



低コヒーレンス干渉を利用した流速分布測定法

今 井 洋

九州工業大学情報工学部電子情報工学科 〒820 飯塚市川津 680-4

(1993年4月22日受付, 1993年6月30日受理)

Distributed Velocimetry by Using Low Coherence Interference Techniques

Yoh IMAI

Department of Computer Science and Electronics, Faculty of Computer Science and Systems Engineering, Kyushu Institute of Technology, 680-4, Kawazu, Iizuka 820

(Received April 22, 1993; Accepted June 30, 1993)

The capabilities of low-coherence interference techniques are applied to measure the distributed flow velocity. The interference output in the low-coherence interferometer can be formed only when the path lengths are almost identical. The depth of velocity measurement, at which the velocity is measured, is swept by changing the path length of the reference arm so that the distributed sensing can be performed. The accuracy of the depth adjustment depends on the coherence length of the low-coherence light source that is $\sim 31 \mu\text{m}$ in the experiments. The fluctuation of the interference signal caused by the back-scattering from the flow is detected, and is analyzed to evaluate the flow velocity by using the fast Fourier-transformed techniques. The resultant spectrum becomes broad as the fluid flows fast. The detection method is advantageous in that the flow at any direction to the probing beam can be measured.

1. はじめに

散乱流体の光学的な速度測定には、従来、レーザードップラー速度計 (laser Doppler velocimeter: LDV)¹⁾ やスペックル速度計 (speckle velocimeter)²⁾ が用いられてきた。LDV では、流体中の粒子による散乱光のドップラー周波数シフト、あるいは、粒子が干渉縞やグレーティングを通過する際に生じる周期的な光強度信号の周波数を検出する。この方法は比較的低密度な散乱体の流速測定が可能であり、例えば血流のような高密度な散乱流体の測定には適さない。スペックル速度計は、散乱流体からの散乱光で形成されるスペックル場の強度変動を検出する。この方法は、散乱体の密度の高い流体の測定に適している。しかし、あらゆる散乱光がスペックル場に寄与するため、スペックルの変動と流速との対応付けが難しい。さらに、これら従来の方法ではいずれにしても深さ方向の速度分布の測定は困難であった。

一方、近年、スーパーミネッセントダイオードのような半導体レーザー型の比較的高いパワーを有する低コヒーレンス光源が開発され、低コヒーレンス干渉法が種々の光計測分野で応用されている³⁻⁵⁾。スーパーミネッセントダイオードのような発振スペクトル帯域の広い、すなわち、時間コヒーレンスの低下した光源を用いて干渉計を構成すると、光路長差のないときだけ干渉出力が得られる。このことから、干渉計の光路長差を調整することにより、測定したい位置を設定することができる。最近、流速測定の分野でもこの低コヒーレンス干渉法がうまく応用されはじめ⁵⁻⁸⁾、ファイバプローブの流れに及ぼす影響の除去を試みた例⁶⁾ や LDV で流速分布を測定した例⁷⁾ が報告されている。

本論文では、低コヒーレンス干渉を利用し、深さ方向の流速分布の測定が容易な新しい流速測定法について述べる。本方法では、従来の LDV のように散乱光のドップラー周波数シフトを検出するのではなく、干渉出力の

変動の速さを検出し、そのスペクトルから流速を測定する検出法が用いられる⁹⁾。

2. 測定原理

スーパーluminescentダイオード(SLD)のような低コヒーレンス光源を用いたマイケルソン干渉計を Fig. 1 に示す。参照光は周波数シフターにより周波数がシフトされ、ミラーにより反射される。プローブ光はターゲットに入射しその後方散乱光が再びビームスプリッタで参照光と合波される。このような低コヒーレンス干渉計において検出面上に到達する参照光と散乱光の電場はそれぞれスペクトル表示を用いて以下の式で与えられる。

$$E_r(t) = \int a(\nu + \Delta\nu) \exp(-i2\pi\nu t) d\nu,$$

$$E_s(t - \tau) = A_s \int a(\nu) \exp[-i2\pi\nu(t - \tau)] d\nu, \quad (1)$$

ここで、 $a(\nu)$ は、低コヒーレンス光源の振幅スペクトル、 $\Delta\nu$ は、周波数シフターによる周波数シフト量、また、参照光とプローブ光の振幅は等しいとした。 A_s は、ターゲットによる散乱振幅係数で散乱流体の場合は散乱体の移動によって時間的に変動する。ただし、その変動は τ に比べ十分に遅いものとする。 τ は参照光とプローブ光の光路長差に起因する時間差である。また、位相定数項は省略した。

式(1)を用いると検出面における干渉出力強度は次式で与えられる。

$$I(t) = \langle |E_r(t) + E_s(t)|^2 \rangle$$

$$= I_0 + 2A_s \Gamma(\tau) \cos(2\pi\Delta\nu t). \quad (2)$$

ここで、 $I_0 = \langle |E_r|^2 \rangle + \langle |E_s|^2 \rangle$ 、 $\langle \cdot \rangle$ は時間平均を意味する。ただし、式(2)の導出では、その平均時間 T は、電場の周期より十分長く、また、差周波の周期より十分小さい、すなわち、 $1/\nu \ll T \ll 1/\Delta\nu$ とした。 $\Gamma(\tau)$ は時間コヒーレンス関数で次式のように電場の相関関数とし

て定義され光源のパワースペクトルとフーリエ変換の関係にある。

$$\Gamma(\tau) = \int G(\nu) \exp(-2\pi i \tau \nu) d\nu. \quad (3)$$

ここで、 $G(\nu) = |a(\nu)|^2$ は、光源のパワースペクトルである。光源のスペクトルをガウス型と仮定すると、コヒーレンス関数もガウス型となる。光源のスペクトル幅 $\Delta\lambda$ とコヒーレンス長 l_c は次式で示す反比例の関係にあり⁹⁾、

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}, \quad (4)$$

スペクトル幅が広ければコヒーレンス長は短い。SLDのような低コヒーレンス光源の場合、発振スペクトル幅が広く ($\Delta\lambda \sim \text{数} + \text{nm}$)、コヒーレンス長 l_c は数 + μm 程度である。

式(2)において、第1項は dc 成分、第2項は ac 成分を表す。第2項はコヒーレンス関数を含んでおり、低コヒーレンス干渉計では、干渉計の光路長差 Δd が、このコヒーレンス関数の半値幅 (\sim コヒーレンス長 l_c) 内にあれば ($\Delta d < l_c$)、すなわち、干渉計の光路長がほぼ等しいときのみ干渉出力が得られることになる。このことから、低コヒーレンス干渉計では参照光の光路長を設定すると、干渉出力の得たいターゲット中の位置を選択できることがわかる。

また、式(2)の右辺第2項はキャリア周波数を持っており、容易に dc 成分と分離して検出することができる。この ac 成分は、散乱光の光路長が参照光の光路長とほぼ等しいときだけ得られる。このとき検出量は、 $\Gamma(\tau) \sim 1$ として、

$$I_{ac}(t) = A_s(t) \cos(2\pi\Delta\nu t), \quad (5)$$

となる。振幅 $A_s(t)$ は、ターゲットにより時間的にゆっくりと変動する。後の実験の節でも述べるが、ロックインアンプを用いることにより(5)式は、キャリア成分を取り除き、その振幅成分のみを取り出すことができる。この場合、その振幅を FFT によりフーリエ処理すると、そのスペクトルは、

$$\tilde{A}_s(f) = \int A_s(t) \exp(-2\pi i f t) dt, \quad (6)$$

となる。したがって、この \tilde{A}_s のスペクトル幅は A_s の変動の速さが速いほど広がる。

以上の原理を、ターゲットとして散乱流体を置き、流速分布測定に応用する。この場合、 \tilde{A}_s のスペクトル幅が広いほど流速が速いことを意味する。それは、プローブ光が流体中の散乱体により散乱される際、流速が速くな

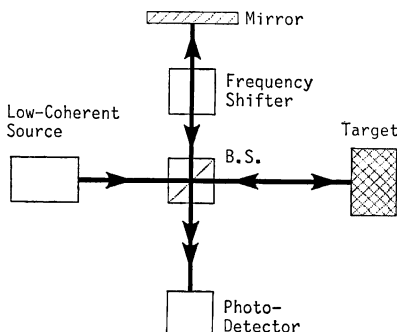


Fig. 1 Schematic diagram of a Michelson-type low-coherence interferometer.

ると散乱体が次々とプローブ光を横切ることになり、 A_s の変動が速くなることに起因する。このように、本方式では、従来のLDVのように散乱光のドップラー周波数シフトを検出するのではなく散乱振幅の変動を検出する。また、流速測定の高さ位置は、干渉計の参照光の光路長を調整して決められる。参照光の光路長を変化させ、そのつど \bar{A}_s を測定し、流速分布を評価する。このとき、高さ位置を決める分解能は、光源のコヒーレンス長 l_c で与えられる。この l_c が小さいほど高さ位置を高精度に設定できる。

3. 実 験

3.1 低コヒーレンス干渉

低コヒーレンス光源として実験で用いたSLD(アンリツ, SD1S202F)の発振スペクトル特性をFig. 2に示す。出力は注入電流150mAに対しファイバビッグテイル出射端で0.5mWであった。分解能0.1nmの回折格子分光器で測定した発振スペクトルはほぼガウス分布で、中心波長は0.841 μm 、半値全幅は20.8nmである。このスペクトル幅から(4)式を用いて計算されるコヒーレンス長は34.1 μm となる。

このSLDを用いた低コヒーレンス干渉計の光路長差に対する干渉出力特性Fig. 3に示す。測定はFig. 1に示す系を用い、プローブ光側もミラーで反射させた。縦軸は干渉出力の可視度(visibility)、横軸は光路長差 Δd を表している。光路長差は、0.5 μm の分解能を有する微動ステージにより測定された。この曲線の半値幅は約31 μm であり、計算で得られたコヒーレンス長に対応している。したがって、本方式の高さ方向の位置分解能は実験的に約31 μm である。ただし水の散乱流体をターゲットとした場合、屈折率($n=1.33$)を考慮すると分解能は約23 μm となる。

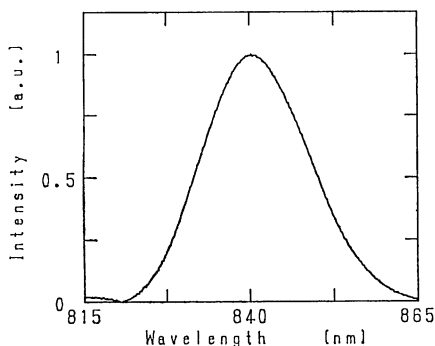


Fig. 2 Spectrum of SLD. The power is the arbitrary unit.

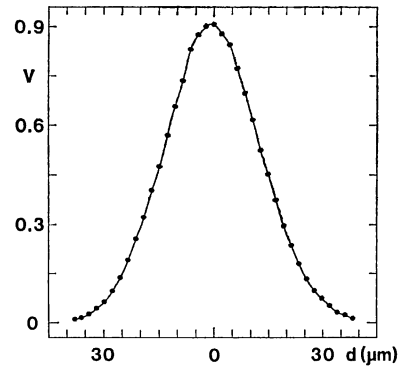


Fig. 3 Visibility curve as a function of path difference obtained in the low-coherence interferometer using the SLD.

3.2 流速分布測定

流速分布測定のための低コヒーレンス干渉計を光ファイバカップラを用いてFig. 4のように構成した。SLD出射光はファイバカップラにより参照光とプローブ光に分けられる。参照光は流速測定位置を掃引するためにマイクロポジショナー上に取り付けられたミラーにより折り返しファイバに入射する。また、微弱な流体からの散乱光をヘテロダイン検出する目的で、ミラーはPZTに取り付けられており、参照光において1kHzの正弦的位相変調が加えられている。プローブ光は散乱流体に入射しその後方散乱光が再びファイバに導波される。散乱流体はポンプで循環させ一定の流速が得られるようになっている。参照光と散乱光はファイバカップラで合波され干渉出力が光電子増倍管により検出される。光ファイバカップラは波長0.84 μm に対し単一モードであり、分岐比はほぼ1:1である。分岐比の偏光依存性は4%以下であった。

実験で用いた流路をFig. 4(b)に示す。流路断面の大きさは5.0cm \times 0.4mmである。図中矢印の方向からプローブ光が、左端から10cm、幅のほぼ中央の位置で流れに対し垂直に入射する。プローブ光の垂直入射により、動的散乱体によるドップラー周波数シフトを除去することができる。流れにおけるこの測定位置では、流路を流れる層流の境界層の幅より流路の厚さが十分小さく、したがって高さ方向の流速分布は理論的に放物線状になると考えられる。散乱流体としては、アルミナ研磨材(粒子径 $< 5 \mu\text{m}$)の水溶液を用いた。

ここで、実験では検出された干渉出力はそのままフーリエ処理されるのではなく、高感度検出のためのロックインアンプ(L. I. A.)でその交流成分 I_{ac} の振幅 $A_s(t)$

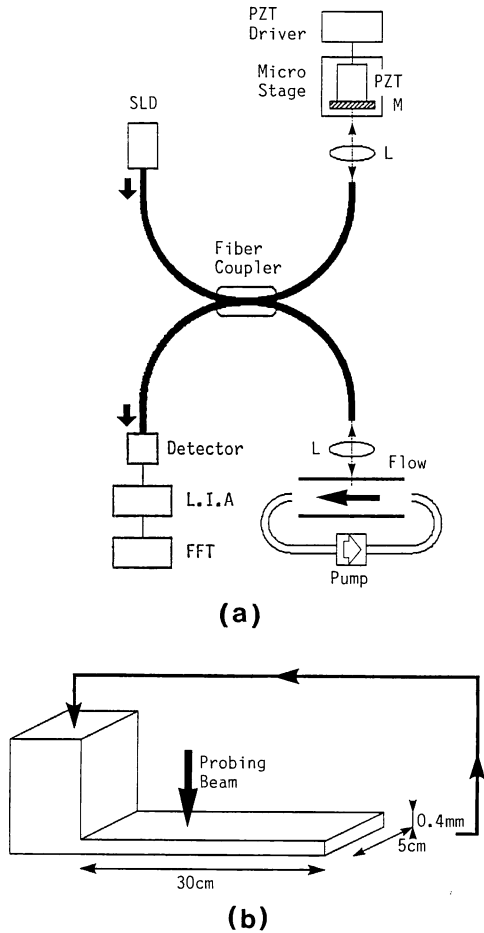


Fig. 4 Experimental arrangement of optical fiber velocimeter based on low coherence interferometry for the distributed sensing: (a) measuring system, (b) flow passage.

そのものが取り出される。これにより FFT アナライザでは散乱振幅自身の変動のスペクトルが得られることになる。

深さ方向の流速分布を得る目的で、ポンプの循環速度で設定した管内平均流速に対し測定する深さ位置を徐々に変化させた。各設定深さで得られるスペクトル幅は、相対的な流速の分布に対応する。また、以後、測定結果のパラメータとして用いる平均流速は、ポンプによる流路の流量を測定し、これを流路の断面積で割って導出した。

実験で得られた平均流速を 2.25 cm/s としたときの深さ位置とスペクトル幅 (dc 成分を除いた半値幅) の関係を Fig. 5 に示す。ここで、流路の内側壁面位置を深さ位置の原点とした。深さ位置が増すほどスペクトル幅

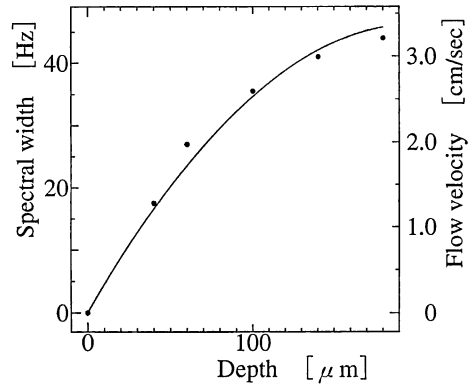


Fig. 5 Spectral width against depth for mean flow velocity $\bar{u} = 2.25$ cm/s.

が増加し、流速が増しているのがわかる。また、流路の中心部に向かうと一定の流速に近づくことが確かめられる。

Fig. 4 (b) に示すような二枚の平行平板に挟まれた流路のモデルでは深さ方向の流速分布は理論的に

$$u = -ax(x-b), \quad (7)$$

で与えられることが知られている¹⁰⁾。ここで、 x は深さ位置座標、 a は流速に依存した任意定数、 b は二平行平板の間隔である。この式から平均流速は

$$\bar{u} = \frac{ab^2}{6}, \quad (8)$$

となり、実験条件から、 a 、 b が決定される。図中の実線はこの理論曲線を示す。パラメータは実験条件に合わせて、 $\bar{u} = 2.25$ cm/s より、 $a = 8.4 \times 10^3$ cm⁻¹s⁻¹、 $b = 4.0 \times 10^{-2}$ cm となる。理論曲線は、これらの数値を用いて実験値によりパラメータフィットさせた。その理論曲線から得られた流速をグラフの右側縦軸に示してある。その結果、設定した平均流速 $\bar{u} = 2.25$ cm/s においては、スペクトル幅 40 Hz は約 2.9 cm/s の流速に対応することがわかる。なお、理論的に、このモデルにおける最高流速は二平板間の midpoint で平均流速の 1.5 倍 ($u_{\max} = ab^2/4$) となる。

4. 考 察

従来の光ヘテロダイン検出を用いた LDV において、検出される光パワーは、(個々の散乱粒子によって散乱される光パワー) と (散乱体積中の粒子数) と (検出器受光面積/球表面積) との積によって与えられる。個々の散乱粒子によって散乱される光パワーはプローブ光のパワー密度 (=プローブ光パワー/プローブ光の断面積) と粒子の散乱断面積との積によって与えられるの

で、結局、検出される光パワーは

$$P_{LDV} \sim \frac{N\sqrt{\Omega} A \sigma \lambda P_{in}}{4\pi R}, \quad (9)$$

となる¹¹⁾。ここで、粒子による散乱は等方的であると仮定しており、 P_{in} はプローブ光のパワー、 N は散乱体の単位体積当りの粒子数、 σ は粒子個々の散乱断面積、 A は光検出器の有効面積、 R は散乱体から検出器までの距離、 Ω は検出器に対する検出可能な散乱光の視野角である。また、散乱体積は、プローブ光断面の半径を r とすると、 $\pi r^2 \sqrt{\Omega R^2}$ となる。

一方、本方式における検出光パワーは、プローブ光のパワー密度 $P_{in}/\pi r^2$ 、散乱体積 $\pi r^2 l_c$ より、粒子数は $N\pi r^2 l_c$ なので

$$P_{LCV} \sim \frac{N l_c A \sigma P_{in}}{4\pi R^2}, \quad (10)$$

となる。

従来の LDV も本方式も光検出器は同じショットノイズ限界だとすると、両方式の S/N の比は

$$\begin{aligned} R &= \frac{(S/N)_{LCV}}{(S/N)_{LDV}} \\ &= \frac{l_c}{\sqrt{\Omega R^2}}, \end{aligned} \quad (11)$$

となる。したがって本方式の検出光強度は、特徴的なパラメータである低コヒーレンス光源のコヒーレンス長に依存し、 l_c が大きくなるほど検出光強度が増加する。しかし、 $l_c > \sqrt{\Omega R^2}$ となっても、検出器の受光視野角以上の散乱光は検出されないで、実質的に

$$\frac{l_c}{\sqrt{\Omega R^2}} \leq 1, \quad (12)$$

となり、検出光強度は従来の LDV に比べ小さくなる。これは、干渉出力に寄与する散乱光を生じる散乱体積が、実質的にコヒーレンス長によって制限されることに起因する。また、本方式では深さ方向の分解能は l_c で決まるため、深さ位置の設定精度を上げるほど、すなわち、光源のコヒーレンス長を短くするほど検出光強度が小さくなる。

本実験では流体中の散乱体の密度は測定中一定に保った。本方式では、干渉出力の変動を検出するため散乱体の密度によってもスペクトル幅が変化する。このスペクトル幅の変化から相対的な流速分布が得られる。同じ平均流速でも、散乱体の密度が高いほどスペクトル幅は広がる。したがって、スペクトル幅から実際の流速導出には、3.2 節で述べたように、流速分布を仮定し、平均流速の実測値を用いて較正するか、あるいは、流速分布が未知の場合には、散乱体密度が既知である流体による較

正が必要である。

本測定法では、従来の LDV とは異なり、散乱光のドップラー周波数シフトを検出せず、干渉出力変動を検出した。これにより LDV では必要なプローブ光方向と流れ方向とのなす角度を知る必要がない。すなわち、LDV ではプローブ光に垂直方向の流速は原理的に検出できないが、本方式ではプローブ光を横切るあらゆる方向の流速が検出可能である。この点は従来のスペックル速度計と同じである。ただし、スペックル速度計では、深さ方向の速度分布は測定できない。また、本方法では他の流速測定法と同様に、結果から流れ方向の識別はできない。

今回、流速の評価には干渉出力変動のスペクトル幅を用いたが、同様に干渉出力変動の自己相関関数を求めその相関長による評価も可能である¹²⁾。この場合、流速が速くなるほど相関長は短くなる。ただし、流速を求める際に流速と相関長の関係の検討が必要である。

5. おわりに

低コヒーレンス干渉を用いた散乱流体の新しい光学的流速測定法を提案した。本方法は、低コヒーレンス干渉計の光路長を調整することにより、容易に深さ方向の流速分布を測定できるという特長を有する。結果として得られる干渉出力のスペクトル幅は、深さ位置に依存して変化し、ほぼ深さ方向の流速分布の理論曲線に一致することが示された。この深さ依存性は、流体における散乱体の密度にも依存するので、スペクトル幅から実際の流速の導出には、流速分布の形、あるいは、散乱体密度が既知である流体による較正が必要である。流体中の散乱体の密度が高い場合に生じる多重散乱の影響については今後の課題としたい。また、光学系および検出系を2次元に拡張することにより、3次元的な流速分布の測定も可能となる。今後の発展が期待される。

最後に、本研究の遂行に当たり中谷電子計測技術振興財団の援助をいただいた。ここに感謝の意を表します。また、スーパーluminescentダイオードを提供していただいたアンリツ(株)、土屋氏に感謝いたします。

文 献

- 1) H. Z. Cummins, N. Knable and Y. Yeh: "Observation of diffusion broadening of raylight scattered light," *Phys. Rev. Lett.*, **12** (1964) 150-153.
- 2) M. D. Stern: "In vivo evaluation of micro-circulation by coherent light scattering," *Nature*, **254** (1975) 56-58.
- 3) R. C. Youngquist, S. Carr and D. E. N. Davis: "Optical

- coherence-domain reflectometry: a new optical evaluation technique," *Opt. Lett.*, **12** (1987) 158-160.
- 4) K. Takada, *et al.*: "New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on interferometric technique," *Appl. Opt.*, **26** (1987) 1603-1606.
 - 5) Y. Imai and H. Fujii: "High-particle-density flowmetry by use of a SLD," *Proceedings of the 15th Congress of International Commission for Optics* (SPIE **1319**, Garmisch-Partenkirchen, SPIE, 1990) pp. 532-533.
 - 6) W. J. O. Boyle, A. W. Palmer and K. T. V. Grattan: "A fluid flow measuring system using low coherence optical fiber Doppler anemometry," *Proceedings of the 7th Optical Fiber Sensors Conf.* (Inst. Radio Electro. Eng. Australia, Sydney, 1990) pp. 357-360.
 - 7) V. Gusmeroli and M. Martinelli: "Distributed laser Doppler velocimeter," *Opt. Lett.*, **17** (1991) 1358-1360.
 - 8) Y. Imai, K. Tanaka and K. Tamaji: "Low coherence laser anemometry," *Proceedings of the 6th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisboa (1992) pp. 14.5.1-14.5.4.
 - 9) M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics*, 6th ed. (Pergamon Press, Oxford, 1980) p. 319.
 - 10) H. Schlichting: *Boundary-Layer Theory*, 6th ed. (McGraw-Hill, New York, 1968) p. 77.
 - 11) A. E. Siegman: "The antenna properties of optical heterodyne receivers," *Appl. Opt.*, **5** (1966) 1588-1594.
 - 12) 今井 洋: "低コヒーレンス干渉を用いた流速測定", 信学技法, **OQE 91-78** (1991) 7-12.