高 Sc 数スカラー乱流輸送に対する PLIF 計測の補正処理法*
(励起光強度の時空間変化および量子収率の時間変化の非計測補正)鈴木 博 貴^{*1}, 長 田 孝 二^{*2}
酒 井 康 彦^{*3}, 鶴 飼 涼 太^{*4}The Image Correction Method for PLIF Measurements
of High-Schmidt-Number Scalar Transfer
(Nonmetric Corrections for Temporospacial Variation of Laser Intensity
and Time Variation of Fluorescence Quantum Yield)Hiroki SUZUKI^{*5}, Kouji NAGATA,
Yasuhiko SAKAI and Ryota UKAI^{*5} Department of Mechanical Science and Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

In the conduct of planar laser induced fluorescence (PLIF) measurements of high-Sc-number scalar transfer, the following errors are included in all captured images. First, local excitation intensity of fluorescence is affected by the surrounding concentration field. Secondly, fluorescence quantum yield has time dependence. Thirdly, laser intensity has temporospacial distribution. In this paper, we propose a nonmetric image correction method to improve the accuracy in PLIF measurement, in which above-mentioned problems were completely removed. The method was applied to the PLIF measurement of high-Sc-number scalar transfer in grid-generated turbulence. The results show that turbulence statistics on concentration are properly estimated by using the present method.

Key Words: Flow Measurements, Image Processing, Turbulent Mixing, Turbulent Flow, High-Schmidt-Number Scalar, Planar Laser Induced Fluorescence, Quantum Yield

1. 結 論

1.1 研究背景と工学的意義 乱流中でのスカラー輸送現象⁽¹⁾⁽²⁾は機械工学に関する装置内において幅広く見られ, その知見は極めて重要である. スカラー輸送を特徴づける無次元数は流体の動粘性係数 ν とスカラーの分子拡散係数 D の比として定義される Schmidt 数 ($Sc = \nu/D$) である. 気相中でのガス拡散のような低 Sc 数の場合には少ない計算量で直接数値計算 (DNS) を行うことが可能であり, DNS で可能となる瞬間の三次元構造の解析がスカラー場の解明を進める上で重要な役割を果たしてきた. しかし, 液相中での物質拡散のような高 Sc 数のスカラー場を対象とした DNS を適切に行うためには, スカラー変動の最小スケールであ

る Batchelor スケール $\eta_c (= \eta/\sqrt{Sc}, \eta: \text{Kolmogorov スケール})$ を解像する必要がある, さらに瞬間場においては η_c よりも小さいスケールの変動についても解析する必要があることも報告されている⁽³⁾ことから, 莫大な計算資源が必要となる. 事実, Schumacher et al.⁽³⁾ による $Re_\lambda = 24$ の一様等方性乱流に輸送される $Sc = 32$ のスカラー変動の直接数値計算では, 空間的に 1024^3 の格子点数が設定された. 一方, 高 Sc 数スカラー場の実験計測には吸光光度法⁽⁴⁾やレーザ誘起蛍光法 (LIF)⁽⁵⁾等が一般に用いられている. しかし, これらの計測は空間的に単点であるために瞬間スカラー変動の空間勾配等の計測には困難を伴う. さらに, 吸光光度法は非浸襲式ではないため流れ場に影響を与える.

1.2 関連研究とそれらの位置づけ 高 Sc 数スカラー場の空間多点同時計測を実現する方法の 1 つとして, 平面レーザ誘起蛍光 (Planar Laser Induced Fluorescence: PLIF)⁽⁶⁾法が挙げられ, これまでにしばしば用いられている⁽⁷⁾. また, 測定およびデータ処理法の改善も図られてきた⁽⁶⁾⁽⁸⁾. Ferrier et al.⁽⁸⁾は励起光強

* 原稿受付 2010 年 2 月 3 日.

^{*1} 正員, 名古屋大学大学院工学研究科 (〒464-8603 名古屋市千種区不老町), 日本学術振興会特別研究員 (DC 1).^{*2} 正員, 名古屋大学大学院工学研究科.^{*3} 正員, フェロー, 名古屋大学大学院工学研究科.^{*4} 学生員, 名古屋大学大学院工学研究科.

E-mail: hsuzuki@nagoya-u.jp

度の減衰や量子収率の影響等による精度低下について検討および修正を行った。また、Sakakibara et al.⁽⁷⁾は無次元励起光強度を導入して二次元乱流噴流の可視化および平均濃度を調べた。このように、計測の信頼性の向上が進められている。

1.3 研究の狙い 本報では、PLIF の精度向上を目的として画像処理法に関する検討を行った結果を報告する。具体的には、染料による吸光を要因とした励起光強度の空間変化、入射励起光強度の時間変化および量子収率の時間変化の影響を、それぞれを計測することなく除去する処理方法の構築を試みる。まず、提案する処理式が示されたのち、その効果に関する簡易的な見積りを行う。次に、本報で提案する手法を格子乱流中での高 Sc 数スカラー輸送を対象とした計測に適用し、評価された乱流統計量 (平均量、四次までの変動統計量) を用いて検討を行う。

2. 主 な 記 号

$\tilde{C}$	: 瞬間濃度 [kg/m ³]
C	: 無次元瞬間濃度 [-]
c	: 無次元瞬間濃度変動 ($= C - \langle C \rangle$) [-]
$\tilde{I}$	: 瞬間励起光強度 [W/m ³]
I	: 瞬間励起光強度比 [-]
I_0	: 瞬間蛍光強度 [W/m ³]
$\langle k_c \rangle$	: スカラーバリエーション ($= \frac{1}{2} \langle c^2 \rangle$) [-]
L_x, L_y	: x および y 方向の計測領域 [mm]
M	: 乱流格子の格子間隔 [mm]
N_x, N_y	: x および y 方向の計測点数
Re_M	: 格子レイノルズ数 ($= U_0 M / \nu$)
Sc	: シュミット数 ($= \nu / \vartheta$)
U_0	: 断面平均流速 [m/s]
$\tilde{V}$	: 輝度値 [-]
V	: 輝度値比 [-]
x, y	: 主流および鉛直方向座標
$\tilde{\beta}$	: 比例定数 [m ³ /W]
β	: 比例定数比 [-]
ϵ	: 吸光係数 [m ² /kg]
η_w	: 水の吸光度 [1/m]
$\tilde{\phi}$	: 量子収率 [-]
ϕ	: 量子収率比 [-]
ν	: 動粘性係数 [m ² /s]
ϑ	: 分子拡散係数 [m ² /s]
$()_{ins}$	: 各計測画像に関する量
$()_{ref}$	: 参照画像に関する量
$\langle \rangle$	: 時間および x 方向のアンサンブル平均量

3. 画像補正法および検討

3.1 補正方法

3.1.1 処理式の導出 単位体積中に含まれる蛍光染料が単位時間当たりに放射する蛍光強度 I_0 は以下の式で与えられる⁽⁹⁾。

$$I_0 = \tilde{I} \tilde{C} \tilde{\phi} \epsilon \quad (1)$$

画像の輝度値 $\tilde{V}$ と蛍光強度 I_0 の間に線形関係の成立を仮定し、式 (1) を代入すると

$$\tilde{V} - \tilde{V}_0 = \tilde{\beta} I_0 = \tilde{\beta} \tilde{I} \tilde{C} \tilde{\phi} \epsilon \quad (2)$$

となる⁽⁹⁾。ここで、 $\tilde{V}_0$ は $I_0 = 0$ における $\tilde{V}$ である。また、 $\sup \tilde{V} = 2^{n_{bit}}$ (n_{bit} は bit 深度) である。式 (2) を計測画像および参照画像に対して適用すると、それぞれ式 (3) および式 (4) となる。ここで、参照画像における濃度 $\tilde{C}_{ref}$ は空間的に一定である。

$$\tilde{V}_{ins} - \tilde{V}_0 = \tilde{\beta}_{ins} \tilde{I}_{ins} \tilde{C}_{ins} \tilde{\phi}_{ins} \epsilon \quad (3)$$

$$\tilde{V}_{ref} - \tilde{V}_0 = \tilde{\beta}_{ref} \tilde{I}_{ref} \tilde{C}_{ref} \tilde{\phi}_{ref} \epsilon \quad (4)$$

上の二式の比をとり、

$$\frac{\tilde{V}_{ins} - \tilde{V}_0}{\tilde{V}_{ref} - \tilde{V}_0} = \frac{\tilde{\beta}_{ins}}{\tilde{\beta}_{ref}} \frac{\tilde{I}_{ins}}{\tilde{I}_{ref}} \frac{\tilde{\phi}_{ins}}{\tilde{\phi}_{ref}} \frac{\tilde{C}_{ins}}{\tilde{C}_{ref}} \quad (5)$$

を得る。式 (5) を、二次元分布を想定して離散化すると、

$$V_{i,j} = \beta_{i,j} I_{i,j} \phi_{i,j} C_{i,j} \quad (6)$$

となる。ここで、 i, j はそれぞれ光軸に垂直な方向および光軸方向の離散点であり (図 1 参照)、 $V_{i,j}$ は $(\tilde{V}_{ins} - \tilde{V}_0) / (\tilde{V}_{ref} - \tilde{V}_0)$ を、 $\beta_{i,j}$ は $\tilde{\beta}_{ins} / \tilde{\beta}_{ref}$ を、 $I_{i,j}$ は $\tilde{I}_{ins} / \tilde{I}_{ref}$ を、 $\phi_{i,j}$ は $\tilde{\phi}_{ins} / \tilde{\phi}_{ref}$ を、 $C_{i,j}$ は $\tilde{C}_{ins} / \tilde{C}_{ref}$ をそれぞれ離散化したものである。式 (6) で求めるべき量は $C_{i,j}$ であり、 $V_{i,j}$ のみが既知である。

$\beta_{i,j}$ について、bit 深度を有効活用するために $\sup \tilde{V} = \max \tilde{V}$ とすると、 $\max \tilde{I}_{ins} \neq \max \tilde{I}_{ref}$ であるときには $\tilde{\beta}_{ins} \neq \tilde{\beta}_{ref}$ である。すなわち $\beta_{i,j} \neq 1$ である。また、 $\phi_{i,j}$ については、 $\tilde{\phi}$ は時間の関数であり、かつ $\tilde{\phi}_{ins}$ と $\tilde{\phi}_{ref}$ で時刻が異なるため、 $\tilde{\phi}_{ins} / \tilde{\phi}_{ref} = \phi_{i,j} \neq 1$ である。本手法では $\beta_{i,j}$ および $\phi_{i,j}$ が場所の関数ではないことを仮定する。ここで、 $\beta = 1$ および $\phi = 1$ を仮定していない点に注意されたい。

式 (6) の各量は i 方向に独立であると仮定すれば、各 j について

$$V_j(x, t) = \beta(t) I_j(x, t) \phi(t) C_j(x, t) \quad (7)$$

である。ここで、各量が i 方向に独立であることは、励起光進行方向が j 方向と一致する必要があることに

NII-Electronic Library Service

3.3.1 I_j の空間変化 まず始めに $C_j = 0$ の場合を考える。式 (10) より

$$\begin{aligned} I_{N_y}/I_0 &= \exp\{\varepsilon \tilde{C}_{ref} \sum_{j=1}^{N_y} (1 - C_j) dy_j\} \\ &= \exp(\varepsilon \tilde{C}_{ref} L_y) = 1.01 \approx 1 \end{aligned} \quad (14)$$

となるには $\varepsilon \tilde{C}_{ref} L_y = \ln(1.01) = 0.00995$ である。ここで、相対的な差異が 1% 以下の場合を想定した。また、 ε は選択した蛍光染料の物性値であることを考慮して定数とすると、 $\tilde{C}_{ref}$ と L_y は反比例の関係にあることがわかる。ここで例として、染料として Rhodamine B を用いた場合を考える。Rhodamine B では $\lambda = 532 \text{ nm}$ において $\varepsilon = 1.71 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{kg}$ である。また、 $L_y = 10 \text{ mm}$ とする。したがって、 $\tilde{C}_{ref} = 0.00995/(L_y \varepsilon) = 5.82 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^3$ となる。

次に、より実際に近い状況を想定して式 (10) を見積もる。ここで、 C_j をスカラー混合層の代表的な平均濃度分布として知られている誤差関数と設定する。パラメータは $\tilde{C}_{ref}, \varepsilon$ および dy_j である。 $\tilde{C}_{ref} = 0, 1 \times 10^{-5}, 1 \times 10^{-4}, 1 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ とした。これまでに $\tilde{C}_{ref} = 2 \times 10^{-5} \sim 4 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^3$ が設定されている⁽⁷⁾。染料を Rhodamine B とし、励起光の波長 λ については $\lambda = 532 \text{ nm}$ とした。したがって、 $\varepsilon = 1.71 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{kg}$ である。 $N_y = 300$ とし、 $dy_j = 0.2 \text{ mm}$ とした。以上の条件下で見積った結果を図 2 に示す。 I_j/I_0 は $\tilde{C}_{ref}$ を増加させると、 $\tilde{C}_{ref} = 0 \text{ kg/m}^3$ での I_j/I_0 とは異なる結果を与えることがわかる。この傾向は $\tilde{C}_{ref} = 1.0 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ において非常に強い。ここで、後述する格子乱流による検証実験では $\tilde{C}_{ref} = 6 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$ に設定したことから、 $\tilde{C}_{ref} = 1 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ は現実的な値であることを付記する。また、 $I_j/I_0|_{\tilde{C}_{ref}=0} - 1$ の値を同図に示す。図 2 より、 $\tilde{C}_{ref}$ を増加させると $I_j/I_0|_{\tilde{C}_{ref}=0} - 1$ が増加することがわかる。 $\tilde{C}_{ref} = 1 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ の場合には $y = 0$ において $I_j/I_0|_{\tilde{C}_{ref}=0} - 1 = 0.26$ であり、 $\tilde{C}_{ref} \neq 0$ に起因する I_j の空間変化が非常に大きい。

3.3.2 $\beta I_0 \phi$ の時間変化 次に、 $\beta I_0 \phi$ の時間変化が C_j に与える影響を検討する。まず I_0 について述べる。 I_0 は入射励起光強度であり、相対的な時間変動は通常 0.1 ~ 1% とされる (後述する検討実験で用いたレーザーでは $\approx 1\%$)。次に ϕ について述べる。濃度消光は ϕ を変化させる要因の 1 つである。濃度消光が発生しない濃度を設定した場合には、溶存酸素、温度および不純物の存在が消光の要因であるとされる⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。その中でも溶存酸素は消光の大きな要因とされている⁽¹⁰⁾。脱気による消光の抑制も示されている⁽⁹⁾が、実験の作業量が大幅に増え、かつ抑制程度の効果しかない。温

Fig. 2 Calculations of Eq.(10)

度消光は 1 K あたり 1 ~ 5% とされている⁽¹⁰⁾。後述の検討計測では温度の時間変化が十分小さいことを確認しているが、温度変化が全くないとはいえない。作動流体に水道水を用いる場合、水道水に含まれる塩素を不純物として消光が起きる。これらを要因とした消光により ϕ は変化する。その変化は無視できないとされる⁽⁹⁾。なお、本処理においては ϕ の計測範囲 ($L_x \times L_y$) 内では空間変化が十分小さいことを前提としていることに注意されたい。

以上のように $\varepsilon \tilde{C}_{ref} (1 - C_j) dy_j \neq 0$ による I_j の空間変化および $\beta I_0 \phi$ の時間変化は C_j の計測に大きな影響を及ぼす。これらの影響は、3.1 および 3.2 節で示した処理を用いることでそれぞれを完全に補正することが可能である。

4. 実験

本章および次章では、格子乱流による高 Sc 数スカラー乱流輸送を測定対象として取得したデータを用いて検討を行う。

4.1 検討内容 処理を行う際の $\tilde{C}_{ref}$ および $\beta I_0 \phi$ についての仮定がスカラー変動に関する結果に及ぼす影響を定量的に検討する。なお、single-point LIF による実験計測結果⁽⁵⁾との比較も行う。

4.1.1 処理法 処理は Run PREC, Run PRE0 および Run COM の 3 つを設定する。Run PREC では本報で提案する処理式である式 (11) および式 (13) により処理を行う。したがって、 I_j の空間変化および $\beta I_0 \phi$ の時間変化の両方が補正される。Run PRE0 では式 (11) について $\varepsilon \tilde{C}_{ref} dy_j = 0$ とした処理式を用いて処理される。本実験計測では $\varepsilon \neq 0$ および $L_y = \sum_{j=1}^{N_y} dy_j \neq 0$ であるので $\tilde{C}_{ref} = 0 \text{ kg/m}^3$ である。したがって、Run PRE0 では I_j の空間変化が補正されない。換言すると、この処理では蛍光の吸光による励起光強度の減衰が考慮されない。Run COM では、式 (11) および式 (13) について $\beta I_0 \phi = 1$ とした処理式を用いて処理される。こ

Fig. 3 Schematic of experimental apparatus

Table 1 Measuring conditions and classification of image processing

Run	$L_x \times L_y [\text{mm}^2]$	$N_x \times N_y [-]$	$d_x \times d_y [\text{mm}^2]$	$\tilde{C}_{ref} [\text{kg}/\text{m}^3]$	$\beta I_0 \phi [-]$
PREC	3.48×100	$128 \times 3,682$	0.027^2	$\tilde{C}_0$	V_0
PRE0	3.48×100	$128 \times 3,682$	0.027^2	0	V_0
COM	3.48×100	$128 \times 3,682$	0.027^2	0	1

ここで, $\beta I_0 \phi = 1$ とする場合, 式 (11) より $\varepsilon \tilde{C}_{ref} dy_j = 0$ となるため, 蛍光の吸光による励起光強度の減衰が考慮されない処理となっている点に注意が必要である。したがって, Run COM では I_j の空間変化と $\beta I_0 \phi$ の時間変化の両方が補正されない。

4.2 計測対象 実験装置の概略および座標系を図 3 に示す。ここで, 座標系の原点を, 乱流格子面の中心とし, 主流方向を x , 鉛直上方向を y , スパン方向を z とした。作動流体である水道水は, ヘッドタンクによりヘッドを与えられ, 整流および縮流されたのち, テストセクションに流入される。テストセクションは $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ の断面および $1,500 \text{ mm}$ の主流方向長さを有するアクリル製の矩形流路である。テストセクションの入口に biplane round rod 乱流格子が設置され, その下流に格子乱流が生成された。ここで, 格子の間隔 M は 20 mm , 丸棒 (round rod) の直径は 3 mm であり, 閉塞率 σ は 0.28 である。この格子は比較対象とする single-point LIF による実験計測で用いられたものと同一である。スカラーを Rhodamine B とし, 格子上流側に $x/M = 0$ まで設置されたスプリットプレートを用いてスカラー混合層を形成させた。ここで染料の濃度 $\tilde{C}_0$ を $6 \times 10^{-4} \text{ kg}/\text{m}^3$ とした。

計測対象とする場を支配する無次元パラメータは, 格子間隔に基づくレイノルズ数 Re_M およびシュミット数 $Sc (\approx 2,100^{(1)})$ である。ここで, single-point LIF による実験計測結果との比較を行うため $Re_M = 2,500$ とした。この Re_M を設定するため, 断面平均流速 U_0 について, 作動流体温度に依存する動粘性係数 ν の値を得たのち, 設定した Re_M に相当する U_0 を電磁流量計 (KEYENCE 製 FD-U) を用いて設定した。

4.3 光学系と画像計測 励起光源には半導体励起固体連続光レーザ (Omicron 製 FKLA-1000, 波長 $\lambda = 532 \text{ nm}$) を用いた。レーザ光をスリットおよびレーザ光を平行にするために設定されたレンズ系を通したのち計測域に入射させた。ここで, 計測領域におけるシート厚は 0.5 mm 程度未満であった。蛍光を, 光学フィルタ, レンズを通したのちデジタル一眼レフカメラ (Nikon 製 D700) によって計測した。光学フィルタには Asahi spectra shortpass filter を用い, 540 nm 未満の波長の光が除去された。レンズには Nikon Micro-Nikkor F2.8 を用い, F 値を 2.8 とした。カメラの撮像素子の大きさは $36.0 \times 23.9 \text{ mm}^2$ (35 mm の銀鉛カメラに相当) であり, 高感度および高 S/N 比が実現されている。シャッター開放時間を $1/1000 \text{ s}$ とし, $x/M = 18$ において計測を行った。撮影枚数は $1,304$ 枚であった。各撮影画像は励起光と輝度値の線形関係 (式 (2)) の保持に留意して RAW 画像として保存し, Open CV により輝度値を数値化したのち処理を行った。本計測における bit 深度は 14 bit である。

5. 実験データによる検討

5.1 処理の概要と瞬間場 図 4 に処理の概要を示す。図 4 に示す結果は, $L_x \times L_y = 5.5 \times 14 \text{ mm}^2$ および $N_x \times N_y = 200 \times 504$ に対するものである。ここで, 図 4(a) は式 (3) における $\tilde{V}_{ins} - \tilde{V}_0$ (計測画像) を, 図 4(b) は式 (4) における $\tilde{V}_{ref} - \tilde{V}_0$ (参照画像) をそれぞれ表す。また, 図 4(c) は, 図 4(a) および図 4(b) に基づき式 (11) および式 (13) を用いて処理された瞬間の無次元スカラー分布 C を表す。ここで, 図 4(a) および図 4(b) においては, 白部が高輝度値を, 黒部が低輝度値をそれぞれ表し, 図 4(c) においては, 白部が $C = 1$ を, 黒部

Fig. 4 Image processing procedure: (a) a measured image; (b) a reference image; (c) an instantaneous non-dimensional concentration field

が $C = 0$ をそれぞれ表す。図 4(a) においては、上部で紙面上下方向の筋および濃淡むらが確認される。この筋および濃淡むらは図 4(b) に示す参照画像においても確認される。参照画像を撮影する際には染料濃度は空間的に一定であるため、この筋および濃淡むらは励起光強度の空間変化を原因とするものであることがわかる。図 4(c) においてはこれらの筋およびむらが消えていることが確認でき、本手法の有効性が視覚的に確認される。ここで、これらの筋およびむらの性質が時間的に変化することに注意されたい。このため、これまでの参照画像を用いて励起光強度の空間分布を補正する方法⁽⁶⁾では、この影響を補正することは困難である。本手法では参照画像だけでなく式 (11) および式 (13) を用いることで I_f の空間変化および $\beta I_0 \phi$ の時間変化を補正している。

5.2 平均スカラー分布 図 5 に平均スカラー $\langle C \rangle$ の y 方向分布を示す。Run PREC および Run PRE0 の場合は、スカラー混合層における典型的な分布であり、single-point LIF による実験結果ともよく一致することが確認できる。また、Run PREC と Run PRE0 の分布は概ね一致するものの、Run PRE0 の場合は Run PREC よりも $\langle C \rangle$ をわずかに過大評価することが確認できる。この結果は図 2 に示した見積もり結果と定性的に一致する。なお、本計測においては $\bar{C}_{ref} = 6 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$ 、 $L_y = 100 \text{ mm}$ である点に注意されたい。すなわち、本計測において設定された濃度および計測領域におい

Fig. 5 The vertical profiles of mean scalar $\langle C \rangle$

ては両者の差がわずかであるが、濃度を高めた場合または計測領域を広めた場合には違いが顕著になることが先述の式 (10) および見積り (3.3.1 項) から推察できる。一方、Run COM の場合は、Run PREC および Run PRE0 に比べ $\langle C \rangle$ が最大で 10% 程度過大評価されていることがわかる。

Run PRE0 と Run COM の処理の違いは $\beta I_0 \phi$ の時間変化を補正するか否かである。そこで、Run PRE0 と Run COM における結果の違いを $\beta I_0 \phi$ の変化と関係づけることを試みる。まず、Run PRE0 および Run COM では処理を行う上で $C_{ref} = 0 \text{ kg/m}^3$ と設定され

ているため、 $\beta I_j \phi$ と C_j の独立性が暗黙的に導入されている点に注目する。ここで、Run PREC における処理内容からも確認されるように、実際には $\beta I_j \phi$ と C_j は独立ではない点に注意されたい。Run PRE0 においては、 $\tilde{C}_{ref} = 0 \text{ kg/m}^3$ としたために $\beta I_j \phi = \beta I_0 \phi$ とされている点に注意する。まず $\beta I_j \phi$ を

$$\beta I_j \phi = \Psi + \psi \quad (15)$$

のように平均値 $\Psi (= \langle \beta I_j \phi \rangle)$ と変動値 ψ に分解する。また、Run PRE0 の場合の C を C_{PRE0} 、Run COM の場合の C を C_{COM} と記述する。式 (13) より $C_{COM} = \beta I_j \phi C_{PRE0}$ であるので、

$$\langle C_{COM} \rangle = \langle \beta I_j \phi C_{PRE0} \rangle = \Psi \langle C_{PRE0} \rangle \quad (16)$$

である。すなわち、Run COM による平均スカラー分布は Run PRE0 によるその $\langle \beta I_j \phi \rangle$ 倍であることがわかる。したがって、実験環境における $\langle \beta I_j \phi \rangle$ の値によっては、Run COM と Run PRE0 の違いがより大きくなるのがわかる。

図 6 において Run PREC の y 方向に対する反対称性を調べる。図 6 より、 $\langle C(y/M) \rangle$ および $1 - \langle C(-y/M) \rangle$ の分布はほぼ重なり、Run PREC によって処理された $\langle C \rangle$ は $\langle C(y/M=0) \rangle = 0.5$ について良好な反対称性を有することが確認される。一方、図 5 の Run COM より確認されるように、計測および処理が不適切な場合には分布が反対称とならないことに注意が必要である。

5.3 スカラーバリエーション分布 図 7 にスカラーバリエーション $\langle k_c \rangle = \frac{1}{2} \langle c^2 \rangle$ の y 方向分布を示す。また、Run PREC と Run PRE0 の場合における $\langle k_c \rangle$ の対称性を図 8 において比較する。Run PRE0 については、 $y/M < 0$ の領域において $\langle k_c \rangle$ が過大評価されていることがわかる。この影響は、 $\langle k_c \rangle$ の対称性を崩すことにつながる。図 8 より、Run PREC での $\langle k_c \rangle$ は良好な対称性を有するのに対して、Run PRE0 の場合は、 $\langle k_c \rangle$ の対称性が低下していることが確認される。この原因は、Run PRE0 では $\tilde{C}_{ref} = 0$ としたために式 (11) を用いて $\exp[\epsilon \tilde{C}_0(1 - C_j)dy_j] > 1$ を補正できない点にある。

一方、図 7 より、Run COM については Run PREC および Run PRE0 の場合よりも領域全体にわたって $\langle k_c \rangle$ が過大評価されていることがわかる。また、 $y/M > 1.5$ 程度において、Run PREC および Run PRE0 の場合よりも $\langle k_c \rangle$ の値が大きく、 y/M の増加による $\langle k_c \rangle$ の減衰の特性が大きく異なることが確認される。この二点について少し考察する。Run PRE0 の場合の c を c_{PRE0} 、Run COM の場合の c を c_{COM} と記述する。先述の通り $\beta I_j \phi$ と C_{PRE0} が独立であることから

Fig. 6 The antisymmetry of $\langle C \rangle$

Fig. 7 The vertical profiles of $\langle k_c \rangle$

Fig. 8 The symmetry of $\langle k_c \rangle$

$$\begin{aligned} \langle (c_{COM})^2 \rangle &= \langle C_{COM}^2 \rangle - \langle C_{COM} \rangle^2 \\ &= \Psi^2 \langle c_{PRE0}^2 \rangle + \langle \psi^2 \rangle \langle C_{PRE0} \rangle^2 + \langle \psi^2 \rangle \langle c_{PRE0}^2 \rangle \end{aligned} \quad (17)$$

である。ここで式 (16) を用いた。まず、 $\Psi^2 \langle c_{PRE0}^2 \rangle$ および $\langle \psi^2 \rangle \langle c_{PRE0}^2 \rangle$ に注目する。本実験計測では $\Psi \approx 1.1$ であったことから、図 7 の Run COM において見られた領域全体にわたる Run PRE0 に対する過大評価の要因は、 $\Psi \approx 1.1$ にあることがわかる。このことから、実験環境において $\Psi < 1$ であった場合には、Run COM では過小評価されることになることも併せて確認される。また、 $\langle \psi^2 \rangle \langle c_{PRE0}^2 \rangle$ については、 $\langle \psi^2 \rangle > 0$ であるため、 ψ は $\langle k_c \rangle$ を増加させることがわかる。このことから、実験環境において偶然 $\Psi^2 + \langle \psi^2 \rangle = 1$ となった場合には、一見比較的良好な分布となることがわかる。次

に、 $\langle \psi^2 \rangle \langle C_{PRE0} \rangle^2$ に注目し、さらに $\langle C_{PRE0} \rangle|_{y/M=2} \approx 1$ かつ $\frac{1}{2} \langle C_{PRE0}^2 \rangle|_{y/M=2} \approx 0$ であることを考慮すると、図 7 における $\langle k_c \rangle|_{y/M=2}$ について、 $\langle k_c \rangle|_{y/M=2} \approx \frac{1}{2} \langle \psi^2 \rangle$ であることがわかる。すなわち、Run COM において $\langle k_c \rangle|_{y/M=2} \approx 0$ とならない原因は $\langle \psi^2 \rangle \approx 0$ でないことにある。

以上より、 $\langle k_c \rangle$ については、染料の吸光による励起光強度の減衰を補正しない場合には分布の対称性が低下すること、励起光強度の時間変化および量子収率の時間変化等(すなわち $\beta I_0 \phi$ の時間変化)を補正しない場合には、 $\beta I_0 \phi$ の時間変化の影響を直接的に受けることおよび $\langle C \rangle$ が $\langle k_c \rangle$ に影響を与える(式(17))ことがわかった。

5.4 スカラー変動高次統計量分布 図 9 にスカラー変動三次統計量 $\langle c^3 \rangle$ の y 方向分布を示す。図 9 より、Run PRE0 および Run COM での $\langle c^3 \rangle$ は Run PREC での $\langle c^3 \rangle$ よりも反対称性が低下していることがわかる。この傾向は Run PRE0 よりも Run COM の場合において顕著である。

図 10 にスカラー変動四次統計量 $\langle c^4 \rangle$ の y 方向分布を示す。図 10 より、Run PRE0 および Run COM での $\langle c^4 \rangle$ は Run PREC での $\langle c^4 \rangle$ よりも対称性が低下しており、値も大きく異なることがわかる。この傾向は Run PRE0 よりも Run COM の場合において顕著である。

以上に示した $\langle C \rangle$, $\langle k_c \rangle$, $\langle c^3 \rangle$ および $\langle c^4 \rangle$ の比較から、染料の吸光による励起光強度の減衰の補正の効果(Run PREC と Run PRE0 の場合の比較から確認される)は、 $\langle C \rangle$ よりも、スカラー変動に関する乱流統計量で顕著であることが確認された。一方、 $\beta I_0 \phi$ の補正効果(Run PRE0 と Run COM の場合の比較から確認される)については、スカラー変動に関する乱流統計量だけでなく、 $\langle C \rangle$ においても補正効果が大きいことが確認された。

6. 結 論

本研究では、平面レーザ誘起蛍光(PLIF)法のための画像処理法について検討を行った。本研究において得られた結論を以下に示す。

1. 画像処理法について、以下の前提条件

- 励起光進行方向と j 方向が一致
- 励起光入射境界での無次元濃度が既知である
- 輝度値と蛍光強度の間に線形関係が成立
- ε が定数
- 各時刻における β, ϕ が空間的に定数

により補正処理式を得た(式(11)および式(13))。式(11)および式(13)は以下の影響を計測するこ

Fig. 9 The vertical profiles of $\langle c^3 \rangle$

Fig. 10 The vertical profiles of $\langle c^4 \rangle$

となく除去することが可能である。

- 入射励起光強度の時間変化
- 染料の濃度差による励起光強度の空間変化
- 各画像における $\tilde{\beta}_{ins}$ と $\tilde{\beta}_{ref}$ の差異
- 量子収率の時間変化

また、提案する処理の効果を数値的に見積った。

- 格子乱流 ($Re_M = 2,500$) による高 Sc 数 ($Sc \approx 2,100$) スカラー乱流輸送を測定対象として取得したデータを用い、平均スカラー分布およびスカラー変動の乱流統計量によって、データ処理方法の違いによる差異を検討した。染料の濃度差による励起光強度の空間変化(本文中の I_j の空間変化)の補正効果については、平均スカラー分布 $\langle C \rangle$ よりもスカラー変動の乱流統計量の方が顕著に見られた。また、 $\langle k_c \rangle$ よりも $\langle c^4 \rangle$ の方が顕著に見られた。一方、励起光強度の時間変化、量子収率の時間変化および各画像における $\tilde{\beta}_{ins}$ と $\tilde{\beta}_{ref}$ の差異(本文中の $\beta I_0 \phi$)の補正効果については、スカラー変動の乱流統計量だけでなく $\langle C \rangle$ においても顕著に見られた。また、 $\langle C \rangle$ および $\langle k_c \rangle$ についての補正効果を $\beta I_0 \phi$ と関係づけた。

以上に示すように、本手法によって入射励起光強度の時間変化、染料の濃度差による励起光強度の空間変

化、輝度値と蛍光強度の間の線形係数 β の差異および量子収率の時間変化の補正が、それぞれを計測することなく可能となった。この恩恵として、まず、低い染料濃度および狭い計測範囲という拘束が緩和されたことが挙げられる。このため、高出力レーザの必要性が低下した(ただし、撮影画像の S/N 比を向上させるうえで高出力レーザは有効である)。また、励起光強度および量子収率の時間変化の補正が可能となったことにより、計測精度の向上が期待される。しかしながら、PLIF 計測は依然としていくつかの問題を抱えており、それらの解決によるさらなる信頼性の向上が期待される。

謝 辞

本研究は、独立行政法人日本学術振興会と英国 RS の二国間交流事業(共同研究)により行われた。また、本研究の一部は科研費(21656051, 22360076, 22360077 および 20008010)の援助を受けて行われた。

文 献

- (1) Warhaft, Z., Passive Scalars in Turbulent Flows, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.32 (2000), pp.203-240.
- (2) Dimotakis, P. E., Turbulent Mixing, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.37 (2005), pp.329-356.
- (3) Schumacher, J., Sreenivasan, K. R. and Yeung, P. K., Very Fine Structures in Scalar Mixing, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.531 (2005), pp.113-122.
- (4) Sakai, Y., Okada, Y., Nakamura, I., Kobayashi, N. and Miwa, M., Simultaneous Measurements of Velocity and Scalar Quantity in an Axisymmetric Turbulent Jet, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.65, No.634 (2003), pp.2000-2008.
- (5) Ito, Y., Nagata, K. and Komori, S., The Effects of High-Frequency Ultrasound on Turbulent Liquid Mixing with a Rapid Chemical Reaction, *Physics of Fluids*, Vol.14, No.12 (2002), pp.4362-4371.
- (6) Crimaldi, J. P., Planar Laser Induced Fluorescence in Aqueous Flows, *Experiments in Fluids*, Vol.44 (2008), pp.851-863.
- (7) Sakakibara, J., Omiya T. and Hayashi, M., Vortical Structure and Scalar Mixing of a Plane Jet with Spanwise Non-Uniform Forcing, *Proceedings of the 12th International Symposium Application of Laser Technique Fluid Mechanics*, (2004) CD-ROM.
- (8) Ferrier, A. J., Funk, D. R. and Roberts, P. J. W., Application of Optical Techniques to the Study of Plumes in Stratified Fluids, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, Vol.20, No.1-2 (1993), pp.155-183.
- (9) The Visualization Society of Japan, *Handbook of Particle Image Velocimetry*, (2005), pp.229-236, Morikita Publishing.
- (10) Guilbault, G. G., *Practical Fluorescence: Theory, Methods, and Techniques*, (1973), pp.28-34, Marcel Dekker.
- (11) Culbertson, C., T., Jacobson, S. C. and Ramsey, J., M., Diffusion Coefficient Measurements in Microfluidic Devices, *Talanta*, Vol.56 (2002), pp.365-373.