極超音速流れ中の球及びくさび周りの温度場の LIF 計測

LIF Measurement of Temperature Fields Around Sphere and Wedge in Hypersonic Flow

技術本部 田 坦 也*' 志 坂 田 康*2 展 H 祥 **啓***3 岩 崹 司*4 誠

極超音速流れ (M_∞=6.2) 中に置かれた 2 種類の基本形状物体,球及びくさび回りの温度場を一酸化窒素 NO の 3 本の吸収線 を利用するレーザ誘起蛍光法 (LIF) にて計測した.主流の温度が約 70 K,一方物体のよどみ点温度が約 600 K と比較的広い範 囲の温度の計測値は,理論値に±5%以内の高精度で一致した.

The temperature distributions around two bodies with simple shapes, a sphere and a wedge, in a hypersonic fluid flow were measured by laser-induced fluorescence (LIF) taking advantage of the three absorption lines of NO. In both instances, the temperature distributions measured in the free stream (up to 70 K), behind the shock wave, and at the stagnation point (up to 600 K) invariably showed a high degree of agreement with the calculated values.

1. まえがき

レーザ誘起蛍光法(Laser-Induced Fluorescence)は,流れの可 視化計測にとどまらず,温度等の流れの状態量を非接触にて定量 的に計測する手法として期待されている.

1980年代の初め以降,燃焼流流れを中心とした研究^{(1)~(3)}や高エンタルピー風洞での可視化と濃度分布の定量計測^{(4)~(7)}で計測原理の確立が図られている.

一方,当社ではガスタービン燃焼器内及びディーゼルエンジン 内の NOx 計測⁽⁸⁾⁽⁹⁾など応用化を進めており,この一環として空力 実験用風洞での一酸化窒素ガスを用いたレーザ誘起蛍光法 (NO-PLIF) の実用化に取組んでいる.

今回は先の超音速流れ中の垂直噴流の濃度分布計測⁽¹⁰⁾に続い て、主流速度が*M*∞=6.2となる極超音速流れ中に置かれた2種類 の基本形状物体,球及びくさび周りの温度分布についての計測結 果を報告する.

ー様流の温度が100 K 以下という低い一方,よどみ点の温度は 約600 K で,比較的温度範囲が広い衝撃風洞の極超音速流れに 対して,一酸化窒素 NO の $A^2 \Sigma^+ \rightarrow X^2 \Pi$ 電子エネルギー遷移の (0,0) バンドのうち, $Q_{21}(3.5)$, $Q_{21}(6.5)$ 及び $Q_1(17.5)$ の3 本の吸収線を用いる NO-PLIF での球及びくさび周りの温度の計 測値は,理論値に±5%以内の精度で一致した.

2. 計 測 原 理

LIF による温度の計測は以下の理論に基づいている.

いま,各過程の影響を理解しやすくするために,図1に示す2 準位モデルを用い,かつ定常状態を仮定すれば,レーザの照射で 励起される計測対象化学種の数密度 n₂ は次式で表される⁽¹⁰⁾.

$$n_2 = n_1^{0} \frac{B_{12} U_{\rm L}}{(B_{21} + B_{12}) U_{\rm L} + Q_{21} + A_{21} + D_{21}} \tag{1}$$

ここに、n¹⁰はレーザ励起される以前の準位1に存在する化学種 の数密度,A,BはそれぞれアインシュタインA及びB係数,D は前期解離速度,Qは他の分子との衝突によるクエンチング速 度,Utはレーザエネルギー密度で,添字1,2はそれぞれ電子基 底並びに電子励起状態を示す.A,B,D及びQの添字は遷移状 態を示し,例えばA_{ii}は準位*i*から準位*j*への遷移に対するアイン シュタインA係数である.

*1長崎研究所流体研究室主査工博
 *3長崎研究所応用物理研究室工博
 *4長崎研究所流体研究室
 *4長崎研究所応用物理研究室



一方,計測される分子の数密度 n_iはボルツマン分布を仮定すれ ば次式で求められる.

$$n_{\rm t} = \frac{n_1^0}{g_{\rm e} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)/Z} \tag{2}$$

ここに、gは縮退度、kはボルツマン定数、Eは励起準位のエネ ルギー、Tは温度、Zは分配関数である。また、蛍光強度Iは励 起された化学種の数密度 n_2 に比例して以下の式で表される。

 $I = k_1 n_2 A_{21} h \nu_{21}$ (3)

ここに, k₁は立体角, 集光効率, 測定体積などを含む定数, hは プランク定数, _{V21}は遷移周波数である.

以上の式(1)~式(3)を用いれば,測定分子の数密度 m 並びに温 度 T はそれぞれ以下の式で表される.

$$n_{t} = \frac{(B_{21} + B_{12}) U_{L} + Q_{21} + A_{21} + D_{21}}{k_{1}A_{21}h\nu_{21}B_{12}U_{L}g_{1}\exp\left(-\frac{E}{kT}\right)/Z}$$
(4)

$$T = \frac{E_{a} - E_{b}}{k \ln \left(RS \right)} \tag{5}$$

$$R = I_{b}/I_{a}$$

$$S = \frac{(A_{21}\nu_{21}B_{12}U_{L}g_{1})_{a}}{(A_{21}\nu_{21}B_{12}U_{L}g_{1})_{b}} \times$$

$$\frac{\left[(B_{21} + B_{12}) U_{L} + Q_{21} + A_{21} + D_{21} \right]_{b}}{\left[(B_{21} + B_{12}) U_{L} + Q_{21} + A_{21} + D_{21} \right]_{a}}$$
(6)

なお, 添字 a, b は異なった 2 準位を示す.



式(4) ~式(7)では、クエンチング速度 Q₂₁ 以外は測定光学系が決 れば一定の値となるが、Q₂₁ は測定する場に存在する化学種の組成 や圧力並びに温度に依存するため簡単には求まらない。したがっ て、蛍光法での定量計測では何らかの方法でこの Q₂₁ を求めるか、 又は Q₂₁ の影響を取除く必要がある。

超音速流れ中の球周りの温度分布を計測した Allen ら⁽⁷⁾は, Q_{21} は温度のみに依存するとして計算で求めているが, 筆者らは先の 濃度分布の計測⁽¹⁰⁾と同様に, 濃度 99.99 %の N₂ ガスを作動流体 (風洞気流)とすることで, Q_{21} の影響が無視でき,式(4)~式(7) で $D_{21}=0$, ($B_{21}+B_{12}$) $U_L+A_{21} \gg Q_{21}$ として温度を計算している. 図 2 は各種分子の NO に対する衝突断面積を示すが, N₂ は他の O₂ 分子等に比べ衝突断面積 σ が圧倒的に小さく, 基本的にクエンチ ングの影響が無視できる.

3.試験法

3.1 衝撃風洞装置

既設の衝撃風洞装置を用いて試験を実施した.反射衝撃波管型 式の衝撃風洞で,直径300 mm,長さ2.5 mの高圧管と直径100 mm,長さ9 mの低圧管を機械式急速開閉弁にて仕切り,もう一方 の低圧管端に第2の急速開閉弁を隔ててノズルが配されている. 高圧管には濃度99.99 %の№ ガスを,また低圧管中には同じく№ ガス中に約1000 ppmのNOガスを混入して,この低圧ガスを作 動流体として試験した.ノズルは出口直径が300 mmのコンツァ ト型で,直径1.5 mの測定室中に所定速度で気流を吐出する.

3.2 供試模型

今回は超音速流れ中で用いられる例が多い2種類の基本形状物 体、球並びに二次元くさびを試験対象に選んだ.球は直径100 mm で後端に支持用のロッド(直径30 mm)を取付けている.またく さびは長さ100 mm(幅100 mm)で半頂角10°で製作した.この 2種類の模型をノズル出口に配して試験を行った.表1に試験条 件を示すが、くさびについてはくさびの中心線の流れに対する傾 き、すなわち迎え角を変えた試験も実施した.

3.3 光学計測系

図3に示す光学計測系を用いた.出力800 mJ/PのYAGレーザ (GCR-5, Spectra Physics)を光源として色素レーザ(PDL-3, Spectra Physics)を発振させ、さらに波長変換器を用いて色素レ ーザ光を紫外線へと変換し、レーザ波長をNO分子の吸収線に一 致させた.このレーザ光をシリンドリカルレンズでシート状にし、 NOガスを充てんしたセル経由で測定室に照射する.セル及び測定 室からの蛍光は、フィルタにて背景光を除去した後UVレンズで

表1 試験条件

Test conditions			
衝撃風洞	模型		
 ・主流条件: マッハ数 M_w=6.2 静圧 P_w=277.06 Pa 静温度 T_w=73.3 K ・ノズル 出し直径 D=300 mm 	・球 直径 D=100 mm ・くさび 長さ L=100 mm (幅 W=100 mm) 頂角 2∂=20*		
	迎之角 α=0~15°		



図4 NOの3本の吸収線の蛍光強度の温度に対する変化 Fluorescence intensity changes for temperature of three absorption lines of NO

集光し、イメージインテンシファイヤ付き CCD カメラ (Flame Star, LA-Vision)を用いて検知した。CCD カメラのゲート幅は最小5 ns で作動できる。なお NO ガス充てんセルからの蛍光強度分布は レーザ光強度分布に比例することから、これを測定場のレーザ光 強度分布の影響の補正に用いた。今回の温度計測に用いた NO の 3本の吸収線は、 $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$ 電子エネルギー遷移における (0,0)バンドのうち、 $Q_{21}(3.5), Q_{21}(6.5)$ 及び $Q_1(17.5)$ である。 図4にこれら3本の吸収線の温度に対する蛍光強度の関係を示 す。低温側は主に $Q_{21}(3.5)$ と $Q_{21}(6.5)$ を、高温側は $Q_{21}(3.5)$

三菱重工技報 Vol. 35 No. 3 (1998-5)

196

と Q₁(17.5)の蛍光強度比を用いて式(5)~式(7)から温度を計算した.

4. 結果と考察

図5は M∞=6.2の気流中に置かれた球周りの3本の波長のレー ザ光の照射から得られたそれぞれの蛍光を合成した結果を示す. 計測範囲は球の前方側幅3.3 cmの矩(<)形領域である.シュリー レン画像上に重ねているが, NO-PLIF の画像の衝撃波位置はシュ



図5 球周りの NO-PLIF 画像とシュリーレン画像 NO の 3 本吸収線での LIF の合成画像,下半分がシュリーレン 画像を示す.

NO-PLIF image and schlieren image around sphere



表2 計測温度と理論値(球の場合)

Measured temperatures and theoretical values (in the case of sphere)

位置	一様流	衝撃波後流	よどみ点
NO-PLIF 計測温度 (K)	70.0	580.0	640.0
理論推定温度 (K)	73.3	611.5	632.0



(b) $\alpha = 7.5^{\circ}$



図7 くさび周りの NO-PLIF 画像とシュリーレン画像 NO-PLIF images and schlieren images around wedge

三菱重工技報 Vol. 35 No. 3 (1998-5)

表3 計測温度と理論値(くさびの場合)

Measured temperatures and theoretical values (in the case of wedge)

くさびの迎え角 α(°)	0	7.5	15
NO-PLIF 計測温度 (K)	160.0	195.0	245.0
理論推定温度 (K)	114.8	166.1	238.9

リーレン画像のそれと良く一致している. この NO-PLIF 画像デ ータから求めた球周りの温度分布を図6に示す. 球のよどみ点を 含む流線上の各点の温度につき計測値と理論値を表2に比較する が,両者はかなり良く一致している.また図7は二次元くさびの 場合の計測結果を示す. くさびの迎え角が0°,7.5°並びに15°の場 合の計測結果で,球の場合と同様に NO-PLIF 画像(くさび先端 から3.3×5.4 cm の矩形範囲)をシュリーレン画像に重ねてい る. NO-PLIF の斜め衝撃波の位置はシュリーレンのそれに良く一 致している.

NO-PLIF 画像を見ると、衝撃波の下流域のくさび表面近傍にや や温度の高い領域がある。

これはくさびの先端から発達した境界層の影響で減速・昇温し た領域と思われるが、今回の計測では、この衝撃波とくさび表面 との間の領域を限られた数の画素(ピクセル)にて計測している。 このため境界層内外の温度分布を計れる程の精度(解像度)はな く、この部分の画像はにじんでいる。

もっとも、計測は衝撃波直後の領域を対象としており、この部

- Kychakoff, G. et al., Quantitative Visualization of Combustion Species in a Plane, Applied Optics, 21 (1982) p.3 225
- (2) Seitzman, et al., Instantaneous Temperature Measurements Using Planar Laser Induced Fluorescence, Optical Letters 10 (1985) p.439
- (3) Allen, M. G. et al., Digital Imaging of Species Concentration Fields in Spray Flames, Twenty-first Symposium (International) on Combustion (The Combustion Institute) (1986) p.1 755
- (4) Hollo, S. D. et al., Injectant Mole Fraction Measurement of Transverse Injection in a Nonreacting Supersonic Combustor, J. Propulsion and Power 4 (1988) p.591
- (5) Allen, M. G. et al., Instantaneous Temperature and Concentration Imaging in Supersonic Air Flow behind a Rear-Facing Step with Hydrogen Injection, Paper NO.92 -0137 AIAA 30 th Aerospace Sciences Meeting (1992)

分では比較的一様な温度が計測されている.

表3はこの衝撃波下流の温度計測値と斜め衝撃波理論による理 論値との比較結果を示す.

斜め衝撃波の衝撃波角度の小さい α=0°では計測値がやや高い ものの,これ以外は計測値は理論値と良く一致している.

a=0°で計測値が高いのは、衝撃波角が $\beta=17.4$ °と小さく衝撃 波とくさびとの間隔が狭いこともあって画素数が不足し計測精度 が他の例より悪いことも一因であろう.

5.む す び

極超音速流れ中に置かれた2種類の基本形状物体(球及びくさび)周りの温度分布をNO-PLIFにて計測し,精度につき検討した.

主流 (M_{∞} =6.2) の静温度が 70 K と低い一方で,よどみ点温度 は 600 K となる比較的広い温度範囲の極超音速流れに対し NO の 3 本の吸収線を用いることで,また主流の作動ガスを 100 % N₂ と してクエンチング影響が無視できる定量計測法で±5%以内の精 度で温度計測が可能なことを示した.

前回の濃度分布の計測と合せて、気流速度が極めて速くかつ気流の持続時間が短い衝撃風洞装置などの空力実験設備でも、当社開発の NO-PLIF は非接触かつ定量性に優れた計測法であることが確かめられた。

現在,この NO-PLIF は当社開発の計測システムとして製品化 されていることを最後に付記する.

- 考文献
 - (6) Parker, T. E., An Optical Conparison of Wall and Axial Injection for High Enthalpy Reacting SCRAMJET Flows, Paper No. 93-057 AIAA 31 th Aerospace Meeting (1993)
 - (7) Allen, M. G., PLIF Imaging Measurements Compared to Model Calculations in High-Temperature Mach 3 Airflow over a Sphere, Paper NO. 93-0092 AIAA 31 th Aerospace Sciences Meeting (1993)
 - (8) 出口ほか、LIFによるガスタービン燃焼器内のOH、NO計 測,第31回燃焼シンポジウム前刷集(1993-11) p.428
 - (9) Nakagawa, H. et al., NO Measurement in Diesel Spray Flame Using Laser Induced Fluorescenece, SAE Technical Paper Series 970874 (1997)
 - (10) Shida, H. et al., Imaging and Quantitative Measurement of Transverse Injection in Supersonic Flow Using LIF, Proceedings of the 20 th International Symposium on Shock Waves (1995) p.1 629