位相ドップラー粒子計測—偏光を利用した位相誤差の低減—†

横井 直倫*・相津 佳永*・三品 博達*

Phase Doppler Particle Sizing – Reduction of the Phase Error Using Polarization –

Naomichi YOKOI*, Yoshihisa AIZU* and Hiromichi MISHINA*

Phase Doppler anemometry (PDA) is useful for sizing small spherical particles. This method is, however, sensitive to phase fluctuation errors caused by the Gaussian beam illumination. This phase fluctuation arises from the interference between reflected light and refracted light from the particle. Thus, we should detect either reflected or refracted light in order to eliminate the errors. This paper studies a reduction of phase errors which is based on the separation of reflected and refracted light by using polarization effect. We numerically investigated the characteristics of phase fluctuations in relation to polarization by using geometrical optics approximation and generalized Lorenz-Mie theory, and estimated the optimum measuring condition. We experimentally confirmed the usefulness of the polarization technique for reducing the phase errors.

Key Words: particle measurement, velocimetry, phase Doppler, laser Doppler, polarization.

1. はじめに

位相ドップラー法^{1),2)} (Phase Doppler Anemometry: PDA) は、レーザードップラー速度計を利用した光学系で得られるビート信号位相から粒子径を求める微粒子計測法の一つである。移動微粒子の速度と径の同時計測が可能である等の利点から、これまでスプレーシステム、粉体研究等に幅広く利用されてきた。しかし一方で、ガウスビーム強度分布を有する測定領域内の粒子通過位置に依存して著しい位相変動が発生し、粒子径誤認を招くといった原理的問題を本手法は抱えている。³⁾ 従来の研究^{3)~7)}より、位相変動誤差は粒子からの反射光と1次屈折光の干渉に起因するものであるとの定性的解釈がなされてきたが、最近著者らはより広い立場から様々な粒子屈折率、散乱角における位相変動誤差の発生形態の定量的かつ体系的考察を行い、そのメカニズムを明らかにした。⁸⁾

一方、この位相変動誤差を低減するため、以下のような試みがすでに報告されている。

- 1) 対称型検出光学系の適用^{4),9)}
- 2) 入射ビーム交差角等の測定光学系条件の最適化⁵⁾
- 3) Nodal Point の利用¹⁰⁾
- 4) プレーナー型光学系の利用^{6),7),11)}
- 5) 入射光及び散乱光の偏光特性の利用^{3),9)}

Fig. 1 Optical geometry of the phase Doppler system.

いずれの手法も誤差低減の有用性が確認されているが、1) は複雑な光学系及び信号処理系が必要であり、2) と 3) は粒子径範囲及び光散乱方向が限定され、いずれも実用性に欠けるという問題点を有する。また、4) のプレーナー法はかなり有望であるが、比較的小さい粒子径に対して従来より誤差が大きいという問題を残している。これらに対して、5) は従来の標準光学系に単に偏光板を付加するだけでよく、実用性が期待できる。Saffman³⁾は、散乱光を偏光板に通し特定偏光成分のみを検出することで、屈折光を優位に検出する方法を提案した。また Gréhan らは、計算機シミュレーションでその可能性に言及している。しかし、この偏光法に関する定量的な評価と実験による確認は、これまで一切行われていない。

そこで本研究では、誤差低減への有効手段として偏光法を取り挙げる。まず幾何光学理論並びに一般化 Lorenz-Mie 理論 (Generalized Lorenz-Mie Theory: GLMT)¹²⁾を併用して、反射光と屈折光の分離性を偏光条件から検討し、最適光

† 第 58 回応用物理学学会学術講演会で発表 (1997.10)

* 室蘭工業大学機械システム工学科 室蘭市水元町 27-1

* Department of Mechanical Systems Engineering, Muroran Institute of Technology, Muroran
(Received January 16, 1998)
(Revised October 29, 1998)

Fig. 2 Geometrical approximation of scattering from a spherical particle in the Gaussian beam.

学系条件を評価する。次に標準微粒子を用いた実験を行い、その有用性を確認する。

2. 位相ドップラー法と位相変動誤差

Fig. 1 は偏光効果を利用した PDA の測定光学系を示している。 $\lambda/2$ 板及び検出器前面の二つの偏光板を除けば、現在使われている最も標準的な光学系に一致する。2本のレーザービームの交差により構成される測定領域内を粒子が移動し、光を散乱する。散乱光は、散乱面すなわち yz 平面を基準にその上下に対称配置した二つの光検出器で受光する。検出された信号は増幅器と帯域通過フィルターを通したのち、Fig. 1 中に示されるようなバースト状のドップラービート信号として観測される。Fig. 1 の光検出器 PD₁, PD₂それぞれから得られるビート信号の位相を ϕ_1 および ϕ_2 とする時、両者の差 $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ が 2 信号間の位相差として得られる。ビート周波数から速度が決定できるが、ここではさらに零交差法や相互相関法などにより $\Delta\phi$ を求める。測定対象の粒子としては、透明かつ均質で光吸収性を有しない真球体を考える。

一般に幾何光学によれば、粒子に入射した光は Fig. 2 のように各境界面で反射および屈折を繰り返すため、光検出器に入射する散乱光は、2本のビームの両方が粒子の表面で反射された反射光、および粒子内部で 1 回屈折した後透過した 1 次屈折光などが重ね合わせられたものとして考えることができる。そして、PD₁ で得られる光が反射光のみか 1 次屈折光のみである時の ϕ_1 をそれぞれ $\phi_{rl(1)}$, $\phi_{rr(1)}$ とすると、これらは幾何光学近似により各々次式で与えられる。¹³⁾ なお、これらの位相は、検出器を仮に z 軸上に配置した場合を基準位相 0 とし、定義される。

$$\phi_{rl(1)} = \frac{kd_p}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{1+S-C} - \sqrt{1-S-C} \right] \quad (1)$$

$$\phi_{rr(1)} = -kd_p \cdot \left[\left\{ 1 + m^2 - m\sqrt{2(1+S+C)} \right\}^{1/2} \right]$$

Fig. 3 Theoretical and simulated phase-diameter relations for the beam waist diameter $2w_0=50\mu\text{m}$, $m=1.334$, $\alpha=5.0^\circ$, $\psi=3.0^\circ$, $\phi=73.71^\circ$, and the particle trajectory position $y =$ (c) $25\mu\text{m}$ and (d) $-25\mu\text{m}$.

Fig. 4 Origin of the phase deviation.

$$-\left\{ 1 + m^2 - m\sqrt{2(1-S+C)} \right\}^{1/2} \quad (2)$$

$$S = \sin\alpha\sin\psi, \quad C = \cos\alpha\cos\psi\cos\phi \quad (3)$$

ここで d_p は粒子直径, m は粒子の媒質に対する相対屈折率, $k=2\pi/\lambda$ は波数を表す。また α は 2 ビームの交差半角, ϕ , ψ は検出器の配置方向を規定するもので Fig. 1 に示すようにそれぞれ軸はずし角, 仰角を表す。Fig. 3 の (a), (b) は、光源に He-Ne レーザー光 (波長 $\lambda = 632.8\text{nm}$) を使用し、空気中の水滴 ($m = 1.334$) からの反射光と 1 次屈折光について、 $50\mu\text{m}$ までの粒子径 d_p に対する位相を (1), (2) 式を用いて計算した結果である。 $\phi_{rl(1)}$, $\phi_{rr(1)}$ は各々, PD₁ で得られる反射光および 1 次屈折光に関する信号位相 ϕ_1 に相当し、互いに符号が逆であり、かつ粒子径に対する傾きが逆になる。実際には 2 つの検出器を yz 平面の上下に対称配置しているため、(1), (2) 式より反射光, 1 次屈折光いずれについても $\phi_2 = -\phi_1$ なる関係が成り立つ。従って、両信号間の位相差 $\Delta\phi = 2\phi_1$ から粒子径 d_p を求めることができる。

以上の理論は、反射光または屈折光がそれぞれ単独に検出される場合にのみ成立する。そこで通常は、検出角 (散乱

角)を適切に選び、どちらか一方の強度が優位となる条件で使用される。しかし実際には、検出角を規定しても測定領域内の粒子通過位置に依存して両光成分の強弱関係が変化してしまうことがわかっている。そしてその結果、信号位相 ϕ_1 が反射光と1次屈折光の強度比に依存して $\phi_{rl(1)}$ と $\phi_{rr(1)}$ の間の値を取ってしまう問題が生ずる。これは、レーザー光のガウス状強度分布に起因することから、ガウスビーム効果^{6),7)}と呼ばれ、**Fig. 4**から定性的に理解できる。(a)は粒子が測定領域内の $y > 0$ の部分、すなわちレーザービームの強度分布の中心である z 軸に関して検出器がある側を通過する場合で、検出方向に出射する反射光と屈折光では、屈折光にかかる入射ビームの重みが多い。加えて、前方散乱の場合には屈折効率が反射効率よりも大きいため $|S_1|^2 \gg |S_0|^2$ となり、屈折光優位であるので**Fig. 3(c)**のような良好な直線性が成り立ち、(2)式が利用できるため問題はない。しかし逆に $y < 0$ の部分、すなわち検出器と反対側を通過する(b)の場合には、反射光を形成する入射ビーム強度が大きくなるので $|S_1|^2 \approx |S_0|^2$ となり、結果として(1)、(2)式いずれにも一致しない**Fig. 3(d)**のような激しい位相変動または位相シフトを生じ、正確な粒子径計測が困難となってしまう。⁸⁾そこで位相変動誤差を除去するためには、反射光と屈折光のどちらか一方のみを検出することが必要となる。偏光法は、散乱光の偏光特性に着目し、両光成分の分離検出を可能にする手法であるため、効果的な誤差低減が期待できる。

3. 偏光に依存した位相変動特性

3.1 幾何光学的考察

偏光法については、Saffman³⁾により任意の入射ビーム偏光角に対する反射光と屈折光の偏光角を幾何光学理論に基づき計算する方法が既に示されており、特定条件での両者の偏光角の差を利用した分離が可能であることも述べられている。しかし、分離のための最適偏光解析角が詳細に調べられておらず、実験による裏付けも一切行われていない。

そこで本研究では、 $m = 1.1919$ 、散乱角 60° (実際には 56.8°)、入射偏光角 45° で粒子径測定実験を行うことを前提に、まずSaffmanの方法で反射光、屈折光各々の最適偏光解析角を推定し、その上でMie散乱理論に基づく数値計算を行い、これらの解析角において位相と粒子径の間に十分な直線性が得られているかどうかを確認する。

Saffmanによれば、散乱面に対し角度 p で直線偏光した光が粒子に入射するときの散乱光の偏波面は、そのP偏光成分とS偏光成分の強度比により決定される。^{3),14)}単位強度を有する入射光の電場ベクトル $\mathbf{E}$ は、以下のように表される。

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} \cos p \\ \sin p \end{bmatrix} \quad (4)$$

散乱現象の寄与は、Jones matrix¹⁵⁾により次のように記述される。

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_2 & 0 \\ 0 & S_1 \end{bmatrix} \quad (5)$$

Fig. 5 Change of polarization angles for reflected or refracted light.

ここで、 S_1 、 S_2 は各々、幾何光学理論またはMie理論から得られるS方向とP方向の振幅散乱係数を表す。従って、散乱光の電場 $\mathbf{P}$ は、 $\mathbf{S}$ と $\mathbf{E}$ の積として次のように得られる。

$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} S_2 \cos p \\ S_1 \sin p \end{bmatrix} \quad (6)$$

よって、散乱光の偏光角 η は、P成分とS成分の比から以下のように得られる。

$$\eta = \tan^{-1} \left(\frac{S_1 \sin p}{S_2 \cos p} \right) \quad (7)$$

このような方法で $m = 1.1919$ について、散乱後の反射光及び屈折光の偏光角を、散乱角並びに入射光偏光角を関数として幾何光学理論¹⁶⁾に基づき計算した結果が**Fig. 5**である。偏光角は、散乱面すなわち**Fig. 1**の yz 平面を基準としている。入射光偏光角 45° 、散乱角 60° に着目すると、屈折光偏光角は約 40° で散乱前と比べてほとんど変化しないことがわかる。一方、反射光偏光角は約 75° と大きく変化しており、結果として両者の偏光角にはおよそ 35° の差が生じる。この差が 90° に近いほど両者を分離する上で理想的である。この点で入射光偏光角は**Fig. 5**から 45° 付近が最適であるといえる。なおこの場合、屈折光偏光角 40° に垂直な約 -50° の偏光方向では反射光だけが、また反射光偏光角 75° に垂直な約 -15° の方向では屈折光だけがそれぞれ理論的には単独に検出されるはずである。

3.2 Mie理論による数値計算

次に、偏光角に依存した散乱光の位相特性をさらに詳細に解明するために、入射光偏光角 45° かつ粒子が測定領域内の中央部を通過する場合について、検出側偏光角を関数として位相対粒子径特性のGLMTに基づく計算機シミュレーションを行った結果が**Fig. 6**である。横軸が粒子径、縦軸が位相 ϕ_1 を表しており、(a)は $-80^\circ \sim -10^\circ$ 、(b)は $0^\circ \sim 90^\circ$ の検出側偏光角に関するものである。軸はずし角 $\phi = 56.8^\circ$ は、後述する実験条件に合わせてある。これらより、位相変動特性は散乱光の偏光角に依存して大きく変化することがわかる。大部分の偏光角では(2)式から得られる右下がりの屈折光の特性が見

Fig. 6 Simulated phase-diameter relations for various angles of the polarizer, (a) $-80^\circ \sim -10^\circ$ and (b) $0^\circ \sim 90^\circ$.

られるものの、 $-60^\circ \sim -40^\circ$ 付近では(1)式から得られる右上がりの反射光の特性を示している。そこで、位相変動の度合いを定量化するために、(1)、(2)式から得られる反射光および屈折光の幾何光学の理論値 $\Phi_{rl(1)}$ 、 $\Phi_{rr(1)}$ とGLMTシミュレーションで得た位相との差を粒子径 $1\mu\text{m}$ 毎に $50\mu\text{m}$ まで($n=50$)のデータについて求め、その標準偏差 $S.D.$ を各検出側偏光角 $-80^\circ \sim 90^\circ$ について評価した。その結果がFig. 7であり、粒子が直径 $64\mu\text{m}$ の測定領域の(a)検出器側の端 $y=32\mu\text{m}$ 、(b)中央部、及び(c)検出器と反対側の端 $y=-32\mu\text{m}$ を通過する場合について示してある。ここで、測定領域の直径は、ガウス強度分布において中心強度の $1/e$ となる点を境界として定義した。“1st Refraction mode”は屈折光の位相 Φ_{rl} を基準とした $S.D.$ 、また、“Reflection mode”は反射光の位相 Φ_{rr} を基準とした $S.D.$ である。“Reflection mode”による評価では、(a)から(c)に変化するにつれ、 $S.D.$ 値の小さい範囲が拡大しているが、(a)、(b)、(c)いずれにおいても偏光角が -50° 付近の時に最小値をとり、位相特性が反射光の理論値に最も近いことがわかる。従って、この方向には反射光のみが含まれる可能性が高いと予想される。但し、最小値とはいえ(c)においても 15° 程度の $S.D.$ 値を持つこと、また(a)や(b)では $S.D.$ の小さくなる検出偏光角の領域がごく限られた範囲であることなどを考えると、反射光の積極的な計測利用は精度の面で合理的でないことも推測される。一方、“1st Refraction mode”の場合には、(c)から(a)に変化

Fig. 7 Standard deviation of the phase fluctuation for three particle-trajectory positions, $y =$ (a) $-32\mu\text{m}$, (b) $0\mu\text{m}$, and (c) $32\mu\text{m}$.

するにつれ、 $S.D.$ 値の小さい範囲が広がっているが、最悪条件である(c)において特に $-20^\circ \sim -10^\circ$ で $S.D.$ が小さいことから、屈折光検出にはこの範囲が最も適することが予想される。これらの結果は、上述の幾何光学理論での推定とほぼ一致している。さらに、これらの偏光角を用いて屈折光と反射光を各々単独に検出する場合に、測定領域内の粒子通過位置に関してそれぞれの位相変動の標準偏差を求めた結果がFig. 8である。横軸は測定領域内の粒子通過位置 y を測定領域半径 w_0 で正規化したもの、また、縦軸はFig. 7と同様の手法で非偏光、及び偏光角 -10° 、 -50° に関して求めた位相変動の $S.D.$ を表す。これより、 -10° の場合 $S.D.$ が大きくなる通過領域は測定領域の検出器と反対側の端に近い比較的狭い範囲に限定され、それ以外の領域では $S.D.$ は非常に小さく理論値に近い直線性が得られることがわかる。しかし、 -50° の場合は全体的に $S.D.$ が大きく、最も $S.D.$ の小さい検出器と反対側の端においても約 10° の偏差を持つことがわかる。このことから、反射光に比べて屈折光の方が精度の上で優れていることがわかる。

以上より、入射光偏光角を 45° に設定した場合、検出器直前の偏光板の角度を -50° に設定すれば反射光を、また $-20^\circ \sim -10^\circ$ に設定すれば屈折光をそれぞれ単独に検出できる最適条件であることが明らかとなった。

Fig. 8 Standard deviation of the phase fluctuations for three different conditions of the polarizer.

Fig. 9 (a) Schematic model of the flow cell used in measurements, and (b) block diagram of the signal processing.

4. 実験結果と考察

4.1 実験方法

Fig. 1において、照射用 He-Ne レーザービームの偏光面は $\lambda/2$ 板を介して、散乱面すなわち yz 平面に対して 45° の方向に設定する。2本のビームを Fig. 9 (a) に示すフローセル内で交差させ測定領域を形成する。交差半角 α は 4.2° に設定し、測定領域径は $65.4\mu\text{m}$ (実測値) である。サンプル粒子には Duke 社製の 2 種の標準ポリスチレン粒子 (屈折率 1.59, 保証平均粒子径 $21.7\mu\text{m}$ 及び $41.1\mu\text{m}$) を採用し、これを純水

Fig. 10 Typical samples of beat signals obtained by detecting reflected or refracted light for the particle diameter of $d_p = 41.1\mu\text{m}$.

中に分散させた後ローラーポンプで測定領域内に流入させた。フローセル内の流路空間は測定領域に比較して十分大きいいため、速度分布の影響は無視できると考えられる。同様に、粒子の通過は測定領域内で一様とみなせるので、ガウスビーム効果を生ずるような粒子通過も十分含まれると予想される。粒子濃度あるいは流入速度については、目視でフローセル内の流れの状況を観測できるため、複数の粒子が同時に測定領域を通過することの無いよう随時調整した。粒子による散乱光は、 z 軸からのずらし角 $\phi = 56.8^\circ$, yz 平面の上下に仰角 $\psi = 3.05^\circ$ で対称配置した二つの光検出器 PD₁, PD₂ で検出される。ただし、両検出器の直前にはそれぞれ角度可変な偏光板を置き、反射光を検出する際には偏光板の角度を -50° に、また屈折光を検出する際には -10° に設定する。

検出信号は、Fig. 9(b) に示す信号処理系に従い最初に増幅 (A) を行い、その後ハイパスフィルター及びローパスフィルター (BPF) を介して不要な低周波及び高周波ノイズが除去される。デジタルストレージオシロスコープ (DSO) で観測されたドップラービート信号波形の例を、Fig. 10 に示す。PD₁ の波形を基準とした場合、PD₂ の波形は (a) の屈折光検出では右側に、(b) の反射光検出では左側に位相が大きくずれていることがわかる。この位相差をデジタル量で読み取り、反射光検出の場合には (1) 式、また屈折光検出の場合には (2) 式を用いることにより、粒子径を計算する。今回は比較のため、(a) 偏光板を使用しない従来の手法、(b) 偏光板角度を -10° に設定した場合 (屈折光検出)、(c) 偏光板角度を -50° に設定した場合 (反射光検出) の三つ場合について測定を行った。

4.2 測定結果及び考察

Fig. 11 に、直径 $41.1\mu\text{m}$ の粒子による粒子径計測結果のヒストグラムを示す。横軸は粒子径、縦軸は各々 150 個ずつ採取した全データの粒子径に対する頻度を表す。(a) 及び (b) については屈折光に関する (2) 式、また (c) については反射

Fig. 11 Experimental results for the sample particles of $d_p=41.1\mu\text{m}$: (a) no polarizer, (b) polarizer angle of -10° , and (c) polarizer angle of -50° .

Fig. 12 Experimental results for the sample particles of $d_p=21.7\mu\text{m}$: (a) no polarizer, (b) polarizer angle of -10° , and (c) Polarizer angle of -50° .

光に関する(1)式を適用して、読み取った位相差を粒子径に換算した。(a)に屈折光の理論式を適用したのは、Figs.6(a)と(b)の偏光角の広い範囲にわたって屈折光理論にかなった右下がりの良好な直線性が見られたことによる。

(a)では、粒子径 $42\mu\text{m}$ 付近にピークを持つ優位な分布が見られる。一方で、 $15\mu\text{m}$ 近辺にも低いピークが得られた。後者は明らかに誤差であるが、元データである位相差に対し屈折光に関する(2)式ではなく反射光に関する(1)式を代わりに適用して試算した結果、 $40\mu\text{m}$ 付近にピークを持つ分布になることが確認された。つまり、(a)における第2ピークの成分は反射光であったことがわかる。偏光板を用いないため屈折光と反射光が共に検出に寄与し、その結果として二つの分布が併存してしまったことになる。この事実、まさに従来から指摘されてきたガウスビーム効果であり、(a)の結

果はガウスビーム効果の存在を見事に示しているといえよう。(a)における単純な平均化は、粒子径が約 $35\mu\text{m}$ となり、測定に正確さを欠いている。

これに対して(b)の結果では、(a)における $15\mu\text{m}$ 付近の反射光に起因した分布は一切除去されており、しかも分布の広がり改善されピーク粒子径が $41.6\mu\text{m}$ と製造元の保証粒子径に近い値を示している。分布が十分に狭くならないのはデータの読み取りがほぼ手動に近かったことによるもので、これはビート信号の位相を精度よく効率的に自動解析可能な市販の位相ドップラー専用処理ボードを使うことで容易に改善できるものと考えられる。従って、本方法における屈折光の利用は極めて有効であることがわかる。最後に(c)を見ると、ピーク粒子径が $38.2\mu\text{m}$ と精度が悪く、しかも分布が大きく広がっていることが分かる。これは、Fig.7およびFig.8

を用いた考察結果に従ったものと考えられる。

以上より、偏光特性を利用すれば原理的には屈折光・反射光どちらの単独検出も可能であるが、実際に調べた結果では屈折光を単独検出する(b)が位相変動誤差を低減するのに最も有効であることが理論、実験の両面から確認された。

Fig. 12 は、直径 $21.7\mu\text{m}$ のサンプル粒子に対して同様の計測を試みた結果である。この場合は、偏光板を置かない(a)において、ガウスビーム効果に起因する不要なピーク成分が確認されなかった。これは、粒子径が比較的小さい範囲(大略、測定領域径約 $130\mu\text{m}$ の $1/5$ 以下)では、ガウスビーム効果が無視できるという解析結果⁸⁾と良く一致する。Fig. 11 ほど顕著ではないが、ここでも(b)が最も良好な結果を示している。Fig. 11 と比べて全体的に精度の悪化が目立つが、これは粒子径が小さくなったことによる検出光強度の低下で生じた S/N 比の劣化が原因の一つと考えられる。

5. おわりに

本論文では、PDA における原理的問題であった位相変動誤差を低減することを目的に、これまで原理の簡単な提案のみにとどまっていた偏光分離検出に着目し、まず数値計算により分離最適条件を把握し、次いで標準粒子による実験を行い本手法の有用性を確認した。その結果、特に屈折光を利用する条件により誤差の低減が可能であることが明らかになった。実用上の問題としては、利用者個々の測定光学系条件に対応した最適入射光偏光角と検出側偏光角の特定方法があるが、著者らは 3.1, 3.2 両節の手法で異なる複数の屈折率や光学配置条件に対して位相特性を調べたところ、幾何光学近似と Mie シミュレーションでの良い一致が得られており、これによれば幾何光学近似で最適光学系条件を大まかに推定した後、その最終的な確認として Mie シミュレーションを併用すれば充分であると考えられる。

最後に、本研究の一部は財団法人ホソカワ粉体工学振興財団の平成 8 年度研究助成金を受けて行われた。

参考文献

- 1) F. Durst and M. Zaré : Laser Doppler measurements in two-phase flows, Proc. LDA-Symposium, Copenhagen, 403/429 (1975)
- 2) W.D. Bachalo : Methods for measuring the size and the velocity of spheres by dual-beam light-scatter interferometry, Appl. Opt. **19**, 363/370 (1980)
- 3) M. Saffman : The use of polarized light for optical particle sizing, Laser Anemometry in Fluid Mechanics III, Ladoan, Lisbon, 387/398 (1988)
- 4) G. Gréhan, et al. : Evaluation of a phase Doppler system using generalized Lorenz-Mie theory, Proc. Int. Conf. Multiphase Flows, Tsukuba, 291/294 (1991)
- 5) S.V. Sanker, et al. : Trajectory dependent scattering in phase Doppler interferometry: minimizing and eliminating sizing errors, Proc. of 6th Int. Symp. Appl. Laser Tech. Fluid Mechanics, Lisbon, No.12-2 (1992)
- 6) Y. Aizu, et al. : Particle sizing by planar-phase Doppler system, Opt. Rev. **1**, 121/124 (1994)
- 7) Y. Aizu, et al. : New generation of phase-Doppler instruments for particle velocity, size and concentration measurements, Part. Part. Syst. Charact., **11**, 43/54 (1994)
- 8) 横井, 相津, 三品: 位相ドップラー粒子計測における位相変動特性, 計測自動制御学会論文集, **34**, 719/725 (1998)
- 9) G. Gréhan, et al. : Applications of laser techniques to Fluid mechanics, Proc. 6th. Int. Symp. Appl. Laser Tech. Fluid Mechanics, Lisbon, No.12-1 (1992)
- 10) A. Naqwi, et al. : Accuracy considerations in the optical design of phase-doppler systems, Proc. of 6th Workshop Two-Phase Flow Predictions, Erlangen (1992)
- 11) 相津, 鷺山, 三品: プレーナー型位相ドップラー粒径測定法, レーザー研究, **23**, 338/346 (1995)
- 12) G. Gouesbet, et al. : Light scattering from a sphere arbitrarily located in a Gaussian beam, using a Bromwich formulation, J. Opt. Soc. Am. **A5**, 1427/1443 (1988)
- 13) A. Naqwi, et al. : Two optical methods for simultaneous measurement of particle size, velocity, and refractive index, Appl. Opt. **33**, 4949/4959 (1991)
- 14) J. Gardavský, et al. : Reflection suppression by polarization in backscatter LDA measurements near walls and in two-phase flows, Appl. Opt. **23**, 4110/4123 (1981)
- 15) 辻内順平: 光学概論 II, 143/211, 朝倉書店 (1979)
- 16) H.C. van de Hulst : Light scattering by small particles, Dover, New York 114/130 (1981)

[著者紹介]

横井 直倫

1995 年室蘭工業大学工学部機械システム工学科卒業。現在同大学院工学研究科生産情報システム工学専攻博士後期課程在学中。光学的微粒子計測技術に関する研究に従事。応用物理学会、日本機械学会の会員。

相津 佳永

1985 年北海道大学大学院工学研究科電子工学専攻博士後期課程終了。北海道大学応用電気研究所助手を経て、90 年より室蘭工業大学機械システム工学科助教授、現在に至る。光計測、光散乱を利用した生体計測に関する研究に従事。工学博士。OSA, SPIE, 応用物理学会等の会員。

三品 博達 (正会員)

1963 年北海道大学理学部地球物理学科卒業。同大学助手、助教授、千葉大学工学部画像工学科助教授を経て現在室蘭工業大学教授。物理光学、光計測、画像システムにおける計測と画像評価の研究に従事。工学博士。OSA, 応用物理、日本印刷学会等の会員。