レーザーオリジナル

プレーナー型位相ドップラー粒径測定法

相 津 佳 永^{*}・鷲 山 裕 之^{*}・三 品 博 達^{*}

(1995年3月6日 受理)

Planar Phase-Doppler Method for Particle Sizing

Yoshihisa AIZU^{*}, Hiroyuki WASHIYAMA^{*} and Hiromichi MISHINA^{*}

(Received March 6, 1995)

A conventional phase-Doppler method is useful for particle sizing, but is sensitive to the trajectory ambiguity or the Gaussian beam effect/defect which can cause sizing errors when a large particle is measured. This paper reports studies of the phase-diameter characteristics of the planar phase-Doppler method which was proposed to suppress the Gaussian beam defect. Numerical and experimental investigations have been performed to show the usefulness of the proposed method for measuring particles comparable with or larger than the measuring volume size without the Gaussian beam defect.

Key Words: Phase Doppler anemometer, Particle sizing, Droplet size measurement, Laser Doppler velocimeter

1. はじめに

位相ドップラー流速計 (Phase Doppler Anemometer: 以下, PDAと略) は, 1975年のDurstとZaré¹⁾による研究以来この20年で大きな進歩を遂げた²⁻⁴⁾。それは, 光散乱現象の物理的考察から, 測定系の特性に関するシミュレーション研究, 光学系・電気系の改良, さらに種々の応用研究にまで及び, 今日最も実用的な粒子速度・粒子径測定技術の一つとなっている。こうした発展の一方で, 粒子が探測領域に対して比較し得る程に大きくなると, 粒子の通過位置に依存して著しい粒径誤認を生じる問題⁵⁾が指摘され, この解決が最近の重要課題の

一つとなっている。BachaloとSankar⁶⁾は, 粒子が探測領域の1/5以上の大きさをもつとき測定粒子径がその飛跡に依存することを示し, この効果をTrajectory ambiguityとして扱っている。また幾何光学近似を用いたSankarとBachalo⁷⁾による解析や, 一般化Lorenz-Mie理論⁸⁾を用いたGréhanら^{9,10)}による研究から, Trajectory ambiguityが照明用レーザービームのガウス強度分布に起因することが明確に示され, 最近では, ガウスビーム効果/欠陥 (Gaussian beam effect/defect) として表現されるようになってきている。

ガウスビーム効果を抑制または低減する方法として, すでに次のような提案がある。

^{*} 室蘭工業大学機械システム工学科(〒050 室蘭市水元町27-1)

^{*} Department of Mechanical Systems Engineering, Muroran Institute of Technology (27-1 Mizumoto, Muroran, Hokkaido 050)

- (1) 入射・散乱光の偏光特性の利用^{5,10}。
- (2) 位相対粒径特性曲線上のガウスビーム効果が零となる節点の利用¹¹。
- (3) 入射ビーム交差角など測定光学系の最適化¹²。
- (4) 対称型検出光学系の適用^{9,10}。
- (5) ウェーブレット変換を利用した部分位相評価法¹³。

これらの方法は、粒子径範囲や光散乱方向を限定した複雑な光学系を必要とし、あるいは特別な設計による信号処理装置を用意しなければならない、実用上十分な解決策と成り得ていない。

本論文では、ガウスビーム効果を幾何光学的に再考察し、欠陥の主因を明確にする。次に、ガウスビーム効果を原理的に除去し得る方法として提案された、プレーナー型位相ドップラー法¹⁴の位相対粒径特性を、一般化Lorenz-Mie光散乱理論に基づく数値計算により考察する。その結果、光学系パラメータの決定手順の一例を示す。最後に、単分散水滴粒子による実験から、シミュレーションで予測されたプレーナー法の有効性を確認する。

2. 従来型PDAとガウスビーム効果

最も一般的なPDA光学系をFig. 1に示す。ビームスプリッターで分割した波長 λ の2本の

Fig. 1 Conventional phase-Doppler optical layout and model of Doppler burst signals.

レーザービームは xz 面内を伝搬し、原点にてビームウェスト半径 w_0 、ビーム交差半角 α で交差する。探測領域中を x 軸に沿って通過する粒子によって散乱された光を、 yz 面上で z 軸から軸はずし角 (Off-axis角) ϕ の位置に配置した2つの光検出器で受光し、各々バースト状のドップラービート信号を得る。各信号のビート周波数は、レーザードップラー速度計(LDV)の原理に基づき速度測定に利用される。実際の2つの検出器は、 yz 面から上下に仰角(Elevation角) $\pm\phi$ の位置に対称配置する。このとき各ビート信号の位相は、散乱光が粒子からの1次屈折光又は反射光のみと仮定すれば、幾何光学的に各々次式で与えられる¹⁵。

1次屈折光の位相：

$$\Phi_{tr} = -kd_p \left[\left\{ 1 + m^2 - m \sqrt{2(1 + \sin \alpha \sin \phi + \cos \alpha \cos \psi \cos \phi)} \right\}^{1/2} - \left\{ 1 + m^2 - m \sqrt{2(1 - \sin \alpha \sin \phi + \cos \alpha \cos \psi \cos \phi)} \right\}^{1/2} \right] \quad (1)$$

反射光の位相：

$$\Phi_{rl} = \frac{kd_p}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{1 + \sin \alpha \sin \phi - \cos \alpha \cos \psi \cos \phi} - \sqrt{1 - \sin \alpha \sin \phi - \cos \alpha \cos \psi \cos \phi} \right] \quad (2)$$

Fig. 2 Simulated phase-diameter relation for different particle positions on y-axis: $\lambda = 632.8$ nm, $m = 1.33$, $\alpha = 5^\circ$, $\psi = 3^\circ$ and $\phi = 70^\circ$.

ここで d_p は粒子径, $k = 2\pi/\lambda$ は波数, m は周囲媒質に対する粒子の相対屈折率である。上式より光学系を規定すれば, 屈折率既知の粒子径と信号位相が比例関係にあることがわかり, 2ビート信号間の位相差測定により粒子径を決定することができる。

通常, Fig. 1 の光学系で入射ビームの電気ベクトルは yz 面, つまりほぼ散乱面と平行に設定し, 水平偏光を利用する。また軸はずし角 ϕ は $30 \sim 150^\circ$, 仰角 ψ は数度が一般的である。Fig. 2 は空気中の水滴粒子 ($m = 1.33$) について, 一般化 Lorenz-Mie 理論に基づく数値シミュレーションで求めた位相対粒子径の関係を表している。ここで一般化 Lorenz-Mie 理論とは, 平面波を仮定する従来の Lorenz-Mie 理論をガウスビーム照明等に適用し得るよう改良したものである。計算は, 条件として波長 $\lambda = 632.8$ nm, ビームウェスト半径 $w_0 = 25 \mu\text{m}$, ビーム交差半角 $\alpha = 5^\circ$, 仰角 $\psi = 3^\circ$, 軸はずし角 $\phi = 70^\circ$ とし, 粒子位置 $x = z = 0$ で異なる y において与えた粒子径による各散乱光の位相と振幅を計算し, 干渉によるビート信号の位相を求めることを行った。 $y = 0$ すなわち粒子が測定領域の中心を通過

Fig. 3 Schematic description of the Gaussian beam defect.

するときは信号位相と粒子径の間に良好な直線性が存在するが, 粒子の通過位置が y の負方向にずれるに従って位相変動が大きく生じるようになり, $y = -25 \mu\text{m}$ ではもはや $20 \mu\text{m}$ 以上の粒径測定が不可能になることがわかる。

この問題を幾何光学的に考察してみよう。Fig. 3 は Fig. 1 の光学系を上方すなわち x 軸の正側からみた yz 面で, ガウスビーム強度分布を有する測定領域と粒子位置との関係を表したものである。(a), (b) は各々粒子がガウス強度分布の中心に関して検出器側及び反対側に位置する場合を示している。最も一般的な PDA の例としてここでは前方散乱を利用し, 粒子からの 1 次屈折光が優位に検出される条件を考える。よってフレネル係数で与えられる屈折率 E と反射効率 e との間には $E > e$ なる関係が仮定できる。(a) の場合, 検出器に入力する屈折光 $R2$ はガウス強度分布の比較的大きい強度 A の入射光によるのに対し, 反射光 $R1$ のそれは小さい強度 a の光によっている。つまり $EA \gg ea$ となり, 検出光はほとんど屈折光優位となる。そこで測定位相と粒子径の間には (1) 式の関係が成立するとみなすことができ, 良好な計測が可能である。一方 (b) では, 屈折・反射に寄与する入射光強度 A と a の位置関係が反転するため, (a) の場合と同様に考えれば, 今度は $Ea \sim eA$ と比較的接近した大きさになる。そこで検出器面上にて

Fig. 4 Simulated result of iso-phase (deg) map as a function of particle position (x, y) : $\lambda = 632.8$ nm, $d_p = 40 \mu\text{m}$, $m = 1.33$, $w_0 = 40 \mu\text{m}$, $\alpha = 0.9^\circ$, $\phi_1 = 4.39^\circ$, $\phi_2 = -4.39^\circ$ and $\phi = 30^\circ$.

屈折光と反射光の干渉効果が無視できなくなり、ビート信号の位相が変動する。つまり、位相変動は粒子が y の負側と言うより、検出器位置と反対側の測定領域を通過する際に生じ、その原因はガウス強度分布にあることが理解できる。そこで最近では、この位相変動はもっぱらガウスビーム効果(欠陥)と呼ばれている。この解釈から測定領域に比べて粒子径が大きくなる程、また通過位置が検出器と反対側の測定領域端に片寄る程ガウスビーム効果も顕著になることが推測される。

Fig. 4は一般化Lorenz-Mie理論により得られたビート信号の位相を、粒子位置 (x, y) に対して等位相線で示したものである。粒子が y の正側を通過すれば位相は一定であるのに対し、負側を通過するとその位置によって位相が異なることがわかる。もし y の正側を通過する粒子についてのみ測定できれば、良好な結果が期待できるが、飛跡位置 y の制御あるいは判別・選択は実際上困難である。そこで座標を回転し、飛跡位置でなく通過時刻を基準にすれば、バースト信号上での選択が可能となる。それが次に示すプレーナー法である。

Fig. 5 Planar phase-Doppler optical layout and model of Doppler burst signal.

3. プレーナー型位相ドップラー法

3.1 基本原理

Fig. 5(a)に今回提案するプレーナー光学系を示す。2本のレーザービームはこれまで同様 xz 面内にあるが、その電気ベクトルも同面内とする。Fig. 1で yz 面上に対称配置した2検出器をここでは xz 面上に置く。軸はずし角 $\phi = 0^\circ$ とし、仰角 ϕ_1 , ϕ_2 の大きさを従来光学系Fig. 1の軸はずし角 ϕ に対応させることで、従来と同様に前方散乱の水平偏光成分検出を実現させる。異なる仰角で設置した2検出器のビート信号位相差がやはり粒径と比例関係にあり、粒径測定が可能である。このように全ての光学系が xz 面内に配置されるため、光学系も簡易且つ調整が容易になり、実用上極めて有利である。ここで、粒子が(b)のように測定領域を x 軸の負から正へと移動すると、それに応じて(c)のようなバースト信号が得られる。プレーナー光学系では、

粒子が測定領域を通過する前半がFig. 3の(a)に、後半が(b)に相当するので、前半部分のみから位相を評価すればガウスビーム効果が除去可能となる。

Fig. 6は、Fig. 4に準じてプレーナ光学系に対して求めた等位相線(a)と等強度線(b)の分布図である。(a)より粒子がどのyの位置で測定領域を通過しても、全ての場合にxの負側すなわち粒子が測定領域前半にあるときに位相は一定であり、xの正側つまり測定領域後半に入ると大きく変動することを示している。また(b)より、信号強度の最大値すなわちバースト信号のピークは、粒子が測定領域の中心($x=y=0$)にあるときではなく、幾らか負側(この量は粒子

Fig. 6 Simulated result of (a)iso-phase (deg) and (b)iso-intensity (log W) maps as a function of particle position (x, y): $\lambda = 632.8$ nm, $d_p = 52$ μm , $m = 1.33$, $w_0 = 40$ μm , $\alpha = 2.04^\circ$, $\psi_1 = 26.31^\circ$, $\psi_2 = 33.69^\circ$ and $\phi = 0^\circ$.

径や屈折率に依存)にあるときとわかる。よってバースト信号の最大振幅付近で位相を評価すれば、それは自ずと粒子が負側にあるときとなりガウスビーム効果の無い測定が実現される。これは実用上大変好都合な特性であり、トリガーレベルを調整するだけで従来からの標準的なビート信号処理系がそのまま適用でき、且つ最もS/N比の良い部分を利用出来る点でも有利である。さらに粒子の移動方向が反転しても全く問題なく評価できる点も重要である。

3.2 位相対粒径特性

一般化Lorenz-Mie理論に基づく数値シミュレーションから求めたプレーナ光学系での位相対粒子径の特性例をFig. 7に示す。仰角 $\psi = 30^\circ$ 、粒子位置 $y=z=0$ で異なる x (すなわち移動粒子の異なる時刻)に対する結果で、他の条件はFig. 2と同様である。 $x = -25 \sim +10$ μm では良好な直線性を示しているが、正側に移動するにつれ、より小さい粒子径で位相変動が始まることがわかる。縦軸の位相は単一検出ビート信号の絶対位相であり直接計測できない。また従来光学系に比べると位相回転が速く(位相係数が大きく) 2π をはるかに越える値である。そこ

Fig. 7 Simulated phase-diameter relation for different particle positions on x -axis: $\lambda = 632.8$ nm, $m = 1.33$, $w_0 = 25$ μm , $\alpha = 5^\circ$ and $\phi = 0^\circ$.

Fig. 8 Simulated phase difference vs. diameter relation for different particle positions on x -axis: $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $m = 1.33$, $w_0 = 25 \text{ } \mu\text{m}$, $\alpha = 5^\circ$ and $\phi = 0^\circ$.

で異なる仰角で隣接設置した第2の検出器からの信号との位相差を 2π 以内に測定し、粒径を求めることになる。Fig. 8は位相差対粒子径の関係をFig. 7同様にシミュレーションしたものであり、2つの仰角は $\phi_1 = 30^\circ$, $\phi_2 = 35^\circ$ である。ここでも x の正側で極めて大きな位相変動を示している。よって位相評価は粒子が x の負側、すなわちバースト信号の前半で行えば良いことがわかる。なお電気ベクトルを yz 面に設定した垂直偏光の場合についても同様の計算を行ったが、位相対粒子径の直線性はFig. 5の水平偏光の方が良好であった。

3.3 光学系パラメータの設定

Fig. 9は、次節に述べる実験条件に対してシミュレーションで求めた位相差対粒子径の関係であり、(a)の粒子径 $30 \text{ } \mu\text{m}$ 以下を拡大したものが(b)である。粒子位置は $x=y=z=0$ に設定した。粒子径がビームウエスト径、従って測定領域径より大きくなってもガウスビーム効果の無い良好な測定が行えるため、プレーナー法はより広い測定レンジに対応可能で、これは特に粒径分布測定などに有利である。一方 $30 \text{ } \mu\text{m}$ 以下、特に $5 \text{ } \mu\text{m}$ 以下で別の位相変動が生じているの

Fig. 9 Simulated phase difference vs. diameter relation for the experimental condition: $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $m = 1.33$ and $w_0 = 64 \text{ } \mu\text{m}$.

がわかる。これは従来の光学系でも生じる共通の問題¹⁶⁾であり、Mie共振の影響と考えられる。ここでは、その変動を最小化するような光学系を設定することがまず重要である。そこで、粒子径 $10 \text{ } \mu\text{m}$ 以下の位相変動を小さくする方針で各角度の設定を検討した。

Fig. 9(b)で、各粒子径毎に計算したシミュレーションによる位相差 $\Delta\Phi_s(\text{GLMT})$ と(1)式から求めた理論値 $\Delta\Phi_t(\text{Geometrical})$ との差を位相変動による誤差と考え、これを粒子径 $0.1 \text{ } \mu\text{m}$ 刻みで $10 \text{ } \mu\text{m}$ までの粒子について各々求め、その標準偏差 $S.D.$

Fig. 10 Computed standard deviation vs. the elevation angle as a function of the half-angle of beams: $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $m = 1.33$ and $w_0 = 64 \mu\text{m}$.

$$\text{S. D.} = \left\{ \frac{1}{n} \sum (\Delta \Phi_s - \Delta \Phi_t)^2 \right\}^{1/2} \quad (3)$$

を小粒子径範囲における位相変動評価量とした。これを異なるビーム交差半角 α と $20^\circ \sim 80^\circ$ の仰角についてプロットしたものが Fig. 10 である。仰角で大概 $50^\circ \sim 60^\circ$ 付近、ビーム交差半角 α が 5° 以下で、S. D. つまり位相変動誤差量の標準偏差が比較的小さくなることがわかる。

一方、対象とする粒子の屈折率と使用する光源波長がわかれば、ビーム交差半角 α と二つの仰角 ψ_1 , ψ_2 (軸はずし角 $\phi = 0$) は、粒子径と測定位相との間の比例係数を規定することになる。すなわち(1)式を粒子径 d_p とその他の項で示すと位相差は

$$\Delta \Phi_{rr} = \Phi_{rr1} - \Phi_{rr2} = F(\lambda, m, \alpha, \psi_1, \psi_2, \phi) \cdot d_p \quad (4)$$

となる。実際の計測では測定すべき最大粒子径 $d_{p\max}$ で $\Delta \Phi_{rr}$ が 2π 以下となる必要があるため、

$$360^\circ \geq F(\lambda, m, \alpha, \psi_1, \psi_2, \phi) \cdot d_{p\max} \quad (5)$$

を満足するような関数値 F が決まる。これを位相係数(Phase factor)というが、例として $d_{p\max}$

Fig. 11 Computed relation between the mean elevation angle and the half-angle of beams for the phase factor of $-1.8^\circ/\mu\text{m}$.

$= 200 \mu\text{m}$ を考えると位相係数は $-1.8^\circ/\mu\text{m}$ となる。これを満足する α , ψ_1 , ψ_2 の組み合わせを数値計算で求めたチャートが Fig. 11 である。 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $m = 1.33$ とし、 ψ_1 , ψ_2 はその平均仰角 $\bar{\psi} = (\psi_1 + \psi_2)/2$, 及び両仰角の差 $\Delta \psi = \psi_2 - \psi_1$ で示してある。Fig. 10 の考察から、ビーム交差半角 $\alpha = 5^\circ$ 、平均仰角 $\bar{\psi} = 55^\circ$ を選ぶとすれば、Fig. 11 より $\Delta \psi \approx 10^\circ$ となり、 $\psi_1 = 50^\circ$, $\psi_2 = 60^\circ$ が設計値として与えられる。

4. 実験

最初に、Fig. 1 に示した従来型光学系で He-Ne レーザーを光源として、単一液滴発生装置 (TSI-3450) で得られた水滴の粒子径測定の実験を行った。異なる y の飛跡位置で測定した粒子径結果を Fig. 12 に示す。測定された粒子径は y の負領域で公称値(実線) $85.8 \mu\text{m}$ より低下しているのがわかる。常に良好な通過位置でのみ測定できればよいが、一般に粒子飛跡位置は制御不能のため任意であり、測定領域内であればすべて信号として検出される。したがって、図の結果は y 軸上の粒子が測定領域を通過する位置によって、同一粒子でも異なる粒子径に測定さ

Fig. 12 Measured size of water droplets at different trajectories with respect to y -axis in the conventional optical system: $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $w_0 = 64 \mu\text{m}$, $\alpha = 2.04^\circ$, $\psi_1 = 3.69^\circ$, $\psi_2 = -3.69^\circ$ and $\phi = 30^\circ$.

れてしまうことを示しており、これがTrajectory ambiguityと言われる所以である。

次に、プレーナ光学系による実験を行った。Fig. 5の光学系で12 mWのHe-Neレーザー光を2ビームに分割し、半角 $\alpha = 2.04^\circ$ で交差させる。2つのAPD検出器を、各々 $\psi_1 = 26.31^\circ$ 及び $\psi_2 = 33.69^\circ$ で設置し、各レンズ受光窓が測定点に対して張る角は 5.54° とした。測定領域でのビームウエスト半径は $64 \mu\text{m}$ であった。検出したバースト信号はハイパスフィルターでペダスタル成分を除去した後、LeCroy-9400 デジタルストレージオシロスコープで2チャンネル同時観測し、接続したコンピュータを通して零交差法で位相差 $\Delta\Phi$ を測定した。データサンプリングはドップラービート周波数の約130倍で行った。

Fig. 13(a)は $\psi_2 = 33.69^\circ$ の検出器から得られたビート信号の一例である。 ψ_1 の検出器からの信号もほぼ同様であった。点線はシミュレーションで求めた包絡線で、ドップラービート周波数から求めた速度を利用して位置座標 x (図上方に表示) を時間座標に合わせ、適当なゲインをかけてフィットさせた。ビート信号振幅のピークは x の負側にあり、Fig. 6(b)の結果と良く一致している。バースト内の各時刻における位相差 $\Delta\Phi$ の瞬時値を求めてプロットした結果が、Fig. 13(b)である。測定位相差は x の負側か

Fig. 13 Typical recorded Doppler burst signal and the corresponding instantaneous phase difference value.

Fig. 14 Comparison of the measured size with the nominal value.

ら $x=0$ 付近まで一定だが、その後減少するのがわかる。併せて示したシミュレーションとは $x = 40 \sim 50 \mu\text{m}$ 付近での急激な減少を除いて良く

一致しており、 x の負側に相当するバースト信号のピーク付近で位相を評価してやれば良いことが、実験的にも確認された。この付近での位相差はデータから $\Delta\Phi = 188^\circ$ となり、(1)式を使って求めた粒子径 $92\mu\text{m}$ は液滴発生装置の公称値 $95\mu\text{m}$ にかなり近い値となった。

Fig. 14は、同様の実験により異なる種々の粒子径について測定した結果を公称値と比較したものである。従来の光学系では、測定領域より大きい粒子で飛跡による粒径誤認が生じていたが、プレーナー光学系では測定領域を上回る粒子径についても $\pm 10\%$ の誤差内で良好な測定が可能である。念のため、液滴発生装置を精密ステージ上で移動させ、粒子飛跡位置を y 軸並びに z 軸方向に変化させて粒径測定を行ったが、飛跡依存誤差は観測されなかった。

5. おわりに

従来から問題となっている位相ドップラー粒径計測法における飛跡依存誤差、あるいはガウスビーム効果(欠陥)を取り上げ、そのメカニズム及び特性を幾何光学的に考察した。その結果に基づき、ガウスビーム効果を原理的に除去可能なプレーナー型位相ドップラー法を取り上げ、一般化Lorenz-Mie理論に基づく数値シミュレーションと水滴による実験を通して、その有効性を確認した。比較的小さい粒径範囲で、粒子径に対する位相変化の直線性に別の変動が現れたが、この検討は今後の課題とし、本論文では上記変動を最小化する光学系パラメータの設計方針を示すことにとどめた。

参 考 文 献

- 1) F. Durst and M. Zaré: *Proc. LDA-Symposium*, Copenhagen, 1975, p. 403.
- 2) W. D. Bachalo: *Appl. Opt.* 19 (1980) 363.
- 3) W. D. Bachalo and M.J. Houser: *Opt. Eng.* 23 (1984) 583.
- 4) M. Saffman, P. Buchhave and H. Tanger: *Laser Anemometry in Fluid Mechanics II*, Lisbon, 1984 (Ladoan, Lisbon, 1986) p.85.
- 5) M. Saffman: *Laser Anemometry in Fluid Mechanics III*, Lisbon, 1986 (Ladoan, Lisbon, 1988) p.387.
- 6) W. D. Bachalo and S. V. Sanker: *Proc. 4th Int. Symp. Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics*, Lisbon, July, 1988, paper No. 1-8.
- 7) S. V. Sanker and W. D. Bachalo: *Appl. Opt.* 30 (1991) 1487.
- 8) G. Gouesbet, B. Maheu and G. Gréhan: *J. Opt. Soc. Am. A* 5 (1988) 1427.
- 9) G. Gréhan, G. Gouesbet, A. Naqwi and F. Durst: *Proc. Int. Conf. Multiphase Flows*, Tsukuba, 1991, p.291.
- 10) G. Gréhan, G. Gouesbet, A. Naqwi and F. Durst: *Proc. 6th Int. Symp. Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, July, 1992, paper No. 12-1.
- 11) A. Naqwi, M. Zieme, G. Gréhan and G. Gouesbet: *Proc. of 6th Workshop Two-Phase Flow Predictions*, Erlangen, March, 1992.
- 12) S. V. Sanker, A. S. Inenaga and W.D. Bachalo: *Proc. of 6th Int. Symp. Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, July, 1992, paper No. 12-2.
- 13) F. Onofri, C. Rosé and G. Gréhan: *9 emes Journees d'Etudes sur les Aerosols*, Paris, 1992, p.81.
- 14) Y. Aizu, H. Washiyama and H. Mishina: *Opt. Rev.* 1 (1994) 121.
- 15) A. Naqwi, F. Durst and X. Liu: *Appl. Opt.* 30 (1991) 4949.
- 16) S. V. Sanker, B. J. Weber, D. Y. Kamemoto and W. D. Bachalo: *Appl. Opt.* 30 (1991) 4914.