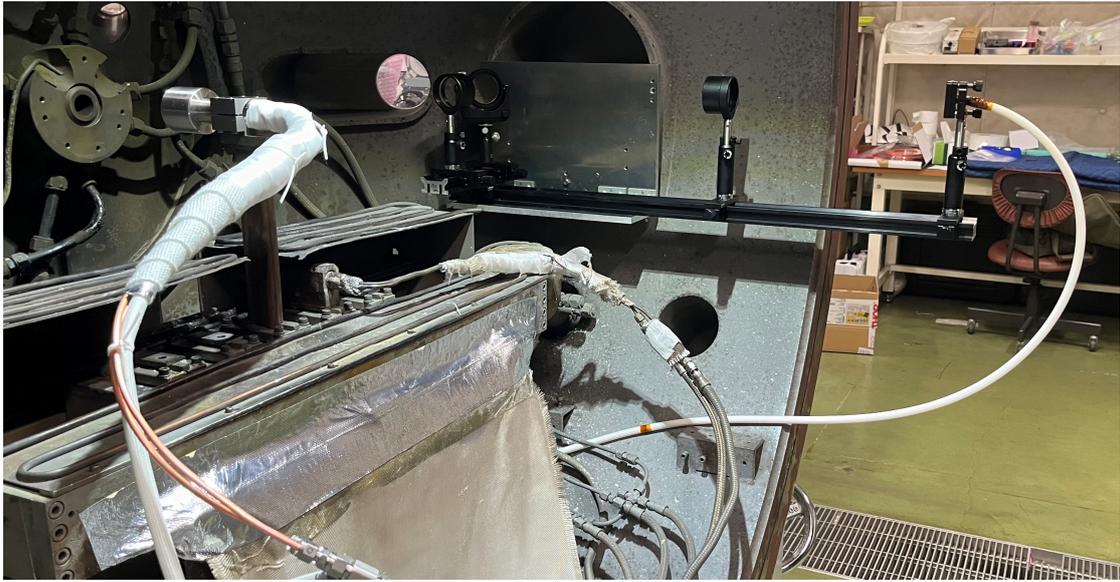


図 3.19 実際のチャンバー内アライメントの設置

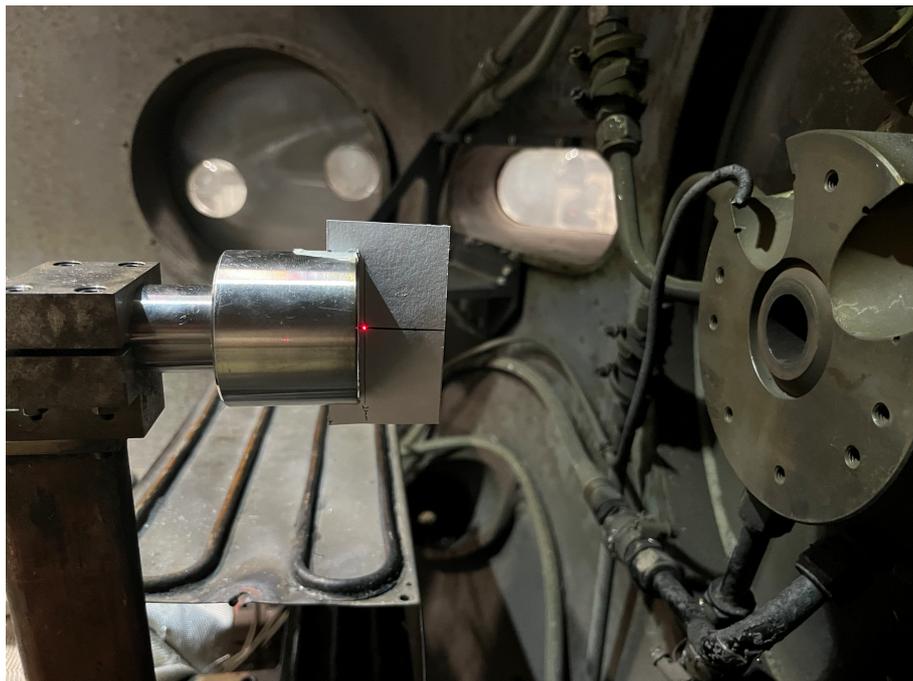


図 3.20 光ファイバーチェッカーのレーザー光による，サイド集光位置の確認

### 3.4.2 プローブオン

プローブオン光学系は3.1.2節で示した光学系を用いて、供試体壁面に入射する輻射を直接捉えた。実際の搭載部品を図3.21に示す。レンズ諸元，焦点距離9mmで，コレットの先端とファイバー先端が合うように固定することで，焦点距離の位置にファイバーの端面が合う設計である。

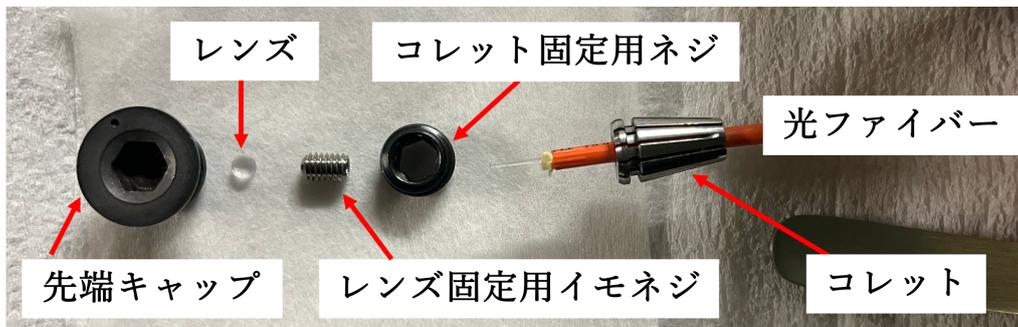


図 3.21 プローブオン内部搭載部品

#### • CY0

CY0 は気流軸平行方向に加熱器内部の光を測定するため，光ファイバーチェッカーを分光器入射側の光ファイバーに接続し，ノズル中心の集光（図3.22）及び加熱器内部の集光（図3.23）を確認した。上下方向で中心位置を合わせる方法としては，図3.24の赤枠で示しているように，舟形とストラットの間にワッシャを挟むことによって調節した。左右方向に関しては，舟形とストラットの接続部分のネジを緩め，傾きを調節してから再度ネジを締めた。

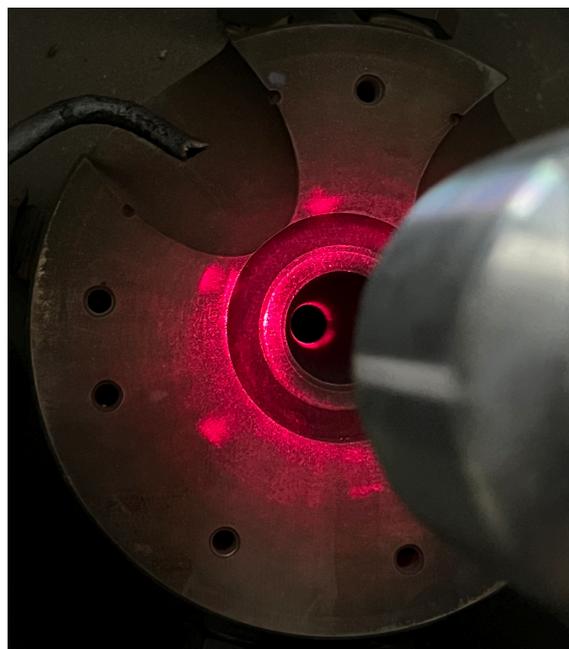
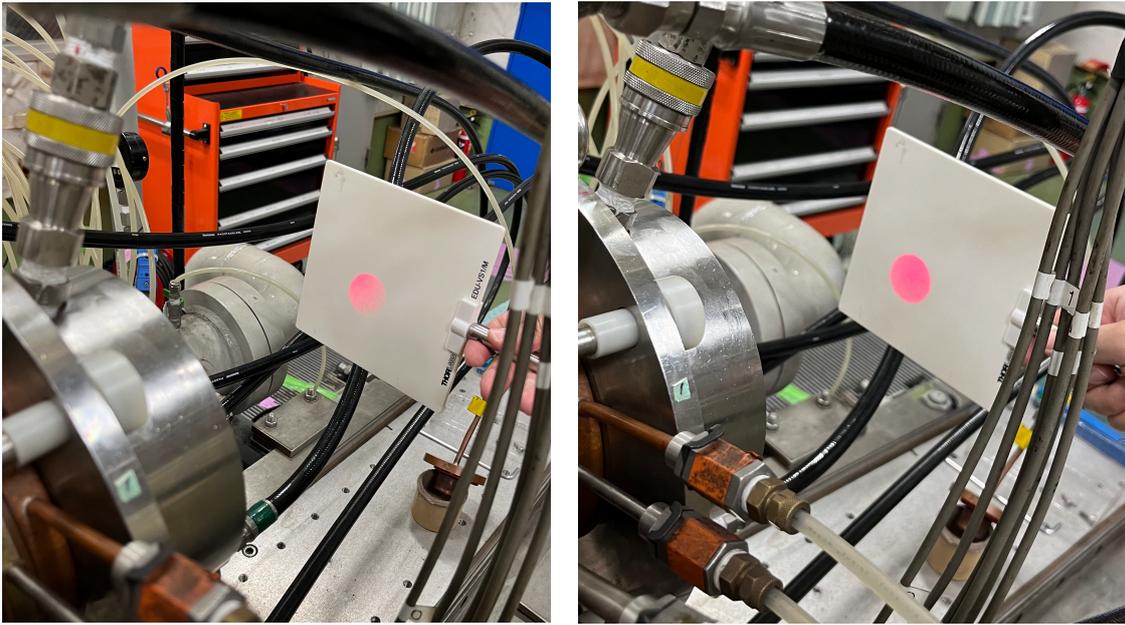


図 3.22 CY0 集光位置ノズル中心確認



(a) 光が欠けている様子

(b) 加熱器内部の中心を集光している様子

図 3.23 加熱器後部での CY0 集光の様子



図 3.24 CY0 光線中心位置の上下方向の調節の様子

また、CY0 は加熱器内部のアーク放電による強い発光を捉えてしまい、最小露光時間に設定した場合でも分光器の飽和値を超えてしまったため、JAXA 所有の ND フィルターを用い、減光を行った。ND フィルターを用いるにあたり、分光器に繋げていたファイバーを一度光学台の上に固定し、平凸レンズ 2 枚を用いたリレーレンズ法を用いてその系の中に ND フィルターを設置した。図3.25に ND フィルターを含むリレーレンズの系を示す。

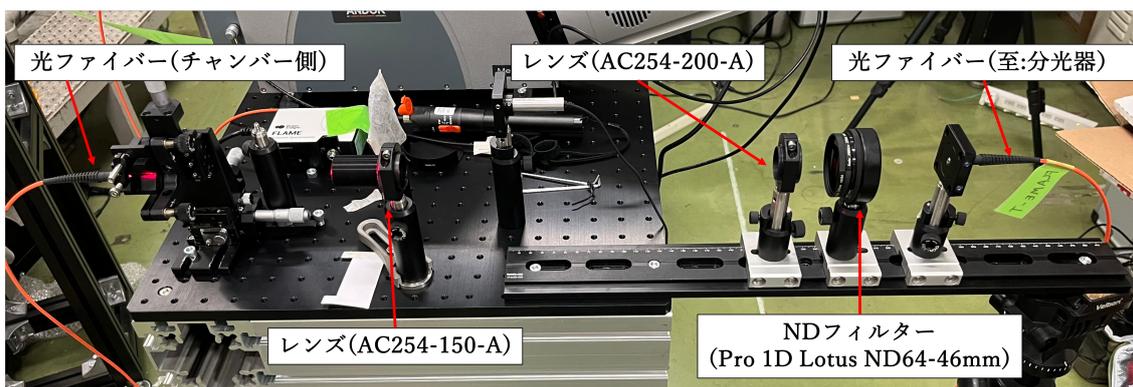


図 3.25 CY0 測定時フィルター挿入用のリレーレンズ系

- CY6

CY6 は、加熱器内部の発光を避け、衝撃層内部の発光のみを捉える仕様であるため、ノズル出口に集光光線が被らないよう、図3.26のように、光ファイバーチェッカーのレーザー光を用いて射出光の位置を確認した。

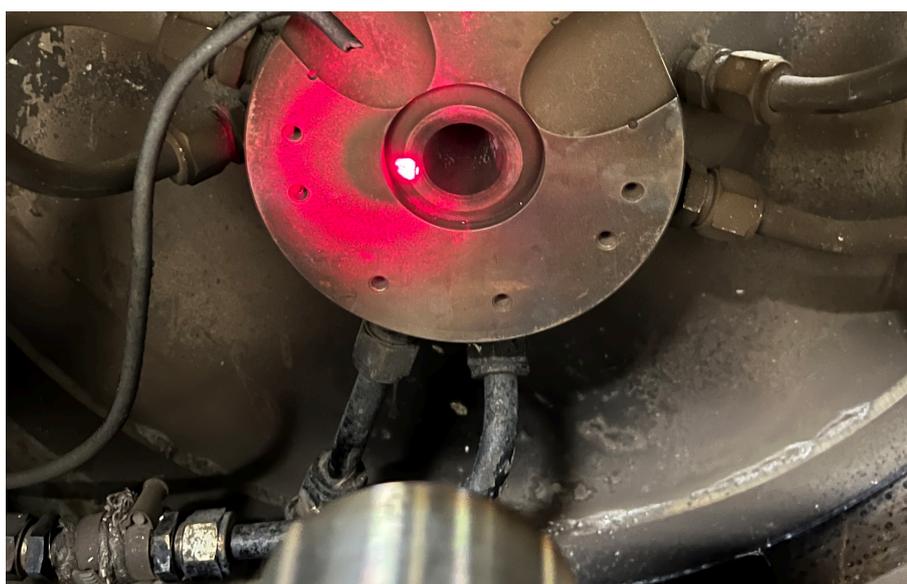


図 3.26 CY6 の射出光の確認

### 3.5 表面温度計による供試体表面温度計測

JAXA 所有の放射温度計（CHINO 社製 IR-CZ）を用いて、供試体の表面温度を測定した。放射温度計は図3.27に示すように、風洞上流側にある窓から覗き込む位置に設置してあり、供試体表面の温度を測定することが可能である。供試体表面の測定位置を図3.28に示す。供試体内部の冷却水配管から遠く、加熱が高くなる外側部分の測定をした。供試体前方に衝撃波が発生するため、実際の表面温度が測れているかは定かではなく、参考値として使用した。



図 3.27 放射温度計の設置位置



図 3.28 放射温度計覗き窓から供試体表面の測定位置の確認

### 3.6 実験条件

表3.5に、2024年度の試験日程を示す。

表 3.5 2024年度試験日程

試験日程	試験No.	加熱条件			取り付け供試体					配線総数	分光器		
		気体	ノズル出口からの距離[mm]	加熱時間(s) 1/2/3/4/5	1	2	3	4	5	1/2/3/4/5	プローブ	サイド	
11/11	午前	荷物運び入れ											
	午後	模型組立・サイドアライメント・模型取り付け											
11/12	午前	熱電対取り付け・分光準備											
	午後	フィードスルー取り付け・プローブオンアライメント											
		1	Air	150	-/3/-/3/-	/	GDN	/	CY0	/	-/-/-/3/-	Mechelle	FLAME-T
11/13	午前	レンズ付け替え											
		プローブオンアライメント											
		2	Air	150	-/3/-/3/-	/	GDN	/	CY0	/	-/-/-/3/-	Mechelle	FLAME-T
	午後	レンズ付け替え・プローブオンアライメント											
		3	Air	150	-/3/-/3/-	/	GDN	/	CY0	/	-/-/-/3/-	Mechelle	FLAME-T
		ファイバー付け替え（大気解放無し）											
		4	Air	150	-/3/-/3/-	/	GDN	/	CY0	/	-/-/-/3/-	FLAME-T	Mechelle
11/14	午後	キャップ/レンズ付け替え・プローブオンアライメント											
		5	Air	150	-/3/-/3/-	/	GDN	/	CY6	/	-/-/-/3/-	FLAME-T	Mechelle
		レンズ付け替え											
11/14	午前	ファイバー付け替え・プローブオンアライメント											
		6	Air	150	-/3/-/3/-	/	GDN	/	CY6	/	-/-/-/3/-	Mechelle	FLAME-T
	午後	キャップ/レンズ付け替え・フィルター込みアライメント											
		7	Air	150	-/3/-/3/-	/	GDN	/	CY0	/	-/-/-/3/-	Mechelle	
11/14	午後	フィルター付け替え（大気解放無し）											
		8	Air	150	-/3/-/3/-	/	GDN	/	CY0	/	-/-/-/3/-	Mechelle	
供試体取り替え													

#### 3.6.1 気流条件

アーク風洞の気流条件を表3.6にまとめた。下田・山田の論文 [21] によると同条件の場合、熱流束は約 1.8MW/m<sup>2</sup>、淀み点圧力約 5kPa である。供試体と同じ径 (φ50mm) のガードンゲージを各ラン毎に投入し、熱流速の値を計測した。#1433(Run1) において、サイド分光の露光調整をするためにガードンゲージを 3 回投入してから供試体を投入した。その際のガードンゲージによる熱流束測定値の値を図3.29に示す。いずれも約 2MW/m<sup>2</sup> であることがわかる。これは、アポロ計画での大気圏突入と同程度の熱流束である [2]。

表 3.6 アーク加熱風洞作動条件

作動気体	Air
ノズル出口からの距離	150 mm
投入電流	450A
加熱器内圧	0.5 MPa

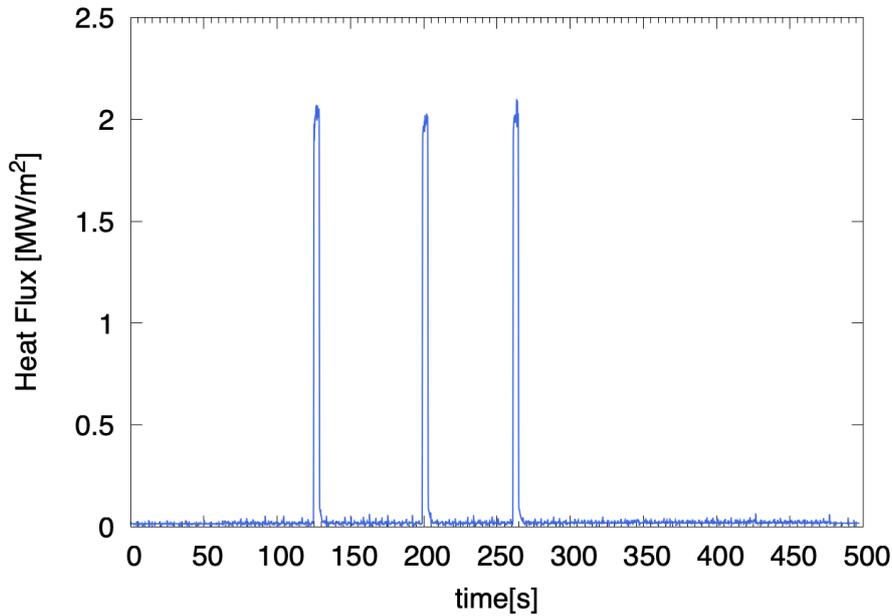


図 3.29 #1433(1st Run) における  $\phi 50\text{mm}$  ガードンゲージによる熱流束測定値

### 3.6.2 測定条件

アーク作動後、気流が安定してから供試体を複数回気流中に投入した。CY0 及び CY6 の気流投入時間は 3s であり、投入後 3s 経過後に自動的に供試体が降りてくる仕様である。表3.7に Mechelle5000 及び iKon-M の、表3.8に FLAME-T-XR1-ES の使用可能なデータを取得できた試験の分光器ごとの露光時間を示す。なお、Mechelle による測定は、読み出し速度 3MHz、ゲインは 1 倍で行った。また、プローブオンの測定を Mechelle で測定している際は、サイドの測定を Flame-T で行うなど、基本的には各ラン 2 台同時で測定を行った。

表 3.7 Mechelle5000 及び iKon-M における露光時間設定

試験 No.	サイド/CY0/CY6	露光時間 [s]
1436	サイド	3
1438	CY6	0.6
1440	CY0	0.3

表 3.8 FLAME-T-XR1-ES における露光時間設定

試験 No.	サイド/CY0/CY6	露光時間 [s]
1436	CY0(離脱途中)	4.0E-3
1437	CY6	1.5E-3
1438	サイド	0.21

## 3.7 計測スペクトルによる気流特性診断

### 3.7.1 供試体投入時の様子

図3.30に、気流投入中の供試体の写真を示す。高エネルギー気流中に投入された供試体は前方に衝撃波を形成し、衝撃層は赤白く発光している様子がわかる。写真の pixel 数の比から衝撃層の発光幅を測定したところ、8~9mm であった。

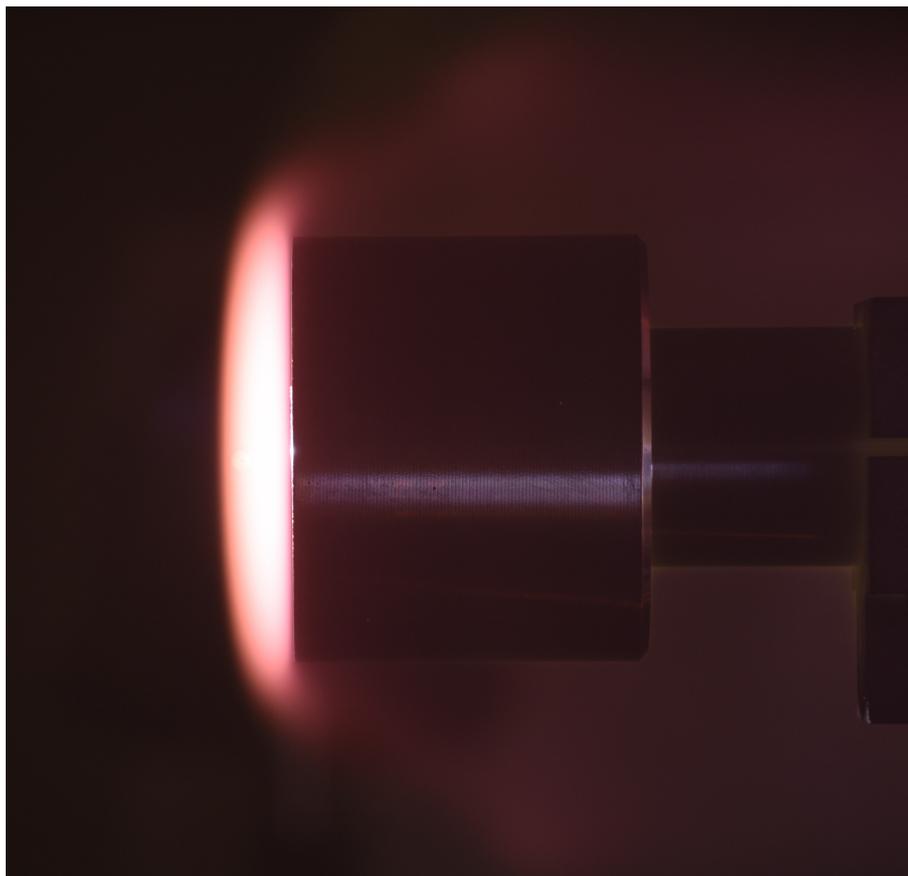


図 3.30 供試体の気流投入中の様子

### 3.7.2 表面温度計の測定結果

図3.31に、放射温度計による測定結果を示す。

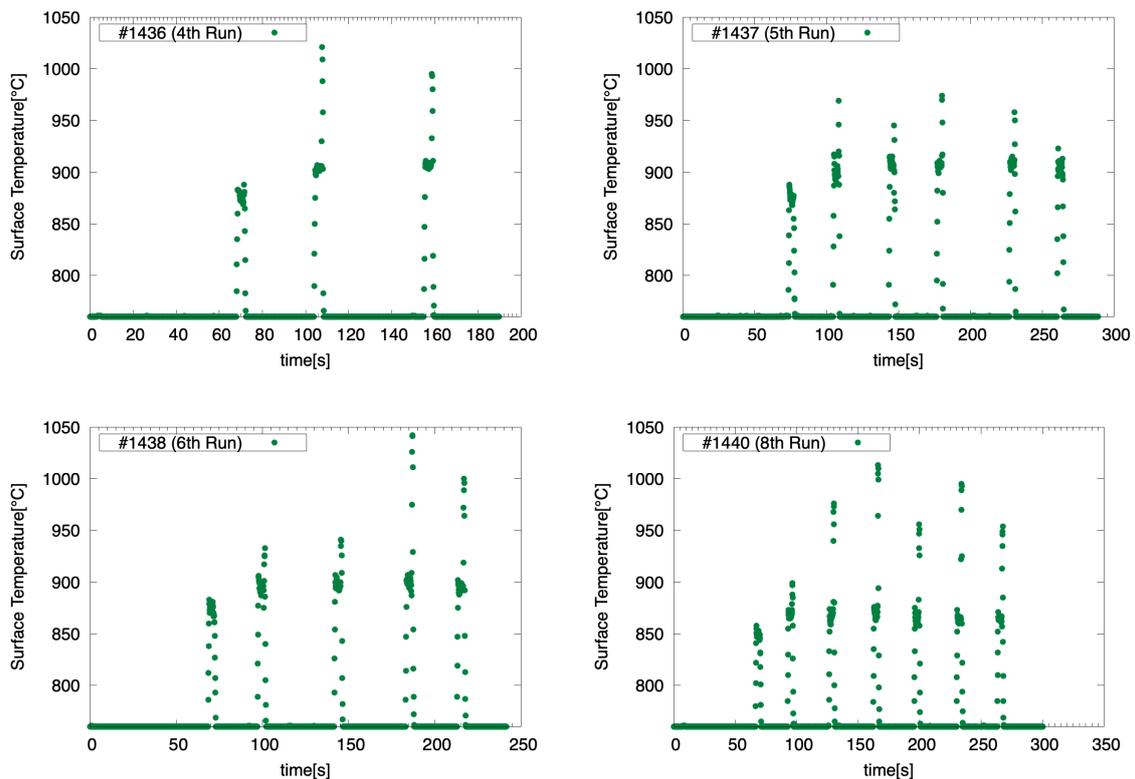


図 3.31 各 Run での放射温度計測定結果

### 3.7.3 取得スペクトル

#### • 分解能の違いによるスペクトル比較

波長分解能が 0.01-0.11nm である Mechelle と、波長分解能が 1.75nm である Flame-T の、サイドアライメントにおける分光結果の比較を図3.32に示す。スペクトルの形状は似ているが、分解能が低い Flame-T の方が全体的に強度が高くなっている。波長積分値に関しても Mechelle は  $2.92 \times 10^{-5} \text{ W/cm}^2$  であったのに対し、Flame-T は  $6.92 \times 10^{-5} \text{ W/cm}^2$  であり、Mechelle の方が 2.37 倍高い精度で輻射加熱の測定を行うことができている。また、黒枠で拡大している部分に着目して見ると、Flame-T の輝線スペクトルは Mechelle よりも強度が低くなっていることがわかる。これら全ての原因としては、分解能が低くなることで近隣のデータのスペクトル広がりに影響を受けるためであると考えられる。よって、高分解能な分光器を用いることで加熱率の過剰評価を防ぐことができることがわかる。また、より正確に発光励起化学種の数密度の絶対値を実測できるため、熱化学非平衡流体の数値シミュレーション結果との直接比較を実現できる [33]。

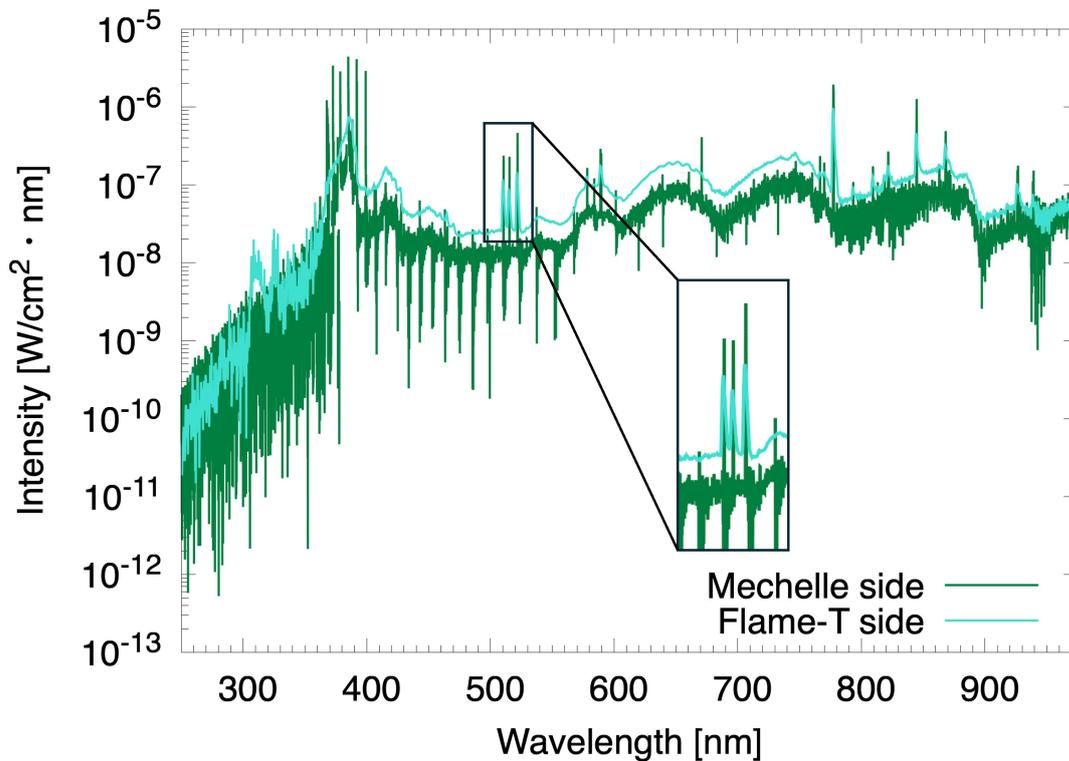


図 3.32 サイドアライメントにおける Mechelle と Flame-T の分光結果比較

● 集光経路の違いによるスペクトル比較

図3.33に、Mechelle によるサイド、CY0、CY6 の分光結果の比較を示す。CY0 と CY6 の比較では、波形は似ているが、全体的に CY0 の方が強度が高く、波長積分値に関しても CY0 が  $5.85 \times 10^{-1} \text{W/cm}^2$ 、CY6 が  $9.08 \times 10^{-4} \text{W/cm}^2$  であり、10 の 3 乗のオーダーで CY0 の方が大きくなった。これは、CY0 は衝撃波内の発光のみでは無く、加熱器内部のアーク放電による強い発光を捉えてしまっているためだと考えられる。

CY6 とサイドの比較では、CY6 の方が強度が高く、波形も異なっていることがわかる。波長積分値に関しても CY6 がサイドの 31 倍となった。強度に関しては、サイドが衝撃層内の 1 点に焦点を合わせたスポット集光であるのに対し、CY6 は衝撃層内を横切るような平行光を集光していることが原因の一つであると考えられる。しかし、スペクトル形状も異なっていることから、供試体壁面に入射する衝撃層のみの発光を評価するには、CY6 のプローブオン計測が非常に有用であると考えられる。

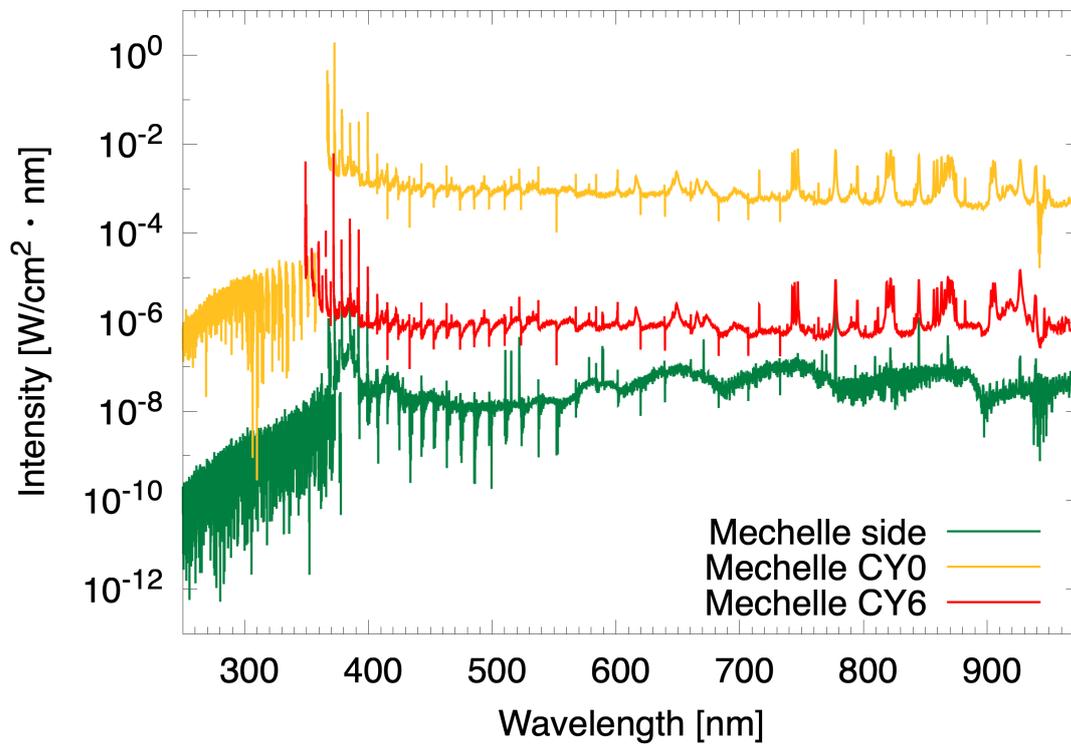


図 3.33 Mechelle による，サイド，CY0，CY6 の分光結果比較

## 第4章

# 結言

本研究では、輻射加熱の実測を高精度に行うために、プローブオン分光によって一度に広波長域/高分解能で測定可能な Mechelle5000 分光器を用いてアーク風洞における発光分光計測を行い、それぞれの角度と気流垂直方向の分光においてツェルニー・ターナー型の Flame-T 分光器での測定結果とスペクトルの比較及び輻射加熱率の比較を行った。スペクトル強度および輻射加熱の波長積分値の結果より、高分解能な Mechelle を用いて分光計測を行うことの有用性を確認することができた。また、分光系の設置に関して、先行研究などで多数用いられている気流軸垂直方からの分光方法と、プローブオン計測の加熱器内部の発光を捉えてしまう気流軸平行方向の分光、加熱器内部の発光を避けた気流軸に対して 6° 傾けた方法の 3 パターンの比較を行ったが、強度にもスペクトル波形にも違いが見られ、供試体壁面に入射した衝撃層のみの発光を評価するためには、CY6 供試体が非常に有用であると推察できる。

サイドに用いているレンズのコーティングの波長範囲は 400-1100nm であり、400nm 以下は減衰が非常に大きいことから、ノイズの影響を強く受けてしまうため、来年度以降ではコーティング無しのレンズを用いるなどの対策が必要である。また、CY0 の Mechelle による計測では、最小露光時間で測定した際に飽和値を超えてしまい、JAXA にあるレンズや ND フィルターをお借りして減光対策を行った。この時に用いたレンズはコーティングによる波長範囲が 400-700nm と比較的狭いため、こちらに関しても来年度以降対策を講じる必要があると考える。

本研究では、プローブオン分光による供試体壁面に入射する輻射加熱の直接計測を実現し、レンズ設置の角度をつけることによって、衝撃層のみの発光を捉えることに成功した。また、空間放射の標準光源を使用することで、より精度の高いスペクトル校正の実現を叶えた。本研究で確立した方法を用いることで、遠方から地球帰還する際の大気圏突入における輻射加熱の高精度な予測を実現できる。将来宇宙開発の重要技術の一つである加熱率評価に関して、その高精度化に貢献できるものと確信する。

# 参考文献

- [1] NASA, “NASA’s Lunar Exploration Program Overview,” 2020, Jan 11th, 2025.
- [2] Davies, C., Parcerro, K., Allen, G., Witkowski, A., McKee, S., and Torres, L., “PLANETARY MISSION ENTRY VEHICLES Quick Reference Guide Version 4.1,” *NASA Ames Research Center*, 2023.
- [3] 鈴木宏二郎, “再突入カプセルにおけるアブレーションと化学非平衡衝撃層流れの連成解析,” *日本航空宇宙学会誌*, Vol. 50, No. 582, 2002, pp. 133.
- [4] Venkatapathy, E., “Ablators - From Apollo to future missions to moon, mars and beyond,” Vol. 2019-October, 2019.
- [5] Harris, R., Stewart, M., and Koenig, W., *Thermal Protection Systems Technology Transfer from Apollo and Space Shuttle to the Orion Program*, 2018.
- [6] Bertin, J. J., *Hypersonic Aerothermodynamics*, American Institute of Aeronautics, Inc., 1994, p. 160.
- [7] 久保田弘敏, 鈴木宏二郎, 綿貫忠晴, *宇宙飛行体の熱気体力学*, 東京大学出版会, 2002.
- [8] Leiser, D., Dürmhofer, C., Poloni, E., Löhle, S., Matlovič, P., Tóth, J., and Vaubaillon, J., “Meteorite temperature measurements during ground testing,” *Icarus*, Vol. 408, 2024, pp. 115867.
- [9] Savino, L., Cinquegrana, D., French, A., De Cesare, M., and Vecchio, A. D., “High resolved Optical Emission Spectroscopy as accurate physics methodology for plasma freestream temperature characterization,” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 291, 2022, pp. 108323.
- [10] Winter, M. W., Terrazas-Salinas, I., Hui, F. C., White, B., and Taunk, J. S., “Measured radiation heat flux to a probe in a NASA ames arc jet,” *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 33, No. 4, 2019, pp. 1112 –1126.
- [11] 安部翔太, “極超音速流れの新たな非平衡モデル構築へ向けた発光スペクトル同定,” *高知工科大学卒業論文*, 2020.
- [12] Arnold, J., Whiting, E. E., and Lyle, G. C., “Line by line calculation of spectra from diatomic molecules and atoms assuming a Voigt line profile,” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 9, 1969, pp. 775–798.
- [13] Hutchinson, H., *Plasma Spectroscopy*, Cambridge university press, 2002.
- [14] Penner, S. S., *Quantitative Molecular Spectroscopy and Gas Emissivities*, Addison-Wesley Educational Publishers Inc, 1959.
- [15] Griem, H. R., *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill Book Company, 1964.

- [16] Konjevic, N., “Plasma broadening and shifting of non-hydrogenic spectral lines: present status and applications,” *Physics Reports*, Vol. 316, No. 6, 1999, pp. 339–401.
- [17] 猿橋裕太, “Line-by-line 法による理論輻射スペクトル計算,” 名古屋大学大学院修士論文, 2007.
- [18] Fujita, K. and Abe, T., “Spradian, structured package for radiation analysis: Theory and application,” Tech. Rep. 669, The Institute of Space and Astronautical Science, 1997.
- [19] G.Peach, “Continuous absorption coefficients for non-hydrogenic atoms,” Tech. Rep. 5, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 1962.
- [20] Taylor, R. L. and Caledonia, G., “Experimental Determination of the Cross-Sections for Neutral Bremsstrahlung,” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 9, No. 5, 1969, pp. 681–696.
- [21] 下田孝幸, 山田和彦, “JAXA/ISAS におけるアーク風洞の現状と展開,” 日本航空宇宙学会誌, Vol. 63, No. 10, 2015, pp. 315–320.
- [22] “Mechelle User Guide,” Tech. rep., Oxford Instrument, 2020.
- [23] Shafer, B., Megill, L. R., and Droppelman, L., “Optimization of the Czerny-Turner Spectrometer,” *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 54, No. 7, 1964, pp. 879–887.
- [24] “Overview of Echelle Spectrograph Flexible Spectroscopy Tool,” Tech. rep., Oxford Instrument.
- [25] 勝沼淳, “エシェルグレーティングを用いた高分散分光器,” 応用物理学会誌, Vol. 39, No. 12, 2010, pp. 583–588.
- [26] “UV/VIS マルチモード光ファイバーフィードスルー (ICF フランジ),” Tech. rep., TEC SAM.
- [27] “Mechelle User Guide,” Tech. rep., Oxford Instrument, 2020.
- [28] “Mechelle 5000 High-band-pass Echelle spectrograph,” Tech. rep., Oxford Instrument.
- [29] C., P. S., “Spectroscopic Emission Measurements Within the Blunt-Body Shock Layer in an Arcjet Flow,” *JOURNAL OF THERMOPHYSICS AND HEAT TRANSFER*, Vol. 12, No. 2, 1998.
- [30] Technology, A., “iKon-M DU-934N-BV,” Tech. rep., Oxford Instrument, 2007.
- [31] Optics, O., *Flame Miniature Spectrometer User Manual*.
- [32] 堀内涼平, “大気圏突入カプセル模型の前背面における衝撃層プラズマ発光分光計測,” 高知工科大学卒業論文, 2023.
- [33] 浅井友彰, “輻射熱輸送を結合した衝突輻射モデルによる衝撃波管流れの励起非平衡流体計算,” 高知工科大学修士学位論文, 2023.

# 謝辞

本研究を行うにあたり、高知工科大学の荻野 要介 講師には学部3年生からの4年間に渡り、研究に関わる幅広い分野の知識を御教授いただきました。また、お忙しい中でもISASでの実験に向けて物品発注から実験補助まで、様々なご支援をいただきました。心より感謝申し上げます。ISASでの濃厚な実験の日々は、今後私の人生で何度も思い出すような、とてもいい経験になりました。何より、何度もご迷惑をおかけしたのにも関わらず、最後までご指導いただきましたこと、大変感謝申し上げます。

坂本技研様には、供試体を作成いただきました。特に山本 健児 様には、私たちの拙いアイデアを時間がない中で実現してくださり、作成いただいた供試体は実験中溶融することなく、2年連続で実験に使用することができました。大変感謝申し上げます。

鳥取大学の葛山 浩 教授、酒井 武治 教授、坂本 憲一 助教には、ISAS アーク風洞で使用する実験機器をお貸しいただきました。同研究室の学生のみならず、知識が乏しい私たちの質問に快く答えていただきました。学部4年次に鳥取大学まで足を運び、実験をさせていただいたのはとてもいい思い出になりました。深く感謝申し上げます。皆様のご協力がなければ、実験を始めることすらできませんでした。誠に感謝申し上げます。

宇宙科学研究所の吉田 哲生 様と坂本 奨悟 様には、何も知らなかった学部4年生の頃から様々な質問に快く答えてくださり、実験中の予定変更にも応じていただきました。うまくデータが取れない時は様々なアドバイスをくださり、実験器具などもお貸しいただきました。誠に感謝申し上げます。

航空エンジン超音速流研究室のみならずには全体報告会やミーティングなどで様々なご支援をいただきました。特に窪内 啓太 君には、ISASの実験準備や本番、そして強度校正に至るまで、時には日付をまたぐような大変な時もありましたが、最後まで弱音を吐かずに付き合っていていただき、心から感謝しています。また、昨年度卒業した堀内 涼平 君には、2023年度の実験で、準備から本番、強度校正に至るまで、私がいなくても一人でどんどん進めてくださり、不甲斐なさを感じるとともに、心から感謝しています。同期の中澤 巽 君には、日頃たわいも無い会話をしたり、学食に夜ご飯を一緒に食べに行ったり、夜遅い時間まで一緒に研究をしたりと、研究生生活を支えてくださりました。深く感謝申し上げます。後輩の竹森 和希 君、大越 翼 君、鈴木 秀太郎 君、西山 莉名 さん、安田 裕貴 君、結縁 千晶 さん、氏平 佳希 君、百瀬 晴菜 さん、尾々野 敦 君、加藤 裕大 君、野村 太一 君には、とても明るい研究室の雰囲気を作ってくださり、後輩とは思えないほど皆さんしっかりとっていて、とても頼らせていただきました。皆様のおかげで楽しい研究生生活を送ることができました。心より感謝申し上げます。

田中 愛樹 様は6年間の共同生活を通して苦楽を共にし、日々の生活の中でたくさん支えていただきました。井上 真衣 様には、高知を離れてからも深い親交を持っていただき、様々な場面で支えていただきました。本多 晃大 様には、いつも遠くから応援してくださり、心の支えとなってくれました。心から感謝申し上げます。最後に、両親と姉の支えのおかげで学生生活を不自由なく終えることができました。心より感謝申し上げます。