

吸収飽和誘起蛍光法による光学的に厚いプラズマ流中の温度分布計測

伊藤彦, 金子剛, 野村哲史*, 小紫公也, SCHÖNHERR Tony**, 小泉宏之**

東京大学大学院 新領域創成科学研究科 (〒277-8561 千葉県柏市柏の葉 5-1-5)

*独立行政法人 宇宙航空研究開発機構 (〒182-8522 東京都調布市深大寺東町 7-44-1)

**東京大学大学院 工学系研究科 (〒277-8561 東京都文京区本郷 7-3-1)

Temperature Measurement in Optically Thick Plasma Flows by a Laser Induced Fluorescence Combined with Laser Absorption Spectroscopy

by

Gen ITO, Tsuyoshi KANEKO, Satoshi NOMURA, Kimiya KOMURASAKI Tony SCHÖNHERR, and Hiroyuki KOIZUMI

ABSTRACT

Laser Induced Fluorescence (LIF) method is not applicable to optically thick plasma flow because its fluorescence profile is distorted by three effects; absorption of laser, re-absorption of fluorescence and absorption saturation. In this study, LIF was combined with Laser Absorption Spectroscopy (LAS) to measure spatially resolved translational temperature in an optically thick argon plume. By utilizing absorption data of a probe laser beam through the plume, distortion of LIF profile was corrected, and accurate translational temperature was obtained. This measurement method was applied to optically thick argon plasma flow in various conditions such as changing input power and measurement points. These results show good agreement with Abel-inversed LAS, and the validation of this method was established. The translational temperature without correction was up to a fifth of corrected one. Due to distorted fluorescence profile, it is considered that measured translational temperature by LIF was overestimated. It is revealed that with increasing optical thickness of plasma, the effects of absorption and re-absorption have more impact on fluorescence profile than absorption saturation. Indeed, axial distribution of translational temperature was obtained easily and quickly. The measurement time of this method is about one tenth of that using Abel inversion. LIF combined with LAS is an effective method to obtain axial distribution of translational temperature of optically thick plasma flow made by wind tunnel facilities such that operation time is limited.

1. はじめに

近年, サンプルリターンなどの大気圏突入を伴うミッションが増加している. 大気圏突入の際, 機体表面には強い衝撃波が形成され, 対流加熱, 輻射加熱, 表面触媒性再結合反応などの複雑なメカニズムによって生じる厳しい加熱環境にさらされる. 大気圏突入時の激しい空力加熱から機体を守る手段として, 熱防御システムの研究開発が重要視されている¹⁾. その開発および的確な設計にはプラズマ風洞が用いられており^{2,3)}, 熱防御システムを正しく評価するためにはその気流状態を正確に把握する必要がある. プラズマ風洞の気流は熱的, 化学的に非平衡であることが知られており, 現在のところ数値計算のみで気流状態を正確に把握することは容易ではない. そのためプラズマ風洞気流について様々なパラメータを計測する必要がある.

プラズマ気流の計測法は, ピトー管や熱流速計測, ラングミュア・プローブなどのプローブ計測と, 発光分光, ラマン分光, レーザー吸収分光 (LAS), レーザー誘起蛍光法 (LIF) などの分光計測に大別することができる. 前者は古くから確立された手法として用いられているが, プラズマの内部励起状態に関する情報を得ることは難しく, プラズマの熱非平衡性を議論するには分光計測が必要となる.

中でも LAS と LIF は熱的非平衡性を議論する際に重要なパラメータとなる並進温度を計測することができる有力なツールであるが, それぞれ一長一短がある. LAS と LIF の比較を Table 1 に示す. 分光計測で温度を求めるには, ピコメートルオーダーの原子吸収線幅を計測する必要があるが, 線幅の狭い半導体レーザー分光が有効である. 半導体レーザー誘起蛍光法 (DLIF) は優れているが, 光学的に厚いプラズマ流には適用できない.

そこで我々は DLIF と DLAS を組み合わせることで, 光学的に厚いプラズマ流にも適用できる吸収補正誘起蛍光法を開発した. 本研究では東大 1kW 級コンストリクティブ型アーク加熱風洞によって生成された光学的に厚いアルゴンプラズマ流に対して, 様々な気流条件での測定を行って計測法

Table 1. Comparison of LAS and LIF

	DLAS	DLIF	TALIF
Alignment	Easy	Difficult	Difficult
Major target state	meta-stable state	meta-stable state	ground state
Sensitivity, m ⁻³	10 ¹⁵	10 ¹⁵	10 ⁹ ~10 ¹³
Measurement space	Line of sight	Point	Point
Wavelength resolution, pm	0.3	0.3	1~10
Optically thick plasma	Possible	Impossible	Impossible

の妥当性を評価し, 補正と光学的厚さとの関係について調べた. またその計測法を用いて, 比較的短時間で気流の中心軸上の詳細な温度分布を求めることができたので報告する.

2. DLIF の蛍光信号に生じる歪みと補正法

2つの励起エネルギー準位間のエネルギー差に対応した波長をもつレーザーがプラズマを透過するとき, 励起子によるエネルギーの吸収と蛍光を伴う下準位への遷移が起こる. このとき計測される蛍光信号の強度 S_f は式(1)のように表される⁴⁾.

$$S_f = \left\{ \left(1 - e^{-k(v,x)D_{laser}} \right) \times \left(\frac{A}{Q+A} \right) \times \left(\frac{d\Omega}{4\pi} \right) \right\} \quad (1)$$

ここで I , k , D_{laser} , A , Q , Ω はそれぞれレーザー強度, 吸収係数, レーザー系, アインシュタインの A 係数, 無放射遷移速度定数, 立体角である. 風洞に用いられるプラズマでは, 吸収線プロファイルの広がりにはドップラー効果が支配的であるため, 並進温度 T_{tr} は式(2)から得られる⁵⁾.

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0\sqrt{\ln 2}}{c} \sqrt{\frac{2k_B T_{tr}}{m}} \quad (2)$$

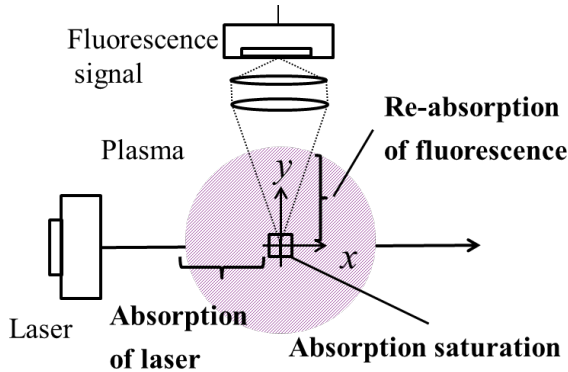


Fig. 1. Distortion effects in DLIF

ここで Δv_D , v_0 , c , k_B , m はそれぞれドップラー広がり, レーザー周波数, 光速, ボルツマン定数, 原子の質量である. 光学的に厚いプラズマの場合, S_f は Fig. 1 に示すようなレーザー吸収, 蛍光の再吸収, 吸収飽和の 3 つの影響によって歪んでいる. 光学的厚さは物質全体を透過して計測した光学的深さとして定義され, プラズマ半径 R を用いて式(3)で求められる積分吸収係数 K_0 で評価される.

$$K_0 = \int_{-R}^R k dx \quad (3)$$

本研究では K_0 が 0.8 以上のものを光学的に厚いプラズマとして取り扱っている. 以下 3 つのプロファイルの歪みについてそれぞれ補正法を説明する.

2-1. 励起レーザーの吸収

レーザーが計測点 $x=0$ に到達するまでに起こる吸収を考慮に入れた蛍光強度 S_f は式(4)のように表わされる⁶⁾.

$$S_f(v,0) = Ck_s(v,0)I_0 \exp\left(-\int_{-R}^0 k_s(v,x)dx\right) \quad (4)$$

ここで, C , I_0 , k_s はそれぞれ実験による定数, 入射レーザー強度, 飽和吸収係数, である. DLIF ではレーザー強度は非常に強く, 吸収飽和が起こる. 風洞ではプラズマ流は通常軸対象であり,

$$\int_{-R}^0 k_s(v,x)dx = \frac{1}{2} \int_{-R}^R k_s(v,x)dx \quad (5)$$

が成り立つ. Beer-Lambert の式より, 式(5)の右辺の積分は透過レーザー強度 I , および I_0 を用いて,

$$\int_{-R}^R k_s(v,x)dx = -\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \quad (6)$$

で表すことができ, I を計測することで補正が可能となる.

2-2. 蛍光の再吸収

蛍光信号の周波数は励起周波数と同様であり, S_f と再吸収の補正を加えた強度 S'_f は式(7)のように表される.

$$S_f(v,0) = S'_f(v,0) \exp\left(-\int_0^R k(v,y)dy\right) \quad (7)$$

蛍光信号は吸収飽和が起きるほどの強度はないため, 非飽和の吸収係数 k を用いた. 軸対象プラズマに対しては前述の補正と同様に, 式(8)を用いて補正ができる.

$$\int_0^R k(x)dx = -\frac{1}{2} \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \quad (8)$$

2-3. 吸収飽和

LIF における吸収飽和の影響については色素レーザーを用いた実験による調査が行われている⁷⁾. 飽和レーザー強度は吸収中心周波数付近では低く, 吸収中心周波数から離

れたところで高いため, 吸収飽和が生じると測定されたプロファイルのドップラー広がりには真の値より大きく見積もられる. 本研究では励起光に半導体レーザーを用いており, 吸収プロファイルに対してレーザーの線幅は十分に細いため, LAS における吸収飽和の補正と同様の補正を行うことができる⁸⁾. 補正係数 α_s は吸収飽和広がり Δv_{Ds} と真のドップラー広がり Δv_D の比で表わされる

$$\alpha_s = \frac{\Delta v_{Ds}}{\Delta v_D} \quad (9)$$

3. 実験装置

本研究に用いた光学系を Fig. 2 に示す. 波長可変レーザー発振器として, 外部共振器付半導体レーザー(New Focus, Velocity 6300)を光源として用いており, アルゴンの 772.42 nm の遷移を測定対象とした. レーザー振動数は, 変調周期 1 Hz, 変調幅 36 GHz で掃引した. アイソレータは反射光が外部共振器に戻るのを防ぐために用いており, また FRS (Free spectral range) が 0.75 GHz のエタロンを相対的な波長計として用い, グロー放電管を参照セルとして用いた. 蛍光信号のノイズを除去するため, AOM (Acoustic optic modulator) を周波数 20 kHz で用いた.

プローブ光は光ファイバによって真空チャンバ窓まで導かれ, 強度は 0.9 mW である. 直径 100 mm の凸レンズ 2 枚を用いて PMT (Photo multiplier tube) へと集光された蛍光信号をフォトディテクタにより検出した. プローブ光はデジタルオシロスコープによりサンプリング周波数 20 kHz で記録した.

Table 2 にアーク加熱風洞の作動条件を, Fig. 3 に概略図を示す. 本風洞はコンストリクタ型アーク風洞であり, タングステンカソードと銅製アノードによるアーク放電からエネルギーを供給する. 気流はスロート径 2 mm, ノズル出口径 30 mm のコニカルノズルによって加速される. 設計マッハ数は 2 である. 中心軸方向の計測を可能にするため, アークヒーターは気流水平方向に移動するアクチュエータに取り付けられている. Fig. 4 に測定対象となったアルゴンプラズマ流の図を示す.

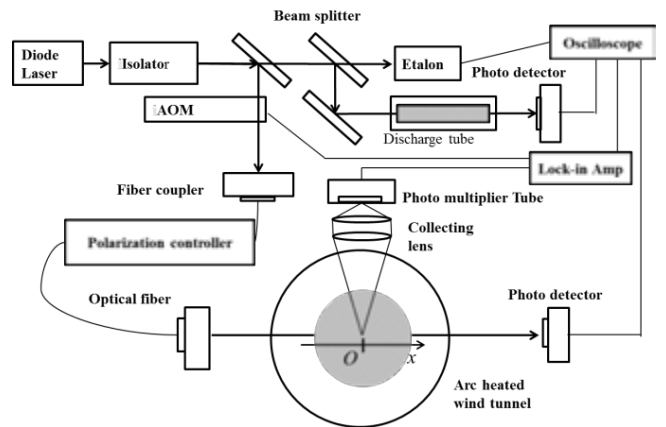


Fig. 2. Schematic view of measurement system

Table 2. Operation condition of arc-heated plasma wind tunnel

Input Power, kW	1.2
Volume flow rate of Ar, slm	4.0
Plenum pressure, kPa	50
Chamber pressure, Pa	20

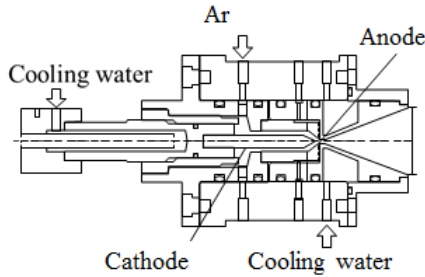


Fig. 3. Schematic of arc-heated plasma wind tunnel

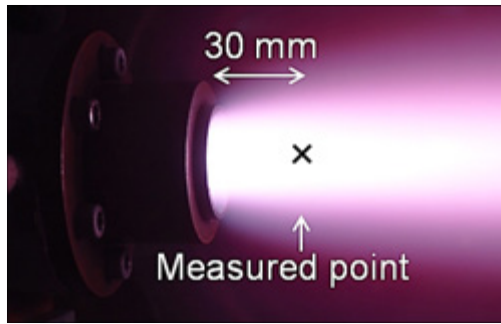


Fig. 4. Photograph of Argon plasma flow

4. 結果と考察

アーク風洞の投入電力を変化させて測定を行った。ガウスフィッティング後の測定プロファイルと各補正を加えた場合のプロファイルの変化の例を Fig. 5 に示す。吸収された励起レーザーの強度は周波数依存性を持ち、その結果中心付近の蛍光信号が弱まる。また蛍光の再吸収についても励起レーザーの吸収と同様に、測定されるはずの蛍光が再吸収によって失われ、その影響は中心付近で大きい。今回の測定では吸収飽和によるドップラー広がりのは比は 1.07 と見積もられた。よって以上 3 つの効果はすべて蛍光プロファイルの広がり本来のそれよりも大きくしてしまっているため、補正を行うことで蛍光プロファイルの広がり小さくなる。

次に行った測定について Table 3 に各作動条件を、Fig. 6 に結果を示す。測定点はノズル出口から 50 mm である。測定された蛍光信号により得られた並進温度はアーベル変換後の DLAS と比較して最大 50% も過剰に見積もられている。しかし、補正によって得られた並進温度は条件が異なってもアーベル変換後の DLAS と良い一致を示している。

先の 3 つの作動条件における測定結果について、光学的厚さと各補正後の吸収プロファイル半値全幅との関係を Fig. 7 に示す。条件 A, B, C と順に高エンタルピーであり、光学的厚さが増している。計測された半値全幅から励起レーザーの吸収、蛍光再吸収、吸収飽和の補正を順に適用することで正しい半値全幅となる。グラフから条件 A よりも B, C のほうが補正に占める励起レーザーの吸収と蛍光の再吸収の割合が大きくなっていることがわかる。これは歪みの原因が励起レーザーの吸収と蛍光の再吸収については光学的厚さであるのに対し、吸収飽和は励起レーザーの強度であることから妥当である。

Table 3. Operation conditions at various powers

Parameter, unit	A	B	C
Discharge current, A	30	60	90
Input power, W	600	1080	1620
Volume flow rate of Ar, slm	3.0	3.0	3.0
Enthalpy of flow, MJ/kg	1.45	2.44	2.79

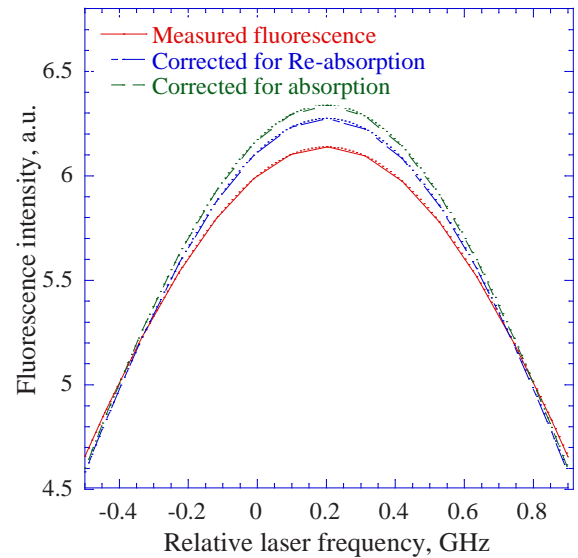


Fig. 5. Measured and corrected fluorescence profile after Gaussian fitting

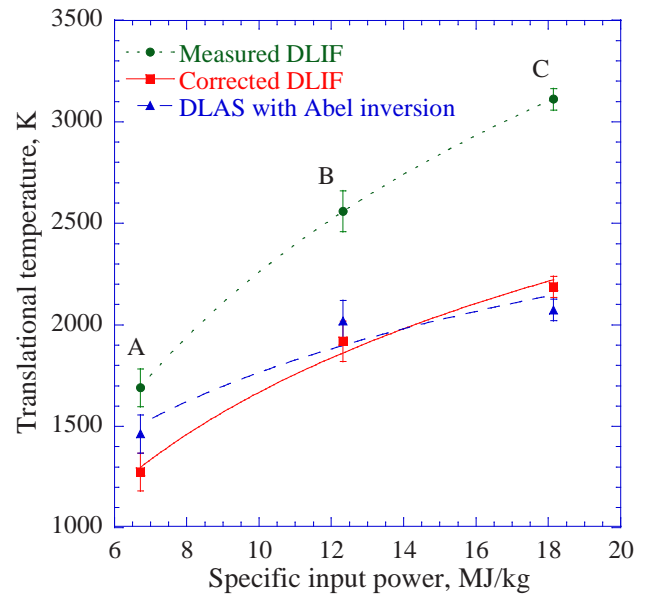


Fig. 6. Comparison of measured temperatures in various operation conditions

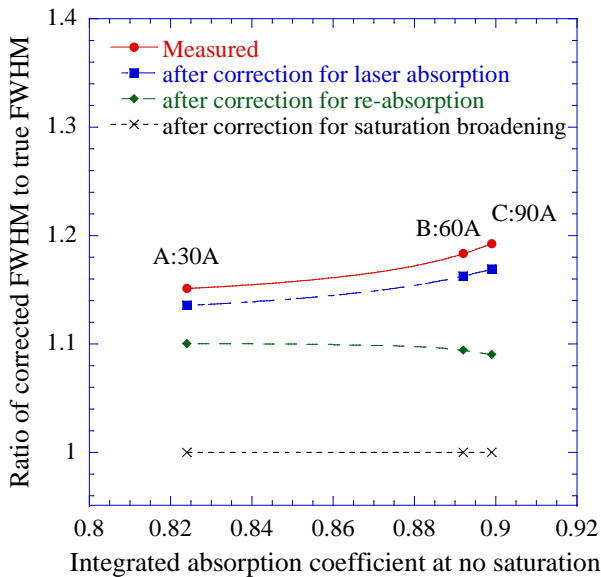


Fig. 7. Variation of the ratio of FWHM in Ar plasma flow

次に気流の中心軸上の温度分布を求めた結果を Fig. 8 に示す。風洞の作動条件は Table 3 の B と同じである。ノズル出口距離 5 ~ 75 mm まで 5 mm 間隔で測定を行った。誤差評価のために各測定につき 4 つのプロファイルを取得した。測定された温度はおおむね 2000 K 付近の単調減少直線に乗っている。直線から大きく外れた 2 点は過膨張に伴い発生する衝撃波を捉えている可能性がある。また、各測定法における必要プロファイル数を Table 4 に示す。アーベル変換に必要なプロファイル数はプラズマ気流の半径が 35 mm として見積もった。吸収補正誘起蛍光法に必要なプロファイル数は既存の DLAS に比べて 1/10 程度に短縮された。アーベル変換を用いる手法では膨大なプロファイル数の取得が求められ、測定時間が非常に長くなってしまい測定が困難である。実際に実験時間を比較したところ、吸収補正誘起蛍光法では 1/6 の実験時間で同じ数の測定点を計測することができた。

Table 4. Number of necessary profiles

DLIF combined with DLAS	180 (15×3×4)
DLAS with Abel inversion	2160 (15×35×4)

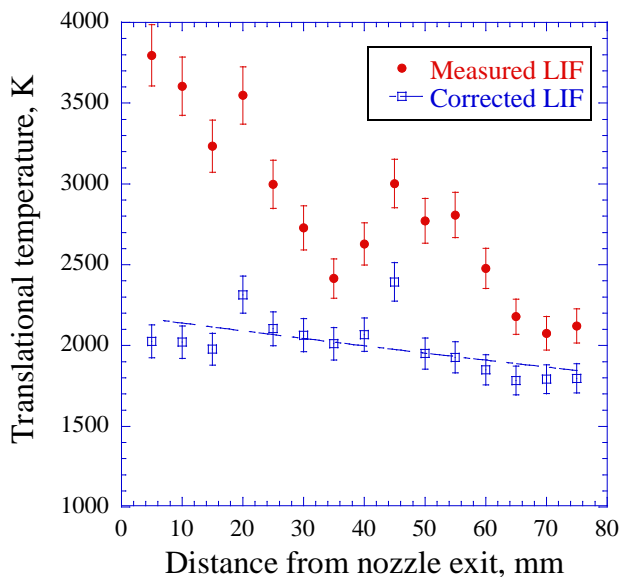


Fig. 8. Measured temperatures in various measurement points

5. 結論

DLIF と DLAS を組み合わせた、光学的に厚いプラズマ流にも適用できる吸収補正誘起蛍光法を用いて異なる気流条件での測定、および気流軸上の分布測定を行い、アーベル変換後の DLAS と比較したところ、結果はよい一致を示した。補正を行う前の DLIF で求めた並進温度は最大約 5 割過剰に見積もられていた。プラズマ流の光学的厚さが増すにつれて、吸収飽和の補正より励起レーザーの吸収と蛍光の再吸収の補正の割合が大きくなった。これはプロファイルの歪みの原因から考えても妥当である。さらに DLAS では必要プロファイル数が膨大になってしまうために困難であった気流軸上のより詳細な並進温度分布を求めた。測定に必要なプロファイル数は 1/10 に短縮され、実際の実験時間は 1/6 に短縮された。以上のことから、吸収補正誘起蛍光法は光学的に厚いプラズマ流に対して、軸中心に限定されるが短時間で正確な並進温度の点計測が可能なレーザー診断法であると言える。

参考文献

- 1) Laub, B., and E. Venkatapathy, "Thermal protection system technology and facility needs for demanding future planetary missions," Planetary Probe Atmospheric Entry and Descent Trajectory Analysis and Science. 2004, pp. 6-9.
- 2) Throckmorton, D. A., "Shuttle Entry Aerothermodynamic Flight Research: The Orbiter Experiments Program," Journal of Spacecraft and Rockets, **30**, 4 (1993), pp.449-465
- 3) Auweter-Kurtz, M., "Plasma source development for the qualification of thermal protection materials for atmospheric entry vehicles at IRS," Vacuum **65**, 3-4 (2002), pp.247-261
- 4) Li, Hejie, Ronald K. Hanson, and Jay B. Jeffries, "Diode laser-induced infrared fluorescence of water vapour," Measurement Science and Technology **15**, 7 (2004), pp.1285.
- 5) Matsui, M., Komurasaki, K., Herdrich, G. and Auweter-Kurtz, M. "Enthalpy Measurement in Inductively Heated Plasma Generator Flow by Laser Absorption Spectroscopy," AIAA J., **43** (2005), pp.2060-2064.
- 6) Demtroeder, W., Laser Spectroscopy, Springer, 2002.
- 7) Goeckner, M. J., J. Goree, and T. E. Sheridan., "Saturation broadening of laser-induced fluorescence from plasma ions," Review of scientific instruments, **64**, 4 (1993), pp.996-1000.
- 8) M Matsui, K Komurasaki, O Satoshi, and A Yoshihiro, "Influence of laser intensity on absorption line broadening in laser absorption spectroscopy," J.App-Phy. **100** (2006), pp.063102-063102 .