光ファイバ LIF 法による高空間分解能・高 SN 比濃度計測*

岩野 耕治¹⁾, 鈴木 航司²⁾, 酒井 康彦³⁾, 伊藤 靖仁⁴⁾

High spatial resolution/high SN ratio measurement of concentration by optical fiber LIF method

Koji IWANO, Koji SUZUKI, Yasuhiko SAKAI and Yasumasa ITO

ABSTRACT

Optical fiber laser induced fluorescence (OFLIF) probe was developed for high spatial resolution and high SN ratio measurement of concentration fluctuation in liquid phase turbulent flows. The advantage of the OFLIF method is the very small path length of incident laser. The calibration curve showed high linearity up to about 30 $\mu\text{mol/L}$ for Rhodamine 6G solution which is about 1,000 times higher than the maximum concentration for conventional LIF method. This enables us to use the fluorescence dye with much higher concentration than conventional LIF method. The OFLIF was applied to concentration measurement in an aqueous axisymmetric turbulent jet. The result showed that the spatial resolution and SN ratio are enough to discuss the spectral shape near Bachelor scale. The measured spectra supported -1 power law predicted by Bachelor and Kraichnan.

Keywords: LIF, Optical fiber, Concentration, Jet, Viscous-convective range

1. 結論

乱流中で物質が拡散する現象は自然環境中や工業装置内で広く見られる。乱流中の物質拡散を考えるうえで重要なパラメータとして Schmidt 数 Sc がある。Schmidt 数は次式で定義される無次元量であり、乱流中では物質混合と物質拡散の強さの比を意味する。

$$Sc = \nu/D \quad (1)$$

ここで、 ν は流体の動粘性係数、 D は拡散物質の分子拡散係数である。乱流中に存在する濃度変動の最小スケールを表す Batchelor スケール η_B と速度変動の最小スケールを表す Kolmogorov スケール η_K の関係は Schmidt 数 Sc を用いて次式で表される。

$$\eta_B = Sc^{-1/2} \eta_K \quad (2)$$

この式から、高 Schmidt 数の物質拡散場においては、速度変動のスケールよりも濃度変動のスケールの方が小さくなることがわかる。液相中で染料が拡散する場合には Schmidt 数は数百から数千のオーダーとなるため、濃度変動の最小スケールは速度変動の最小スケールと比べて格段に小さくな

る。高 Reynolds 数かつ高 Schmidt 数の物質拡散場の数値計算を行う場合、DNS (Direct Numerical Simulation) によりこの小さいスケールの濃度変動まで解像しようとする膨大な数の計算格子が必要となる。そのため、濃度変動の最小スケールよりも大きな計算格子を用い、計算格子以上のスケールの変動のみを輸送方程式により直接計算し、計算格子以下の小スケールの濃度変動の特性はモデルにより予測して計算する LES (Large Eddy Simulation) が DNS の代わりに用いられる。LES で現実の物質拡散場を正確に再現するためには、使用するモデルの精度が重要となる。高 Schmidt 数物質拡散場の微小スケール領域の物質拡散機構を明らかにすることは、LES の精密なモデリングのために重要である。モデルの精度に関わる濃度変動の重要な特性として濃度変動スペクトルが挙げられる。乱流中の高 Schmidt 数スカラー拡散においては、Batchelor (1959) ⁽¹⁾ や Kraichnan (1968) ⁽²⁾ により速度変動の最小スケールである Kolmogorov スケールよりも高波数側に粘性対流領域及び粘性拡散領域と呼ばれる統計的普遍平衡領域の存在が予想されている。粘性拡散領域においては、Batchelor と Kraichnan の予想するスペクトル形状は異なるものの、粘性対流領域のスペクトル形状については、どちらも波数の -1 乗に比例すると予想している。これまで室内実験や、海洋観測、低 Reynolds 数の数値計算によりこの予測の検証が試みられてきたが、過去の研究においては、この -1 乗則を

* 原稿受付 2019 年 3 月 26 日

1) 正会員 名古屋大学 工学研究科 (〒464-8603 愛知県名古屋市千種区不老町 1, E-mail: iwano@nagoya-u.jp)

2) 名古屋大学 工学研究科 (現 デンソー (株))

3) 正会員 名古屋大学 工学研究科

4) 名古屋大学 工学研究科

支持する結果⁽³⁾⁻⁽⁶⁾だけでなく、支持しない結果^{(7),(8)}も存在し、 -1 乗のスペクトルの予想が本当に正しいかどうかは未だ実験的に明らかにされていない。高 Schmidt 数乱流中の濃度変動の計測には非侵襲で流体中の染料濃度を計測できる LIF(Laser Induced Fluorescence)法が用いられることが多い。LIF 法は、レーザー光をレンズで集光することにより流れを乱すことなくサブミリオオーダーの測定分解能を実現することが可能なため、微小スケール領域の計測に有力視されている。Wang & Fiedler (2000)⁽⁹⁾や Miller & Dimotakis (1996)⁽⁷⁾, Lavertu et al. (2008)⁽¹⁰⁾等は、実験水槽の外からレーザーの照射と蛍光の受光を行い、数 μm ~数十 μm の測定空間分解能を達成している。しかし、測定体積が小さいことにより SN 比(Signal-to-Noise Ratio) が悪化し、濃度変動強度の小さい高周波数領域、すなわち微小スケールの変動の計測は精度よく行えていない。この問題に対応するために竹市ら (2014)⁽¹¹⁾は生体観察や微量サンプルの測定に用いられている光ファイバ LIF 法 (Optical fiber laser induced fluorescence method) を乱流中の濃度変動計測に応用することを試みた。しかしながら、彼らの用いた光ファイバではファイバ先端から焦点までの距離が比較的長かったため、測定体積は 60 μm 程度と Bachelor スケールまで達しておらず、また SN 比等に関する検討も行っていない。

そこで本研究では、高 Schmidt 数物質拡散場における粘性対流領域の存在の有無を検証するために、高 SN 比でより空間分解能の高い濃度計測を実現可能な光ファイバ LIF プローブを開発した。また、これを用いて液相軸対称乱流噴流中で蛍光染料 (拡散物質) の濃度計測を行い、光ファイバを用いない従来の LIF 法との比較を行った。

2. LIF 法

2.1 LIF 法の原理

蛍光分子に共鳴する波長を持つ光を照射すると、分子は基底状態から励起状態へ遷移する。遷移した分子は励起状態では不安定であるため数ナノ秒で失活し、再び基底状態へと戻る。その際、放出されるエネルギーに相当する周波数の蛍光を発する。蛍光強度は蛍光分子に照射される励起光強度と蛍光分子数の増加に伴って大きくなる。蛍光染料 (蛍光分子) から放射される蛍光強度 I_f は一般に次式で表される。

$$I_f = K\Phi\epsilon IV C \quad (3)$$

ここで、 K は蛍光分子の分子構造に依存する定数、 Φ は染料の蛍光量子収率、 ϵ は励起光波長における吸光係数、 I は計測点における励起光強度、 V は測定体積、 C は計測点における蛍光染料濃度である。較正試験により比例定数 $K\Phi\epsilon IV$ を求め、観測された蛍光強度 I_f から溶液中の染料濃度 C を算出する手法が LIF 法である。ところで、 ϵ は励起光強度が大きくなると減少することが知られており、これを式で表すと次のよう

になる⁽¹²⁾。

$$\epsilon = \frac{\epsilon_0}{1 + I/I_s} \quad (4)$$

ここで、 ϵ_0 は励起光強度が $I \cong 0$ の場合の励起光波長における吸光係数である。 I_s は飽和励起光強度であり、染料濃度に関係なく励起光の波長 λ , 蛍光分子の吸収断面積 σ , 及び蛍光と無放射遷移の緩和時間 τ により決まる値である。2 準位モデルでは以下の式で表される⁽¹³⁾。

$$I_s = hc/2\lambda\sigma\tau \quad (5)$$

ただし c は光の速度である。式(4)を式(3)に代入すると次式のようなになる。

$$I_f = K\Phi\epsilon_0 \frac{I}{1 + I/I_s} CV \quad (6)$$

この式が LIF 法の基本となる式である。

2.2 LIF 法におけるSN比向上の問題点

式(6)からわかるように、蛍光強度 I_f は測定体積 V に比例するため、LIF 法を用いて高空間分解能の濃度計測を行おうとして測定体積を小さくすると蛍光強度も小さくなる。そのため、乱流中で蛍光染料の濃度変動を高空間分解能で計測する際には、特に変動パワーの小さい高波数域 (高周波数域) での SN 比の低下がしばしば問題となる⁽⁹⁾。LIF 法における測定誤差の要因はレーザー光源の出力の揺らぎや、流体の温度揺らぎ等、様々存在するが、高周波数域で支配的なノイズはショットノイズである。ショットノイズとは、フォトマルに入射する光の強度が小さい場合に、光の粒子性に起因して発生するホワイトノイズである。フォトマルで光子を検出し、それを電流に変換する場合、ショットノイズ電流の RMS(Root Mean Square)値 $i_{f,RMS}$ は次式で表される。

$$i_{f,RMS} = (2ei_f\Delta f)^{1/2} \quad (7)$$

ここで e は電気素量 ($\cong 1.60 \times 10^{-19}$ C), i_f は蛍光を受光したフォトマルに流れる信号電流、 Δf は周波数幅である。式(7)からわかるように、ショットノイズの RMS 値は、 i_f の $1/2$ 乗に比例する。それゆえ、乱流中で濃度計測を行う場合には SN 比は次式で表される。

$$SNR = (i_f/(2e\Delta f))^{1/2} \quad (8)$$

蛍光信号電流 i_f は蛍光強度 I_f と比例関係にあるため、SN 比を向上させるためには蛍光強度 I_f を大きくする必要がある。式(6)を見ると、蛍光強度 I_f を大きくするためには、蛍光量子収率 Φ が大きな染料を用いることが必要となる。しかしながら蛍光量子収率は 1 を超えることはなく、一般に LIF 計測に用いられる Rhodamine や Fluorescein などの蛍光染料は 0.9 程度と十分高い値を持つため、この値を調整して SN 比

を上げることは難しい。次に ε_0 であるがこれも染料特有のものであり、調整不可能である。そうすると残りは励起光強度 I と染料濃度 C である。励起光強度については式(6)からわかる通り、飽和励起光強度という値が分母に入っているため、励起光をいくら大きくしても飽和励起光強度以上を吸収し、蛍光に変換することはできない。そのため、励起光強度を大きくして SN 比を上げる方法にも限界あることがわかる。以上のことより、SN 比を大きくするには染料濃度 C を大きくする以外に方法はないことがわかる。しかしながら、実際の液相乱流中の LIF 濃度計測においては、水槽の外から照射されたレーザー光（励起光）は測定点に到達するまでに染料の中を通過するため、高濃度の染料を用いるとレーザー光が計測点に到達するまでに光路上の染料に吸収され、その強度が大幅に減衰してしまう。どの程度の吸収が起こるかは、溶液中の瞬時の濃度分布に依存する。光路上の位置 r_1 におけるレーザー強度は光路上の位置 r_0 におけるレーザー強度 $I(r_0)$ と、 r_0 と r_1 の間の濃度分布 $C(r)$ を用いて以下のように表される。

$$I(r_1) = I(r_0) \exp \left[-\varepsilon \int_{r_0}^{r_1} C(r) dr \right] \quad (9)$$

ここで、 ε は式(4)中のものと同じものであり、 $r_0 \rightarrow r_1$ がレーザー光の進行方向である。乱流のように空間的に濃度変動が存在している場合、1点 LIF 計測では光路上での濃度分布 $C(r)$ を知ることができないため、 $I(r_1) = I(r_0)$ が近似的に成立する濃度までしか適用することができない。仮に高濃度で実験を行うと、測定点におけるレーザー強度が時々刻々と変動してしまい、計測精度の低下が起こる。なお、蛍光染料の吸光スペクトルと蛍光スペクトルに重なりが存在する場合には、同様の議論で、測定点から放射された蛍光はフォトマルやカメラ等の計測器に到達するまでにその一部が染料溶液に吸収される。しかしながら、蛍光波長における染料の吸光係数の平均値を ε' とすると、一般的に LIF に用いられる染料では $\varepsilon' \ll \varepsilon$ となる。そのため、励起光が染料溶液中を通過する距離と、蛍光が染料溶液中を通過する距離が同程度であれば、染料溶液による蛍光の吸収は、励起光の吸収に比べて無視することができる。そのため、本論文においては染料溶液による蛍光の吸収は議論しない。

以上のことより、従来の LIF 法では高 SN 比と高精度を両立させることは困難であることがわかる。また、Planar LIF 法を用いる場合は測定された画像から式(9)を用いて局所のレーザー強度を補正し、濃度を算出することが可能であるが、濃度が高い場合には補正の比率が大きくなり、正確な濃度信号を得ることは容易ではない。

3. 光ファイバ LIF 法

前節で従来の LIF 法では高 SN 比と高精度を両立させるこ

Fig. 1 Schematic of the optical fiber LIF probe.

とは困難であると述べたが、この困難は、原理的には式(9)において r_0 と r_1 を近づける、すなわちレーザーの光路長を短くすることにより解決される。しかしながら、従来の液相における乱流を対象にした LIF 法では水槽の外からレーザーを照射するため、計測点にたどり着くまでにレーザーは少なくとも数 cm は染料中を進行しなければならず、壁面近くの濃度分布を測定する場合を除いて光路長を短くすることは不可能である⁽⁷⁾。そこで本研究では光ファイバを水槽内に挿入することでこの問題を解決した。図1に本研究で開発した光ファイバ LIF プローブの概略図を示す。本プローブは過去に竹市により行われた光ファイバを用いた LIF 法⁽¹¹⁾をベースに、光ファイバや治具等の形状を改良したものである。プローブには2本の光ファイバが90度傾けて固定されている。一方の光ファイバはレーザー光源に接続されており、もう一方の光ファイバは蛍光以外をカットする光学フィルタを経由しフォトマルに接続されている。光ファイバの先端はレンズ加工されており、ファイバ先端から直径 20 μm で射出されたレーザー光は 100 μm 離れた直径 2.5 μm の領域に集光される。焦点の位置で発生した蛍光を、同じくレンズ加工されたもう一方の光ファイバにより受光する。本プローブではレーザービームが染料中を焦点まで進む距離は 100 μm であり、従来の LIF 法に比べて格段に小さい。そのため、高濃度の染料を実験に使用することができ、高い SN 比を実現することが可能となる。また、焦点距離が短いため、レーザービームを直径 2.5 μm まで細く集光することができ、高い空間分解能で濃度を測定することが可能である。なお、光ファイバの直径は 125 μm であり、流れ場に与える影響が小さくなるようになっているが、この点については付録にて詳しい検討を行った。また、プローブに用いた光ファイバはコア径の小さいシングルモードファイバである。そのため、光

ファイバ中を伝搬する光は LP_{01} モードのみである。 LP_{01} モードはガウス関数に近似できる強度分布を持つため、測定体積はガウス強度分布を持つ球形とみなすことができ、分解能補正を行う場合には解析的に補正フィルタを作成することが可能である。

4. 較正実験

較正実験は一定濃度の染料の入った容器に、LIF プローブを沈めて行った。染料には Rhodamine 6G を使用した。レーザー光源として波長が 532 nm の連続光を用い、その強度は光ファイバを通過後に 30 mW となるようにした。なお、この時、Rhodamine 6G の吸光係数 ϵ を式(4)と式(5)により計算すると、 ϵ_0 の 50 % 程度の大きさになっていると見積もられる。Rhodamine 6G の濃度は、濃度消光により蛍光量子収率が変化し始める 150 $\mu\text{mol/L}$ ⁽¹⁴⁾ よりも低い範囲を対象とした。ただし、静止溶液中の同一の蛍光分子にレーザーを照射し続けると、蛍光強度が時間的に減少していく光退色と呼ばれる現象が発生する。光退色は光を吸収した蛍光分子の一部が溶液中の酸素分子等と光化学反応を起こすことにより蛍光を発しない分子へと不可逆的に変化する（分解される）ために発生する現象であり、その時間スケールは蛍光の持続時間の数ナノ秒よりも大きく、数ミリ秒である。そこで、較正実験はマグネットスターで溶液を攪拌し流れを作ることにより、蛍光分子が短時間で測定体積を通過する（同一蛍光分子にレーザー光が当たり続けにくい）ようにした。なお、既往の実験結果⁽¹⁵⁾と同じく、容器内の流速がある一定値以上（=数 cm/s）になると蛍光信号強度が変化しなくなり、光退色の影響が取り除かれることを確認した。測定はサンプリング周波数 100 kHz、サンプリング点数 52,488 で行い、各濃度に対して 5 回ずつ行った。フォトマルから出力された電流信号は電圧に変換されたのち、分解能 16 bit の A/D 変換器（CONTEC 社製 AIO-163202FX-USB）によりデジタル変換され、実験用パーソナルコンピュータに記録した。図 2(a)に光ファイバ LIF 法による染料濃度と蛍光強度の関係を 95%信頼区間とともに示す。図には 20 $\mu\text{mol/L}$ 以下の低濃度領域のデータを基にした較正直線も併せて示す。なお、データのばらつきの主要因はレーザー光源の出力の揺らぎであった。図 2(b)には溶液中の光路長が 10 cm のレーザービームを用いて 1 点 LIF 法で同じ較正実験を行った場合の較正曲線を Lambert-Beer の法則に基づき計算した結果を示す。なお、通常の 1 点 LIF 法ではレーザーパワーは数 W、ビーム径は数 mm 程度が一般的であるため、レーザー強度は飽和励起光強度よりも十分小さくなる。そのため、Rhodamine 6G の吸光係数 ϵ は ϵ_0 と等しいとした。ここで、 ϵ_0 の値として Ferrier et al.(1993)⁽¹⁶⁾ による測定値（ $= 1.1 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}(\text{mol/L})^{-1}$ ）を用いた。図 2(a)より、光ファイバ LIF 法では 30 $\mu\text{mol/L}$ 程度まで染料濃度と蛍光強度の線

Fig. 2 Calibration curve for (a) OFLIF method and (b) conventional LIF method.

形性が維持されていることがわかる。それより高濃度になると染料による光の吸収の影響により蛍光強度が低下していることがわかる。一方、図 2(b)より、光路長が 10 cm 場合は、5 $\mu\text{mol/L}$ 程度の濃度で蛍光強度がゼロに近づいていることがわかる。これは光路上での吸収が大きいため、計測点にレーザービームが到達するまでにほぼすべて吸収されてしまうことを意味している。光路長が 10 cm 場合は、光ファイバ LIF 法と同程度の線形性が維持されるのは $10^{-2} \mu\text{mol/L}$ オーダーであることがわかる。光ファイバ LIF 法で線形性を維持できる濃度が従来の LIF 法の 1,000 倍程度であるというこの結果は、光ファイバ LIF 法の光路長が従来の LIF 法の 1/1000 程度であることから考えても妥当である。以上のことから、本研究で開発した光ファイバ LIF プロブは従来の LIF 計測に比べて 1,000 倍程度高い濃度（=高 SN 比）で正確な濃度計測が可能であることがわかった。

5. 液相乱流噴流への適用

光ファイバ LIF プロブの性能を検証するために、液相軸対称乱流噴流中で濃度変動計測を行った。図 3 に本研究で利用した軸対称乱流噴流水槽の概略図を示す。水槽は、高さ 670 mm、幅 680 mm、長さ 2,060 mm の直方体で、計測時の

Fig. 3 Schematic of water tank.

水位は640 mmとした。ノズルは内径 d が6.0 mmの円形で、ノズル中心の位置は水槽の底から高さ320 mmに位置するように設置した。出口からの噴出Reynolds数は $Re = U_j d / \nu$ (U_j : 噴流出口流速, ν : 動粘性係数) と定義し、実験は $Re = 20,000$ で行った。ノズル出口におけるRhodamine 6Gの濃度は60 $\mu\text{mol/L}$ とした。実験時の水温におけるRhodamine 6GのSchmidt数は約2,500であった。測定は主流方向に十分下流の $x = 120d$ の位置で行った。なお、初期濃度は較正曲線の線形性が維持される濃度範囲を超えているが、噴流中の平均濃度は x/d の逆数に比例して減少するため、 $x = 120d$ の位置において瞬時濃度は常に較正曲線の線形性が維持される範囲内に収まっている。また、ファイバ支持系治具が測定時に振動しないこと、およびファイバ支持系治具がファイバの焦点位置における速度場に与える影響は1%程度であることを熱膜流速計を用いた測定により事前に確認している。測定のサンプリング周波数は100 kHz、サンプリング点数は2,097,152点と設定し、折り返し雑音はアナログフィルタにより除去した。フォトマルから出力された電流信号は電圧に変換されたのち、分解能16 bitのA/D変換器 (CONTEC社製 AIO-163202FX-USB) によりデジタル変換され、実験用パーソナルコンピュータに記録した。なお、測定は噴流が測定点を通してから水槽の下流側の壁に到達するまでの時間に行われており、測定中に測定点での濃度が徐々に上がっていくことがないことを確認している。

図4に測定された濃度変動スペクトルを示す。ただし、縦軸は濃度変動RMS値で無次元化してある。図には高波数域において平坦な部分が確認できるが、これがショットノイズに相当する。また、図には仮に同じ流れ場において、従来のLIF (光路長10 cm、濃度1/1000倍) を用いて実験した場合に観測されるスペクトルの計算値も併せて示した。ここで、スペクトルの計算値とは、光ファイバLIF法により実際に計測されたスペクトルに、従来のLIF法を用いた場合に観測されると見積もられるショットノイズレベルを単純に足し合わせたものである。従来のLIF法によるショットノイズレベルは式(7)を用いて計算し、その値は光ファイバLIF法の $\sqrt{1000} \approx 32$ 倍である。図より、ショットノイズレベルが小さくなったことにより、光ファイバLIF法では従来のLIF法より高周波のスカラー変動スペクトルまで観測できることが

Fig. 4 Power spectrum of concentration fluctuation.

わかる。また、図にはKolmogorovスケール η_K に対応する周波数 $f_K (= U / (2\pi\eta_K))$, U は平均流速, Batchelorスケール η_B に対応する周波数 f_B , およびプローブの空間分解能に相当するカットオフ周波数 f_C を示すラインも記載してある。ここでカットオフ周波数はスペクトルのパワーが真の値より3 dBだけ小さくなる周波数と定義し、光ファイバプローブの空間分解能 ($= 2.5 \mu\text{m}$) とカットオフ周波数の変換にはTaylorの凍結乱流仮説を使用した。なお、流速は熱膜流速計を用いて測定した。図より、今回の実験条件では、粘性対流領域よりも高周波側にある粘性拡散領域、およびBatchelorスケールまで十分高いSN比で測定できていることがわかる。ここで f_K 付近の周波数域のスペクトルの傾きを見ると、周波数の-1乗に従う周波数領域を確認することができる。以上より、今回の実験結果は-1乗則を支持する結果となった。

6. 結論

高空間分解能かつ高 SN 比の濃度変動計測を実現する光ファイバ LIF 法を提案した。実際にプローブを製作しその性能を検証した。較正実験の結果より、光ファイバ LIF 法では従来の LIF 法と比較して高濃度まで染料濃度と蛍光強度の線形性が保たれる、すなわち相対的により小さな濃度変動まで高 SN 比で精度よく計測できることが確認された。さらに、液相軸対称乱流噴流において濃度変動計測を行い、濃度変動スペクトルにおいて Kolmogorov 周波数付近に周波数の-1乗に比例する領域が現れることが確認できた。

謝辞

本研究は科学研究費補助金(18H01369)の援助を受けた。ここに謝意を表す。また、実験および数値計算を遂行するにあたり本学大学院生 細井淳平君と井上凌佑君の協力を得た。ここに記して謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) Bachelor, G. K.: Small-scale variation of convected quantities like temperature in turbulent fluid. Part1. General discussion and the case of small conductivity, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.5(1959), pp.113-133.
- 2) Kraichnan, R. H.: Small-scale structure of a scalar field convected by turbulence, *Physics of Fluids*, Vol.11(1968), pp.945.
- 3) Bogucki, D., Domaradzki, J. A., Yeung, P. K.: Direct numerical simulations of passive scalars with $Pr > 1$ advected by turbulent flow, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.343(1997), pp.111-130.
- 4) Donzis, D. A., Sreenivasan, K. R., Yeung, P. K.: The Bachelor spectrum for mixing of passive scalars in isotropic turbulence, *Flow Turbulence and Combustion*, Vol.85(2010), pp.549-566.
- 5) Nye, J. O. and Brodkey, R. S.: The scalar spectrum in the viscous-convective subrange, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.29(1967), pp.151-163.
- 6) Grant, H. L., Hughes, B. A., Vogel, W. M., Moilliet, A.: The spectrum of temperature fluctuations in turbulent flow, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.34(1968), pp.423-442.
- 7) Miller, P. L., Dimotakis, P. E.: Measurements of scalar power spectra in high Schmidt number turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.308(1996), pp.129-146.
- 8) Benjamin, S., Williams, D. M., Gollub, J. P.: Mixing of a passive scalar in magnetically forced two-dimensional turbulence, *Physics of Fluids*, Vol.9(1997), pp.2061.
- 9) Wang, G. R., Fielder, H. E.: On high spatial resolution scalar measurement with LIF. Part.2: The noise characteristic, *Experiments in Fluids*, Vol.29(2000), pp.265-274.
- 10) Lavertu, T. M., Mydlarski, L., Gaskin, S. J.: Differential diffusion of high-Schmidt-number passive scalars in a turbulent jet, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.612(2008), pp.439-475.
- 11) 竹市智貴, 酒井康彦, 寺島修, 長田孝二, 伊藤靖仁, 渡邊智昭: 光ファイバ LIF 法による液相噴流中の微小スケール領域濃度計測に関する研究, *日本実験力学会講演論文集*, Vol.13(2013), pp.271-273.
- 12) Chanze, W., Caballina, O., Castanet, G, Lemoine, F.: The saturation of the fluorescence and its consequences for laser-induced fluorescence thermometry in liquid flow, *Experiments in Fluids*, Vol.58(2016).
- 13) 片山幹郎, レーザー化学—基礎とレーザー—, 裳華房, 1985.
- 14) Zehentbauer, F. M., Moretto, C., Stephen, R., Thevar, T., Gilchrist, J. R., Pokrajac, D., Richard, K. L., Kiefer, J.: Fluorescence spectroscopy of Rhodamine 6G: Concentration and solvent effects, *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, Vol.121(2014), pp.147-151.
- 15) Crimaldi, J. P.: The effect of photobleaching and velocity fluctuations on single-point LIF measurements, *Experiments in Fluids*, Vol.23(1997), pp.325-330.
- 16) Ferrier, A. J., Funk, D. R., Roberts, P. J. W.: Application of optical techniques to the study of plumes in stratified fluids, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, Vol.20(1993), pp.155-183.

付録

光ファイバ LIF 法では, 従来の LIF 法と異なり光ファイバを流れ場に挿入する必要があるため, 光ファイバ近傍の濃度測定点における流れが光ファイバにより歪められる可能性がある. 本研究の液相乱流噴流実験において光ファイバの直径を基準とした Reynolds 数は約 20 と小さく, ファイバからは非定常な渦放出のない状態であると考えられる. そのため, 定常流を仮定した数値計算により比較的精度よく流れ場を再現することができる. そこで本研究ではオープンソースの数値計算ツールである OpenFOAM 用いて光ファイバ

Fig. A1 Numerical domain and grids.

Fig. A2 Flow field around the optical fibers of the OFLIF probe.

Fig. A3 Streamwise velocity variation in x direction.

プローブ周りの流れ場を計算した。OpenFOAM のソルバーとして定常乱流解析ソルバー (simpleFoam) を用いた。ただし、Reynolds 数が低いため、光ファイバによって乱流は発生しないと考えることができるため、乱流モデルは使用していない。図 A1 には計算領域と計算格子を示してある。総格子点数は 27 万点であり、光ファイバ近傍の格子サイズはファイバ直径の 1/15 倍程度とした。流れはプローブに真直ぐに (光ファイバに対しては 45 度傾いた角度から) 衝突するとし、流入境界条件として 0.18m/s (液相乱流噴流実験における平均流速と同じ値) の一様流を与え、圧力には大気圧を与えた。側面の境界にはスリップ境界条件を用いた。流体の密度と粘性係数は実験時と同じ値を用いた。計算結果を図 A2 に示す。なお、流れ場の対称性を考慮し、片方の光ファイバ周りのみを示してある。図中のカラーコンターは主流方向流速の大きさを表し、白線は流線を表す。また、光ファイバ LIF 法における濃度測定点を赤丸で示してある。図より、ファイバの上流と下流において流速が低下していること、および 2 本の光ファイバの間の流速が増加していることがわかる。しかしながら、濃度計測点においては流線の歪もなく一様流速からの速度変化も大きくないことがわかる。より定量的に評価するために、図 A3 に濃度計測点を原点とした x 軸上の流れ方向流速の変化を示す。図より濃度測定点においては流速の変化は 1% 程度であり、濃度測定点に及ぼす光ファイバの影響は小さいことがわかる。