

JAXA 高エンタルピ風洞における光学的気流計測技術の現状

水野 雅仁、伊藤 健、藤田 和央、石田 清道 (宇宙航空研究開発機構)
長井 遵正 (株 AES)、藤井 啓介 (宇宙航空研究開発機構)

Present Research of Optical Flow Diagnostics Technique at JAXA High-Enthalpy Wind Tunnel

Masahito MIZUNO, Takeshi ITO, Kazuo FUJITA, Kiyomichi ISHIDA (JAXA)
Junsei NAGAI (AES Co.,Ltd), Keisuke FUJII (JAXA)

Abstract

In order to characterize the high-enthalpy flow such as arc-heated wind tunnel and inductively coupled plasma (ICP)-heated wind tunnel, two types of non-intrusive optical diagnostics method such as LIF (Laser-Induced Fluorescence) and emission spectroscopy is conducted. LIF diagnosis system for NO and O detection has been introduced in the 750kW arc heated wind tunnel in JAXA. Parameters in the measurement have been optimized and operational wind tunnel conditions for the LIF measurement has been determined. Nitric oxide fluorescence was observed at a total enthalpy no greater than 10 MJ/kg. Whereas atomic oxygen fluorescence was observed at a total enthalpy less than 20 MJ/kg in this wind tunnel. It was observed that the center of excited wavelength is shifted in the shock layer. The Doppler shift due to the free stream velocity has a same order effect on excitation wavelength. The translational temperature was reduced from the measurement using spectral broadening of atomic oxygen excitation spectrum. Radiation spectroscopy of high-enthalpy flows in an ICP-heated wind tunnel is conducted to improve accuracy of the radiation code and to evaluate the flow properties in the test section of the wind tunnel in detail. Imaging spectroscopy is used to obtain the radial distribution of emission spectra at a time, from which radial profiles of emission intensity are obtained by the inverse Abel conversion. Molecular temperatures are determined by the spectrum fitting method in the aid of the radiation code, SPRADIAN2. In order to accomplish better agreement between numerical predictions and experiments, the theoretical models and spectroscopic data for the radiation code are replaced with more accurate ones to reflect experimental and theoretical results. The radial distribution of temperature is obtained in the test flow.

1. はじめに

アーク加熱風洞や誘導加熱プラズマ風洞（プラズマトロン）は、再突入機の熱防護系の開発と試験のために、長時間高エンタルピ気流を発生することが出来る設備として多用されている。再突入機周りの気流の物理化学的性質は、熱防護系の設計に非常に重要である。機体周りの気流の性質の解明にはしばしばこのような高エンタルピ風洞設備が使われる。この種の風洞設備の気流は、熱化学的非平衡現象に支配される。これまで JAXA 総合技

術研究本部では、気流を特徴づけるために、発光分光法、レーザー吸収分光法等の非接触診断法を試みてきた。これに続く第3の非接触式計測法として、レーザー誘起蛍光計測システム(Laser-Induced Fluorescence, LIF)を整備した。そこで本論文では、LIF 計測結果を中心に報告し、さらにこれまで実施した発光分光計測結果についてその概略を述べる。

レーザー誘起蛍光法では、一酸化窒素(NO)と酸素原子(O)からの蛍光を検出し、アーク加熱高エンタルピ気流の特性を定性的に評価した結果を報告する。他の研究例と

しては、境界層内の酸素原子と一酸化窒素に対して、定量的なレーザ誘起蛍光計測を Lohle ら^[1]が行なっている。

発光分光計測法では、JAXA 総合技術研究本部に設置されている誘導加熱プラズマ風洞の気流温度等を推定した結果の概略を報告する。

2. レーザ誘起蛍光法

2.1 実験

実験は、JAXA 総合技術研究本部に設置されている 750kW アーク加熱風洞を用いた。この風洞は、ノズルスロート径 25.00mm の円錐型ノズルに接続されたコンストリクター型アーク加熱器を装備している。ノズル出口の設計マッハ数は 4.8 である。風洞条件は、アーク加熱器の印加電流と全質量流量によって制御される。

図 1 に LIF 実験系を示す。主な光学系配置は、Nd:YAG レーザ(Spectra-Physics Quanta-Ray LAB 170-10)、色素レーザ(ScanMate 2E, Lambda Physics)と検出系からなる。Nd:YAG レーザは、355nm の波長で 1 パルス当たり 80mJ で運転しており、レーザパルス幅はおよそ 10ns である。

Nd:YAG レーザは、NO 分子と O 原子を励起するために、448nm から 452nm の波長範囲で色素レーザをポンピングする。色素は Coumarin47 を用いる。レーザ光は非線形光学結晶(BBO I)とプリズムによってそれぞれ波長変換および波長分離が行なわれる。風洞チャンパー内にレーザ光を入射させるために、反射率に優れた誘電多層膜で表面蒸着された反射ミラーを使用した。ノズル上方に石英ガラス製レーザ入射窓がある(図 2)。風洞運転条件を表 1 に示す。

実験では次の 2 種類の計測を行なった。すなわち、①レーザ波長を最小 1 pm の増分でスキャンさせて NO 分子と O 原子の励起スペクトルを探索する計測、②固定波長で蛍光の積算画像を得る計測の 2 種類である。

レーザパルスと ICCD カメラゲート開放の同期は PTU (Programmable Timing Unit)に拠った。色素レーザは TTL-I/O を経由して制御した。レーザパルスはカメラの露光間隔と同期させている。

(1) NO-LIF

NO 蛍光は、UV Nikon lens (105mm, f/4.5)を取り付けた ICCD カメラ(1024 × 1024 array with 13μm pixels, Andor iStar camera)で撮影した。ゲート開放時間は、蛍光と電子回路系のジッターを考慮して 300ns に設定した。Mcdermid らは NO 分子の $A^2\Sigma^+, v=0$ 状態の蛍光寿命を 200ns^[2]と報告している。本実験でのゲート時間は、

蛍光を捉えるのに十分な時間を有している。ICCD カメラの delay 時間と露光時間はそれぞれ 350ns, 2ms である。UV レンズには Schott UG-5 フィルタが取り付けられてあり、散乱レーザ光やプラズマ気流の発光の影響を除去している。

自由流中での NO 密度の推定には、ガスセル内に封入した既知濃度の N₂-NO 混合ガスを比較校正に用いた。このセルは石英ガラスで作られている。光学系の配置を、風洞実験とガスセル実験で同一にすることによって、蛍光強度に及ぼす光学的定数が影響しないようにした。充分孤立したスペクトルの中心波長である 224.732nm で NO 分子からの蛍光を、風洞気流とガスセルの両方で観測した。

(2) O-LIF

O 蛍光は、NIR Nikon lens (105mm, f/1.8)を取り付けた ICCD カメラ (1280 × 1024 array with 6.7μm pixels, LaVision NanoStar camera)で撮影した。O-LIF 撮影用カメラは、制御用パソコンと光ファイバーケーブルで接続されている。

ICCD カメラのゲート開放時間は蛍光と電子回路系のジッターを考慮して 50ns に設定した。D.G.Fletcher と D.J.Bamford は酸素原子の蛍光寿命が、アーク加熱気流中で 30ns 程度であると報告している^[3]。本実験でのゲート時間は、蛍光を捉えるのに十分な時間を有している。ICCD カメラの delay 時間と露光時間はそれぞれ 2.12μs, 2ms である。カメラレンズには、半値全幅が 3.7nm で中心波長が 844nm であるバンドパスフィルタが取り付けられてあり、散乱レーザ光やプラズマ気流の発光の影響を除去している。特に、気流によって加熱される供試体からの赤外線の影響を除去することはこの計測において重要な対策である。

基底状態の酸素原子には、角運動量の異なる($J=2,1,0$)の 3 つの微細構造が存在し、熱的平衡ではボルツマン分布に従っている^{[4][5]}。225.7nm の波長で、 $3p^3P_{1,2,0} \leftarrow 2p^3P_2$ の遷移に基づく 2 光子吸収によって酸素原子を励起した^{[6][7]}。

2.2 結果および考察

(1) NO-LIF

低エンタルピ風洞運転条件 (10MJ/kg 以下) が蛍光計測に適していた。500A, 16g/s および 700A, 10g/s という高エンタルピ風洞運転条件 (エンタルピ値はおよそ 20MJ/kg) では、ほとんど蛍光は観察出来なかった。一方、我々の燃焼平衡計算から、総エンタルピが減少するほど NO モル分率が増加することを予測していた。この

計算による予測と、実験結果とは整合的である。図3は、300A, 16g/sの運転条件における自由流中での2つの励起波長スキャン結果（積算画像）である。図の横軸は励起波長の2倍の値で表示してある。上図はアーク気流の外縁での励起スペクトル計測であり、下図は気流中心での励起スペクトル計測であることをそれぞれ表している。

気流中心での蛍光信号強度は、気流外縁領域よりも弱く、S/N比は2から2.5である。同様の計測結果は既に報告されていて^[8]、我々のデータはそれと一致する結果である。図4は時間平均した典型的な蛍光画像である。気流方向は右から左であり、SiC 供試体が投入されている。同図から、蛍光の空間分布に違いがあることがわかる。即ち蛍光強度は、レーザー光軸に沿って、せん断層で強く、衝撃層内で弱くなっている。これに比べて、自由流中における蛍光強度は弱い。この理由は次の通りである。つまり、せん断層における気流温度は、気流中心よりも低いので、解離した酸素原子と窒素原子が容易に結合し、一酸化窒素分子が生成されるからであるということである。図4(a)は、励起スペクトルのピーク強度における画像であり、図4(b)(c)(d)は、スペクトルの裾野領域における画像である。

図5は時間分解 NO 蛍光強度図である。図から、蛍光の半減期はおおよそ200nsであることがわかるが、これは既に知られた値^[2]とほぼ一致する。従って、本実験系においても正しく NO 蛍光を捉えていることを確かめることが出来た。図6は、供試体表面からの距離に対する蛍光強度のグラフである。レーザー光は図4に示されるように、気流に対して斜入射させているが、同図の横軸は、よどみ流線上に上流方向（ノズル出口に向かう方向）を正に採っている。本実験では、気流と光軸（蛍光線）のなす角 θ は 50° である。中心波長が、表面からの距離が7.5mm 廻りからシフトしており、そのシフト量は0.001nm のオーダーであることが同図からわかる。一方、既実施の空間分解発光分光計測では、衝撃波離脱距離（分解能は3mm）は10mm 程度であった。つまり、励起スペクトルの中心波長シフトは、中心波長が衝撃層内外であるかどうかによって発生していると予測出来る。実際に、光のドップラー効果に基づき中心波長のシフト量を計算すると、0.0013nm となり、図に示されるシフト量とオーダーが一致する。ここで、光のドップラーシフト量の計算には、後述する NENZF 計算 code で求めた流速を用いた。今後、レーザー線幅をさらに細くすることによりこの効果を精密に計測する（実際には、この関係を用いて流速を計測する）ことが課題の1つである。

次に、密度計測について述べる。既に述べたように、今回は予備的考察として、既知の濃度（N₂ ガスと100ppm の NO ガスの混合ガス）の NO ガスを封入したガラスセルでの蛍光計測（較正計測）値と、風洞実験での蛍光計測値との比から密度を推定した。較正計測の条件は、大気圧、300K である。計測における光学的な影響を取り除くために、ガラスセルは風洞気流中心線上に固定して計測した。この2つの計測では、224.732nm の充分孤立した励起スペクトルを用い、その強度比から風洞気流（自由流）中の NO 密度を推定した。その結果、NO 密度を $\rho_{NO}=3.18 \times 10^{-4} [kg/m^3]$ と推定した。一方、アーク加熱器内部（燃焼平衡組成計算）からノズル出口までの領域を、後述する NENZF (Non-Equilibrium Nozzle Flows) ^[9] 計算 code を用いて計算すると、自由流中での NO 密度は $\rho_{NO}=1.21 \times 10^{-5} [kg/m^3]$ である。この2つの値の相違は、蛍光強度に及ぼす量子統計力学的効果（温度、圧力、組成によって変化する quenching の効果等）によるものである。即ちガラスセルと風洞気流では、それぞれ温度・圧力が異なる。よって quenching の影響を別途評価する必要があるため、今後真空ガスセルを使い、蛍光量子効率を評価することが必要となる。今回は、既知の濃度の NO ガスとの比較により NO 密度を推定する手順を大気圧下で確認することで、必要な課題を明確にすることが出来た。

(2) O-LIF

励起波長は225nm 近傍であり、NO-LIF と同じくレーザービームを斜入射させて1次元計測を行なった。光学系の配置はNO-LIF と同一である。図7は基底状態にある酸素原子の3つの異なる励起スペクトル（微細構造）を示す。風洞運転条件は300A, 10g/s（風洞運転条件の下限近傍）の場合であるが、700A, 10g/s の場合（風洞運転条件の上限近傍）でも同様のスペクトルが得られた。同図から、角運動量 J=2 成分の場合が最も相対的な分布が高いことがわかる。図8は酸素原子が発する蛍光の一例である。同図(d)では蛍光は弱いですが、どの波長においてもレーザー光軸全体に沿って蛍光が観察されている。

図9は供試体表面からの距離に対する励起スペクトルを示す。NO-LIF と同じく中心波長がシフトしていることがわかる。表面からの距離が7.5mm 廻りから0.001nm のオーダーでシフトしていることや、光のドップラー効果に基づき中心波長のシフト量を計算すると0.0015nm であることなど、NO-LIF の場合と同じ傾向を示す。

O-LIF 計測結果から衝撃層内外の並進温度を推定した。並進温度は、励起スペクトルのドップラー拡がりを

用いて次の関係式から求めることが出来る。

$$\Delta\lambda_D = \frac{2\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \sqrt{\ln 2}$$

図 10 は並進温度分布を示す。図(a)の○印は 300A, 10g/s の風洞運転条件 (cold wall 加熱率が 1.15[MW/m²] の場合) であり, 図(b)の□印は 700A, 10g/s の風洞運転条件 (cold wall 加熱率が 2.48 [MW/m²] の場合) である。LIF 計測値との比較のために, 前述した “NENZF (Non-Equilibrium Nozzle Flows)” 計算 code 等を用いて, 衝撃波背後条件として次の 2 つの場合を仮定して計算した。即ち, (1) 熱的・化学的凍結条件, (2) 熱的平衡化学的凍結条件の 2 つの場合である。NENZF 計算 code により, 貯気槽 (アーク加熱器) の気体条件 (温度, 密度, 圧力, 濃度等) とノズル出口までの気流の数値計算を行なった。NENZF code は, 準 1 次元ノズル流れ, 定常, 非粘性流れを扱う。入力データとして貯気槽内よみ点温度と圧力が必要である。衝撃波背後の条件は垂直衝撃波関係式^[10]から求める。同図(a)(b)両方とも△印は NENZF 数値計算結果である。その数値計算では(1)熱的・化学的凍結流の場合を仮定しており, 具体的な数値を表 2 (a)(1)と(b)(1)に示す。▲印とそれに続く水平線は, (2)熱的平衡化学的凍結流の場合の NENZF 計算結果であり, 具体的な数値を表 2 (a)(2)と(b)(2)に示す。図 10 の▲印に続く水平線は, 振動緩和過程がその範囲で起こっていることを模式的に表しており, その線の長さは正確ではない。衝撃波背後でいったんオーバーシュートした温度は, その後の振動緩和過程によって減少することを意味している。また, 図から衝撃波離脱距離はおよそ 8mm であることがわかる。

NENZF 計算結果は表 2 にまとめた。上述した(1)(2)どちらの場合も, 平均自由行程は約 0.1mm であり, 従って振動緩和距離は 1mm のオーダーである。よって温度が平衡状態に達するまで, 温度は約 700K (表 2 の(1)と(2)の温度差) 減少する。同様の傾向が図 10 に現れている。しかし O-LIF 計測結果から得られる温度差は, 数値計算によるそれよりも大きい。この相違の原因を探ることは今後の課題である。

O-LIF 計測結果から求めた自由流中の酸素原子並進温度は 3000K 程度である。この値は過大であり, この誤差の原因は現在明確ではない。考えられる原因の 1 つとして, 装置の線幅を考慮していないことがあげられるが, データ数を蓄積し気流に対するレーザ光路の空間的位置を変えて計測を行なうことにより, この問題を調査する

ことを考えている。

3. 発光分光法^[11]

3.1 実験手順と発光スペクトル

110kW 誘導加熱プラズマ風洞流れに対して, 輻射計算 code の精度を向上させ気流条件を評価するために, 発光分光計測を行なった。110kW 誘導加熱プラズマ風洞は JAXA 総研本部に設置されている^[12]。分子温度と成分濃度を輻射 code SPRADIAN2 を使いスペクトルフィッティングによって求めた。分子温度の半径方向分布を逆アーベル変換によって求めた。

図 11 に実験系を示す。風洞運転条件は, 電力 90kW, 質量流量 1.8g/s であり, これにより 15 から 18MJ/kg の総エンタルピが得られている。作動気体は空気と窒素である。分光器は Acton SpectraPro 500i imaging spectrometer を使い, ANDOR DH520 ICCD カメラが取り付けられている。半径方向の空間分解能は, 気流測定点上で 0.228mm である。225nm から 900nm までの全波長スペクトルを得るために, 波長を 8 つに分割した (200nm-300nm, 300nm-400nm, 350nm-450nm, 450nm-500nm, 550nm-650nm, 650nm-750nm, 750nm-850nm, 800nm-900nm)。

電力 90kW, 流量 1.7g/s, 周囲圧 10kPa, 作動気体が窒素の場合の発光分光計測結果を, 合成スペクトルとして図 12 に示す。スペクトルは主に, N₂⁺(1+), N₂⁺ Meinel system, N₂(1+), N₂(2+) system から成る。窒素を作動気体として使用しているが, UV 波長領域で NO が観察され, さらに OH, NH, CN は無視出来なかった。炭素原子は汚染された壁から, 酸素原子と水素は大気中の酸素分子及び水蒸気から発生し, それらはテストセクションに残留ガスとして残っていると考えられる。プラズマトロンの運転では通常, テストセクションは完全に真空引きされておらず, 着火前に完全に作動気体に置き換わっていない。

空気流の場合の合成スペクトルを図 12(b)に示す。窒素気流の場合と比べて, 最も強度が強いのは NO 分子からの発光であり, N₂ と N₂⁺ は減少している。また, CN, OH, NH からの発光は 400nm 以下の波長で主な成分であり, 半径方向距離 r=32mm で OH 強度は最大である。

3.2 スペクトルフィッティング

スペクトルフィッティングの目的は, プラズマトロンのテストセクションで温度と密度のような流れの性質を測定することや, 輻射 code の改良を行なうことである。

50K ごとに 3000 ~ 7000K までの温度での平衡化学組成を求めた結果を用いて、SPRADIAN2 により発光スペクトルを計算した。

スペクトルマッチングの基準は次の評価関数を最小にすることによって得られる。

$$S = \sum_i^N \frac{\left\{ \frac{I_i}{I(\lambda_i)} - 1 \right\}^2}{N}$$

ここで I_i と $I(\lambda_i)$ は、それぞれ波長 λ_i における計測発光強度、計算発光強度である。 N は合成スペクトルの全数である。しかしながら、上述したように、計測したスペクトルには、窒素および空気に対して、平衡組成では含まれない不純物からの発光が含まれている。これを説明するために、各々の温度で、不純物からの発光を計算しモル分率を仮定することによって元々の数値スペクトルにそれを加え、評価関数が最小になるまでモル分率を変化させた。不純物のモル分率は非常に小さいので、それらは平衡組成には影響しないと仮定した。

最終的なフィッティング結果を、窒素流に対して図 13 と 14 に、空気流に対して図 15 に示す。図 13 に示されるように、気流温度を 5800K と設定した場合に、計測値と計算値がよく一致している。このよい一致は、気流中心から離れるほど悪くなるが、これは 500nm から 600nm におけるフィッティングの誤差から起因するものである。

気流半径方向の温度分布を図 16 に示す。この温度の半径方向分布を用いて、流れのエンタルピを理論的に計算することが出来る。気流中心から 25mm 以内の流れの総エンタルピの平均値は、窒素流に対して 13.4 ± 1.0 MJ/kg であり、空気流に対して 13.7 ± 1.1 MJ/kg であった。これに対して、熱バランス法による計測値は、両気体とも 17.7 ± 1 MJ/kg であり、計算値よりも 30% 高い。熱バランス法により求めたエンタルピは、熱輻射と構造材料への熱伝導などによる損失のために高い値を示すことがしばしば指摘されている。この理由のため、分光学的に求めた流れのエンタルピ値は、局所熱平衡下でより正確な値であると考えられる。

4. まとめ

NO 分子と O 原子に対するレーザ誘起蛍光システムを JAXA 750kW アーク加熱風洞に導入して計測した。蛍光計測が可能な LIF システムの計測パラメータを最適化し、さらに蛍光が検出出来る風洞運転条件を決定した。また、

発光分光計測法にスペクトルフィッティング法を組み合わせることにより、気流の半径方向分子温度を推定した。さらに、気流の総エンタルピを分光学的に推定した。本風洞における光学的計測の結論は次の通りである。

レーザ誘起蛍光計測に対して、

- (1) JAXA 750kW アーク加熱風洞の高エンタルピ気流に対する LIF システムの計測パラメータを最適化した。
- (2) NO 蛍光は流れの総エンタルピが 10MJ/kg 以下の条件で観察出来た。一方 O 原子の蛍光は 20MJ/kg まで観察可能であった。
- (3) 励起波長の中心波長シフトが NO-LIF と O-LIF の両方で観測された。そのシフト量は、光のドップラー効果に基づくシフト量の推定値と同じく 0.001nm のオーダーであった。即ち、光のドップラー効果により、衝撃層内外で励起波長がシフトしていることがわかった。
- (4) 風洞実験で得た 224.732nm における励起スペクトルを、既知の濃度の NO ガスでの励起スペクトル（校正計測）と比較して自由流中における NO 密度を推定した。一方、NENZF 計算 code により同じ条件での NO 密度を計算した。両者の値は 10 のオーダーで異なっていた。この相違は、校正計測で quenching 等の効果を反映していないためである。今回は、校正手順の確認を大気圧下で行い、今後の課題を明確化した。
- (5) 気流の並進温度を、酸素原子の励起スペクトルのドップラー拡がりから推定した。温度は NENZF code から予想される値よりも高い。この相違の原因を探ることは今後の課題である。振動緩和距離は 1mm のオーダーであると予想される。

発光分光計測に対して、

- (6) スペクトル計算 code である SPRADIAN2 を、計算スペクトルと、プラズマトロンで生成された局所熱平衡下のプラズマで得られた発光スペクトルと比較することにより検証した。
- (7) 計測したスペクトルから、プラズマトロンのテストセクションにおける半径方向温度分布をスペクトルフィッティング法により決定した。
- (8) 印加電力が 90kW のとき、気流中心での最大温度は窒素流と空気流に対してそれぞれ 5800K、5600K であり、総エンタルピはそれぞれ 13.4 MJ/kg および 13.6 MJ/kg である。

参考文献

- [1] Stefan Lohle, Farid Infed and Monika Auweter-Kurtz, "Experimental and Numerical Rebuilding of Re-Entry Plasma Flows," AIAA paper 2004-2382, 2004.
- [2] Stuart Mcdermid and James B. Laudenslager, "Radiative lifetimes and electronic quenching rate constants for single-photon-excited rotational levels of NO ($A^2\Sigma^+, v=0$)," J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer vol. 27, No.5, pp. 483-492, 1982.
- [3] Douglas G. Fletcher and Douglas J. Bamford, "Arcjet flow characterization using laser-induced fluorescence of atomic species," AIAA paper 98-2458, 1998.
- [4] A. Del Vecchio and G. Palumbo, "Roto-translational temperature measurements of NO-molecules and O-atoms by 2D-LIF spectroscopy in a non-equilibrium high enthalpy flow," AIAA paper 99-3598, 1999.
- [5] M. Feigl, J. E. Dennis, S. Fasoulas and M. Auweter-Kurtz, "Comparison of LIF and solid electrolyte sensor measurements of atomic oxygen in a plasma jet," AIAA paper 2000-0198, 2000.
- [6] Bischel, W.K., Perry, B.E., and Crosley, D.R., "Detection of Fluorescence from O and N Atoms Induced by Two-Photon Absorption," Applied Optics, Vol. 21, No.8, 1982, pp.1419-1429.
- [7] Bamford, D.J., Jusinski, L.E., and Bischel, W.K., "Absolute Two-Photon Absorption and Three-Photon Ionization Cross Sections for Atomic Oxygen," Physical Review A: General Physics, Vol. 34, No.1, 1986, pp.185-198.
- [8] Feigl, M., Auweter-Kurtz, M., "Investigation of nitric oxide in a high enthalpy air plasma flow using laser-induced fluorescence," AIAA paper 98-2459, 1998.
- [9] Lordi, A. J., Mates, E.R. and Moselle, R.J., "Computer Program for the Numerical Solution of Non-equilibrium Expansions of Reacting Gas Mixtures," NASA CR-472.
- [10] K. Fujii and H.G.Hornung, "A procedure to estimate the absorption rate of sound propagating through high temperature gas," GALCIT report FM 2001.004, California Institute of Technology, 2001.
- [11] Kazuhisa Fujita, Masahito Mizuno, Kiyomichi Ishida, Takeshi Ito, Takahiro Sumi and Takuji Kurotaki, "Spectroscopic Diagnostics of Electrically Heated High Enthalpy Wind Tunnels," AIAA paper 2005-173, 2005.
- [12] Ito T., Ishida K., Mizuno M., Sumi T. And Fujita K., "Heating Tests of TPSsamples in 110kW ICP-heated Wind Tunnel," ISTS 2004-e-20, 24th International Symposium of Space Technology and Science, Miyazaki, Japan, 2004.

表 1 LIF 用風洞運転条件

	Arc heater	Arc current [A]	Mass flow rate [g/s]
O-LIF	2 pack	300	10
		700	10
NO-LIF	2 pack	240	16
		300	16

表 2 流れの数値計算結果

(a) 2 pack, 300A & 10g/s case

Free stream condition		Post shock condition			
T_∞	875 [K]		T [K]	P [Pa]	Mean free path [m]
P_∞	67.4 [Pa]	(1) T&C frozen	6386	2169	6.68×10^{-5}
		(2) T equilibrium & C frozen	5690	2258	5.72×10^{-5}

(b) 2 pack, 700A & 10g/s case

Free stream condition		Post shock condition			
T_∞	785 [K]		T [K]	P [Pa]	Mean free path [m]
P_∞	55.7 [Pa]	(1) T&C frozen	6961	2094	7.55×10^{-5}
		(2) T equilibrium & C frozen	6298	2175	6.57×10^{-5}

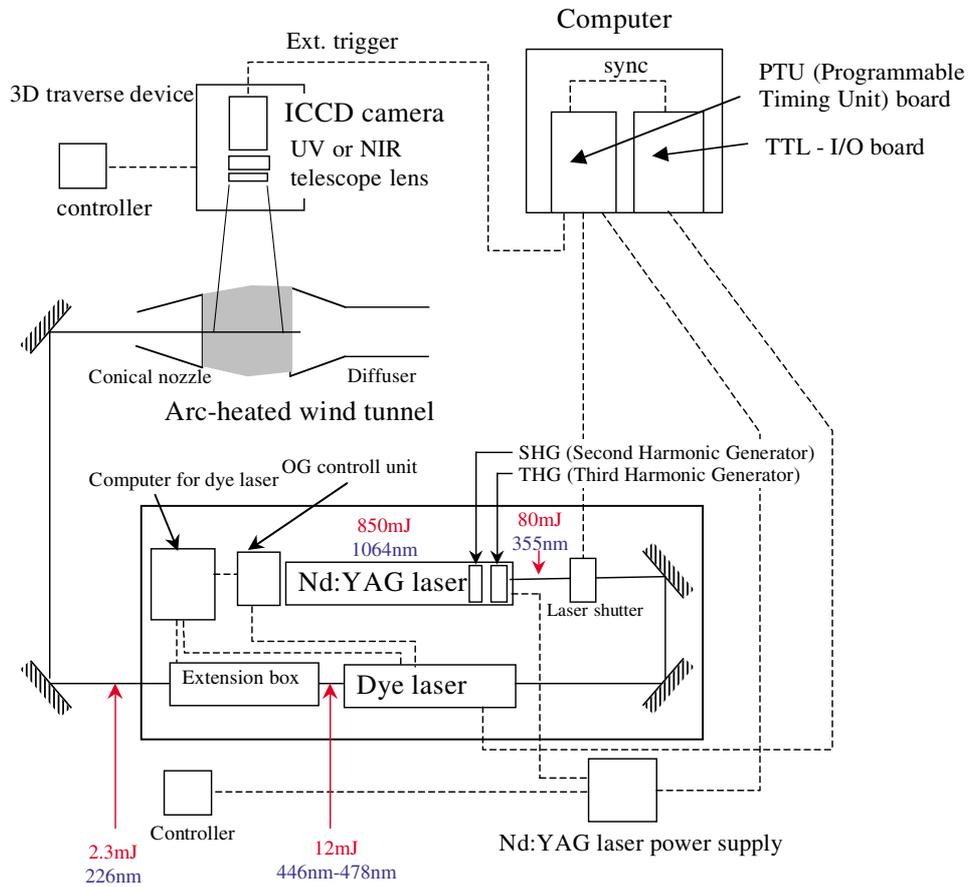
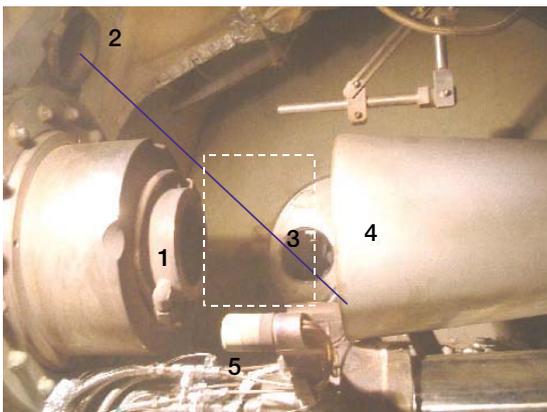


図 1 LIF 実験光学系



1: nozzle exit, 2: window, 3: observation window, 4: diffuser, 5: specimen and holder

図 2 LIF 測定領域

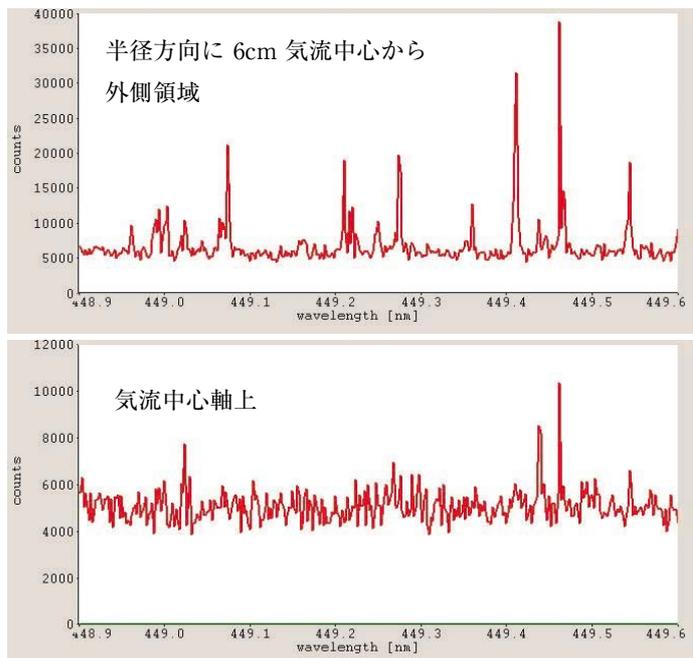


図 3 NO-LIF の励起スペクトル例

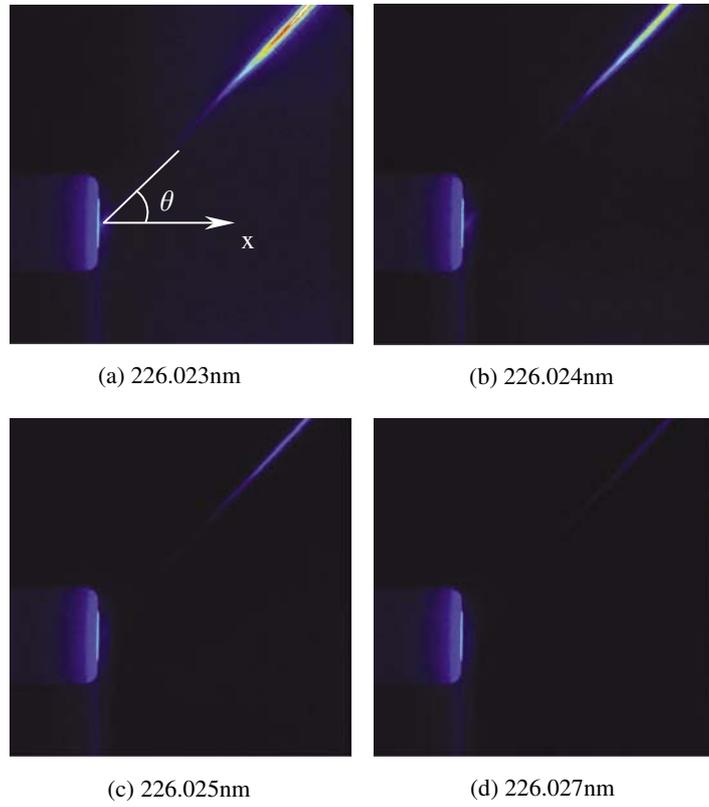


図 4 アーク加熱気流中の NO 蛍光例

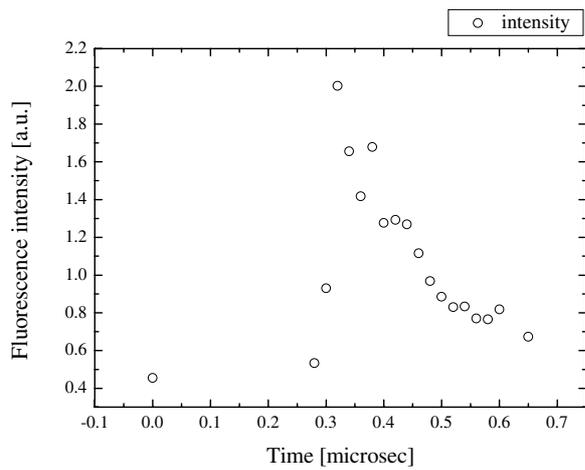


図 5 時間分解 NO 蛍光計測

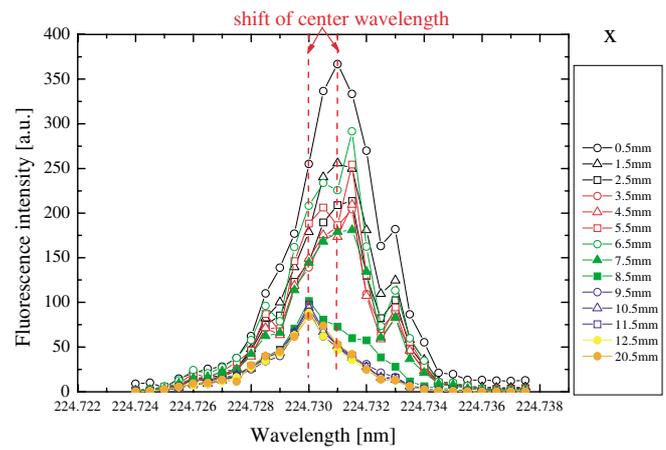


図 6 供試体表面からの距離に対する蛍光強度変化 (NO-LIF の場合)

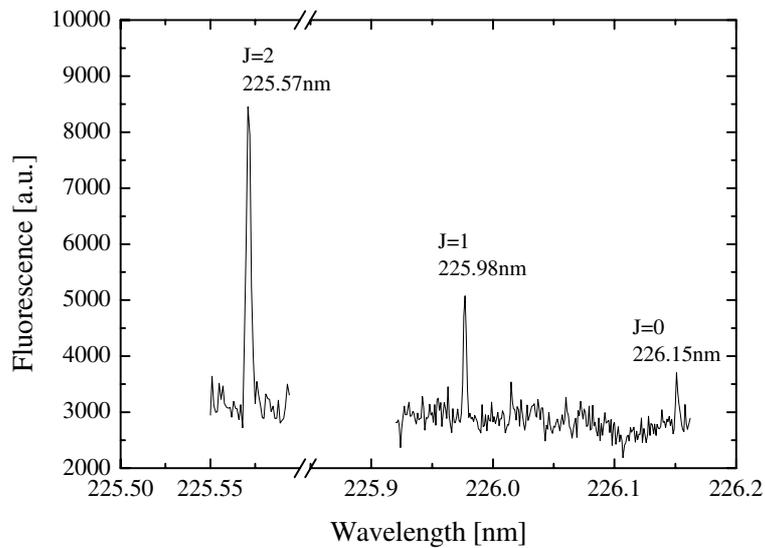


図7 基底状態の酸素原子に対する3つの微細構造 (300A, 10g/s case)

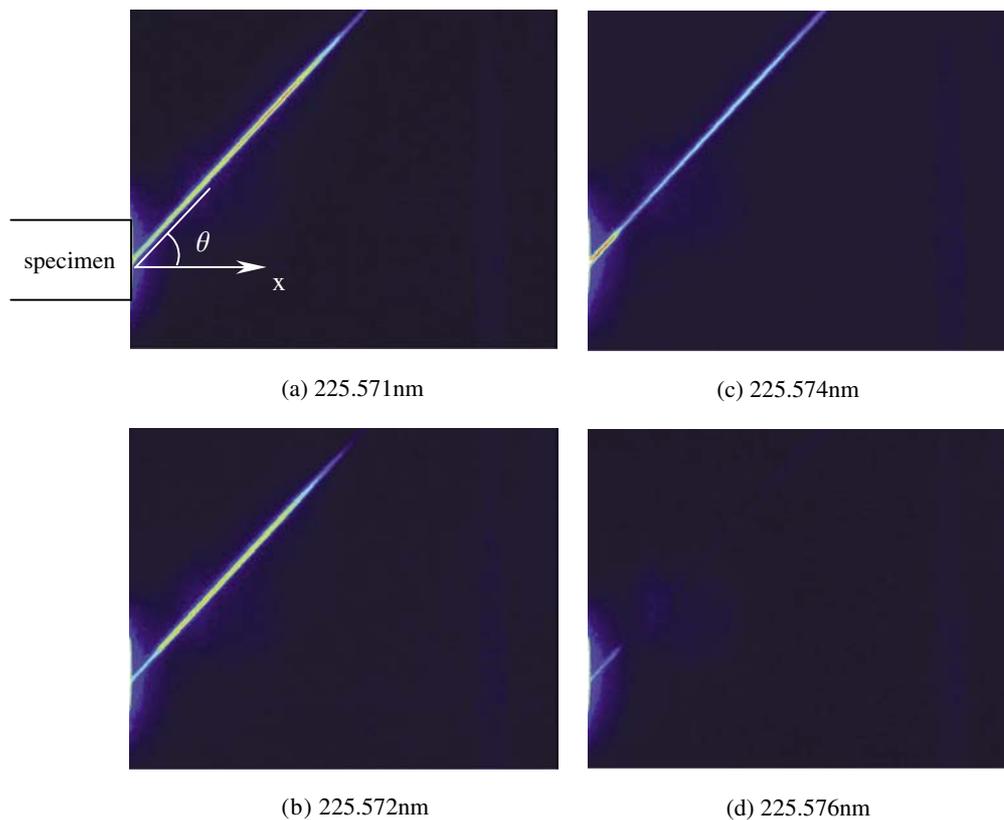


図8 アーク加熱気流中のO蛍光例

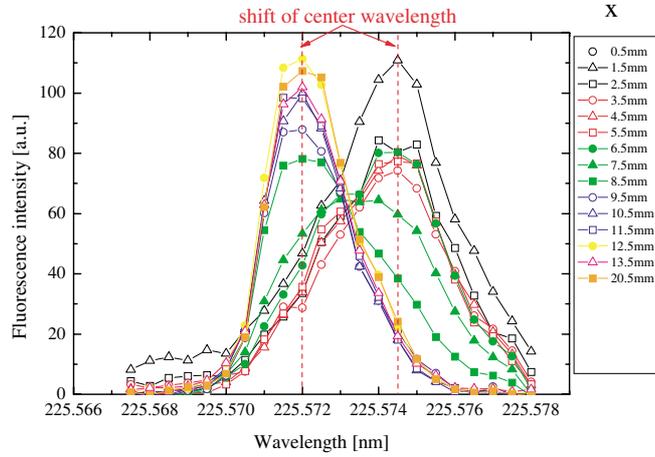
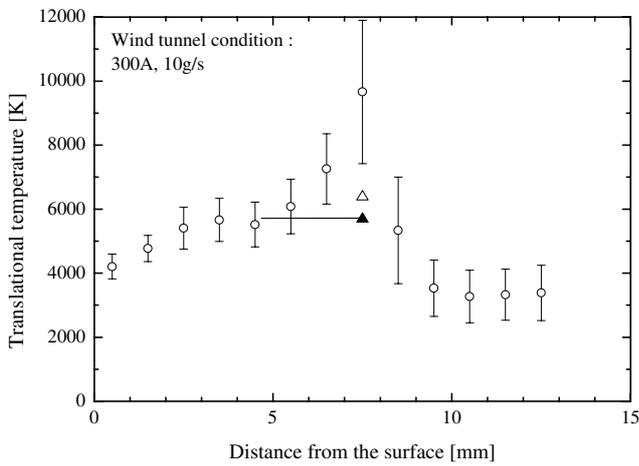
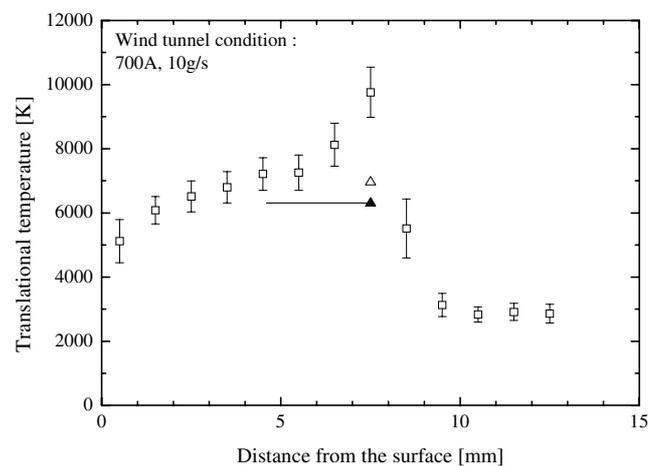


図 9 供試体表面からの距離に対する蛍光強度変化 (O-LIF の場合)



(a) 300A, 10g/s case



(b) 700A, 10g/s case

図 10 並進温度分布

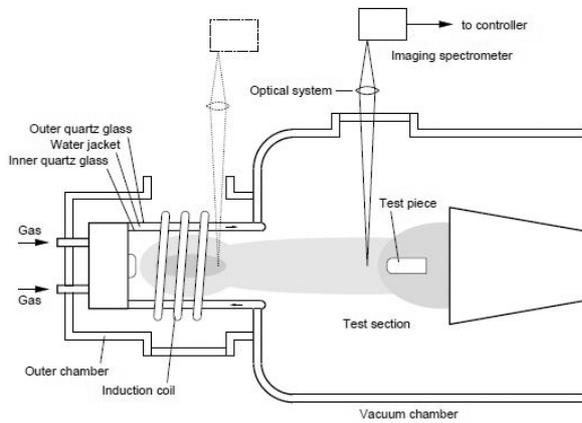


図 11 発光分光計測系

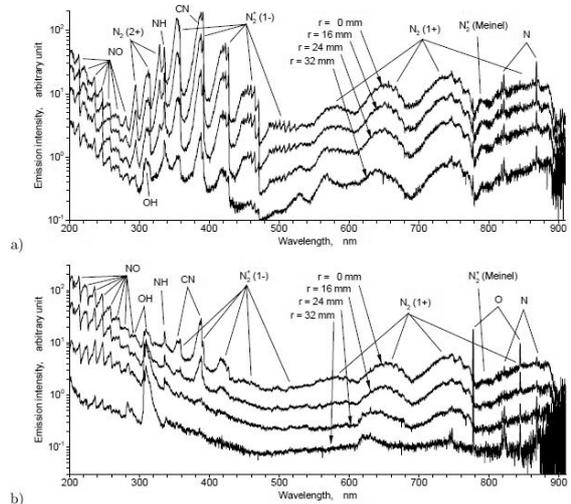


図 12 いくつかの半径位置における発光強度合成スペクトル
 a) 印加電力 = 90kW、作動気体 = 窒素、質量流量 = 1.7g/s、周囲圧 = 10kPa b) 印加電力 = 90kW、作動気体 = 空気、質量流量 = 1.8g/s、周囲圧 = 10kPa

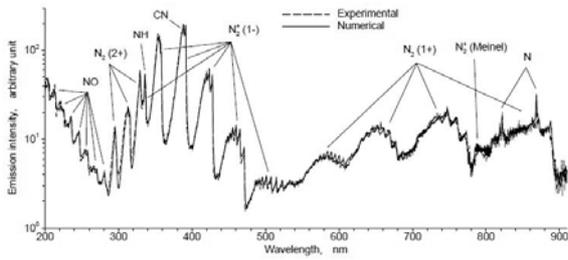


図 13 窒素流に対する合成された計測スペクトルへの数値フィッティング 半径方向距離 =0mm、印加電力 =90kW、質量流量 =1.7g/s、周囲圧 =10kPa 推定温度は 5800 ± 100 K

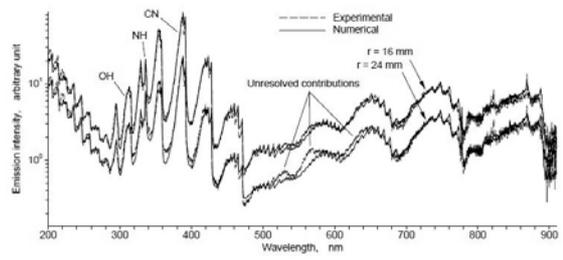


図 14 窒素流に対する半径方向外側位置での合成された計測スペクトルへの数値フィッティング 印加電力 =90kW、質量流量 =1.7g/s、周囲圧 =10kPa 推定温度は 5500 ± 150K (r=16mm) および 5200 ± 200K (r=24mm)

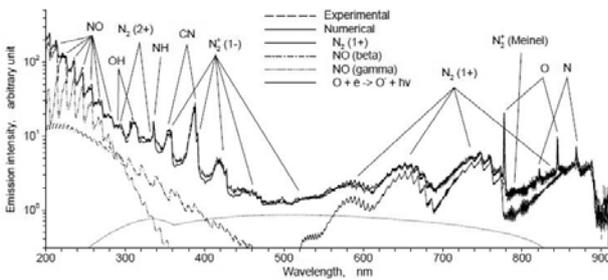


図 15 空気流に対する合成された計測スペクトルへの数値フィッティング 半径方向距離 =0mm、印加電力 =90kW、質量流量 =1.8g/s、周囲圧 =10kPa 推定温度は 5600 ± 100 K

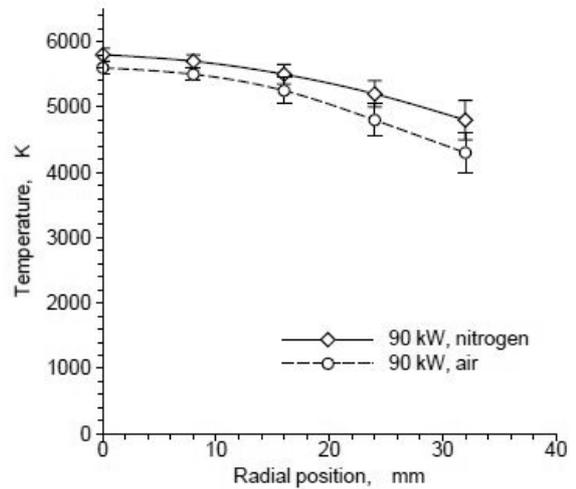


図 16 半径方向温度分布 印加電力 =90kW、周囲圧 =10kPa、質量流量 =1.7g/s (窒素流)、1.8g/s (空気流)