レーザーオリジナル

光子相関レーザードップラー速度計の信号処理

松浦弘毅*・堀田素志*・山本外史*

(1981年3月18日 受理)

A Signal Processing Method for Photon Correlation LDV

Kohki MATSUURA, Motoshi HORITA and Gaishi YAMAMOTO

(Received March 18, 1981)

A method of signal processing for photon correlation LDV is described. In the correlation method velocity and its fluctuation are determined from Fourier spectrum of autocorrelation function. This paper is concerned with a data processing method of improving the resolving power of velocity which is limited by the doppler ambiguity. The method is to make a simple compensation for the autocorrelation function and the resolution is improved by a factor of about 2. Experimental results which are obtained from rotating rubber disk by using a signal processing system composed of digital correlator and microcomputer are also shown. And the improvement in resolving power of velocity has been confirmed experimentally.

1. まえがき

レーザードップラー速度計(以下、LDVと略す)の信号処理は、速度計の出力信号である光電流から流れの平均流速やゆらぎに関する情報を得ることを目的とし、種々の方法で行われてきた。被測定流からの散乱光が十分強く、光電流が連続波形となっている場合には、周波数スペクトル解析器、周波数追跡器、バーストカウンタなどによりドップラービート周波数を検出し、これより流速を求める信号処理が行われている。^{1)~8)}しかし、微弱な散乱光しか得られない気流測定などの場合では、光電流は単一光電子パルス列となる。この光電子パルスの発生は、時間関数として取り扱えない確率的なものであるため、信号処理には統計的処理法である光子相関法が用いられる。^{9), 10)}

光子相関法では、流速は散乱光強度の自己相関関数(以下、相関関数と略す)の周期から求まるが、ゆらぎについては、ゆらぎの分布が分かっている場合にその大きさが相関関数の形から求まるだけである。^{11)~13)}本報告では、相関関数をフーリエ変換して得られる散乱光のパワースペクトルから、流速やゆらぎを求める方法について述べる。そして、この場合に問題となる doppler ambiguity¹⁴⁾を軽減し、流速分布測定の分解能を向上させる信号処理法について述べる。

2. 光子相関法による流速とゆらぎの測定

光子相関LDVの信号処理の原理を簡単に述べ、比較的簡単な信号処理によって、流速測定の分解能が改善されることを示す。

* 金沢大学工学部電子工学科(〒920 金沢市小立野2-40-20)

Department of Electronics, Faculty of Engineering, Kanazawa University (Kodatuno 2-40-20, Kanazawa 920)

2.1. 光子相関ドップラー速度計の信号

流れが定常でゆらぎがない場合、LDVの光学系に差動型を用いると、散乱光強度 $I(t)$ は

$$I(t) = I_0 \exp\left(-\frac{2v^2}{\sigma^2} t^2\right) (1 + m \cos \omega_D t) \quad (1)$$

となる。¹⁵⁾ ここで、 I_0 は入射光強度で決まる定数、 σ は測定領域のガウシアンビームスポット半径、 v は2つの入射ビームを含む面でビーム交差角の2等分線に垂直な方向の散乱粒子速度、 m は2つの入射ビームの強度比と粒子径で決まる定数、 ω_D はドップラー角周波数である。測定領域内での干涉縞の数が十分多く、 $\sigma \omega_D / v \gg 1$ が成り立つ通常の場合には、この散乱光の相関関数 $g(\tau)$ は

$$g(\tau) = I_0 \frac{\sigma \sqrt{\pi}}{2v} \exp\left(-\frac{v^2}{\sigma^2} \tau^2\right) \left(1 + \frac{m^2}{2} \cos \omega_D \tau\right) \quad (2)$$

となる。流速はこの $g(\tau)$ の振動周期であるドップラービートの周期から求まる。ただし、 $g(\tau)$ がガウス型で減衰するため見かけ上、周期が短くなるのでこれを補正する必要がある。さらに、観測時間内に流れのゆらぎが生ずると、相関関数の振動波形が崩れるため、周期を決めることが困難になる。このような場合、相関関数のフーリエスペクトルである散乱光強度のパワースペクトルから、流速やゆらぎを求めることができることを次に述べる。

定常流の相関関数である式(2)のフーリエスペクトル $G(\omega)$ は

$$G(\omega) \propto \exp\left(-\frac{\sigma^2}{4v^2} \omega^2\right) + \frac{m^2}{2} \left\{ \exp\left[-\frac{\sigma^2 (\omega + \omega_D)^2}{4v^2}\right] + \exp\left[-\frac{\sigma^2 (\omega - \omega_D)^2}{4v^2}\right] \right\} \quad (3)$$

となる。第1項は相関関数がガウス型で減衰していくために生ずるもので、ベデスタルと呼ばれている。第2、第3項がドップラービート成分であり、ベデスタルと同じガウス型の広がりをもつ。これらの中心角周波数 ω_D が求めるドップラー周波数である。このベデスタルによる広がり、doppler ambiguityと呼ばれている。これは、測定領域が有限であるために生ずるも

のであり、レーザードップラー計測法ではどんな場合にも生ずる本質的なスペクトル広がりである。

流れにゆらぎがあると、ドップラービートスペクトルはさらに広がる。通常、ゆらぎは相関時間つまり測定領域を散乱粒子が通過する時間内ではほとんど変化せず、観測時間内でゆっくりと変化する。このため、相関関数はゆらぎの各流速成分と等しい流速をもつ定常流の相関関数の重ね合わせとみなせる。したがって、ドップラービートスペクトルの広がりから、ゆらぎの流速分布が求められる。

ドップラービートスペクトルの広がり、上で述べた広がり以外にも、種々の原因で生ずる。^{16)~18)} 主なものに、光学系の不完全さにより干涉縞が歪むために生ずるもの、信号処理装置の分解能で定まる広がりなどがある。しかし、これらは装置の改良によって取り除けるものである。そうした改良によっては取り除くことができないLDV法に本質的な doppler ambiguity を軽減し、流速測定をより精度よく行なえる信号処理法を次に述べる。

2.2. Doppler ambiguity の軽減

前節で求めた定常流のスペクトルの概略を Fig. 1 に示す。ベデスタルのスペクトルを $P(\omega)$ とすれば、正と負のドップラービートスペクトル $D^+(\omega)$ 、 $D^-(\omega)$ はそれぞれ

Fig. 1. Doppler beat power spectra. Each spectrum is Gaussian and has same half width at half-maximum.

$$\begin{aligned} D^+(\omega) &= \frac{m^2}{2} P(\omega - \omega_D) = \frac{m^2}{2} \delta(\omega - \omega_D) * P(\omega) \\ D^-(\omega) &= \frac{m^2}{2} P(\omega + \omega_D) = \frac{m^2}{2} \delta(\omega + \omega_D) * P(\omega) \end{aligned} \quad (4)$$

とかける。ここで、 $*$ はコンボリューションを表わす。これより、ドップラービートスペクトルは、Fig. 2に示したように、LDVを線形システムとみなしそのシステム関数をペデスタルとした場合の線形応答であると言える。したがって、 $D^+(\omega)$ を $P(\omega)$ でデコンボリュートすれば、拡がりのないドップラービートスペクトル $\frac{m^2}{2}\delta(\omega - \omega_D)$ が得られる。なお、システム関数 $P(\omega)$ は、定常流を使って測定すること

Fig. 2. Representation of doppler spectrum as an output of linear system in which the input signal is a real doppler spectrum and the system function is a doppler ambiguity.

ができる。また、速度計の光学系が決まれば計算で求めることも可能である。この処理法の流れにゆらぎがある場合に用いれば、ゆらぎ測定の分解能を改善することができる。ただし、小さなゆらぎである場合に限られる。なぜなら、 $P(\omega)$ は流速に依存するため、広い流速範囲では $P(\omega)$ を一定とみなすことができないからである。

次に、デコンボリューションの実際の方法を示す。測定した散乱光強度のパワースペクトル $G(\omega)$ は

$$G(\omega) = P(\omega) + D^+(\omega) + D^-(\omega) \\ = \left\{ 1 + \frac{m^2}{2} \delta(\omega - \omega_D) + \frac{m^2}{2} \delta(\omega + \omega_D) \right\} * P(\omega) \quad (5)$$

とかける。この式の両辺をフーリエ変換し、両辺を $F[P(\omega)]$ で割ってから逆フーリエ変換すればデコンボリューションが行なえる。ただし、 $F[\]$ はフーリエ変換を表わす。ここで、 $g(\tau)$ と $G(\omega)$ が実偶関数であることから、逆フーリエ変換とフーリエ変換が同じ結果を与えることに注意すれば、デコンボリューションは

$$F\left[\frac{g(\tau)}{F[P(\omega)]}\right] = 1 + \frac{m^2}{2} \delta(\omega - \omega_D) + \frac{m^2}{2} \delta(\omega + \omega_D) \quad (6)$$

となる。すなわち、デコンボリューションは測定した相関関数 $g(\tau)$ を $P(\omega)$ のフーリエスペクトルで割った結果をフーリエ変換する簡単な操作となる。ここで、 $P(\omega)$ のフーリエスペクトルは相関関数の包絡線であるから、次のようにも言える。すなわち、この操作は有限な測定領域のために減衰していく相関関数を減衰のないものに補正することである。したがって、デコンボリューション補正の意味は、測定領域を無限に大きくして、速度測定の不確定性を取り除くことである。

デコンボリューションを行なえば、分解能が無限に向上するようにも思われる。しかしながら実際には、相関関数の遅れ時間 τ の大きなところでは雑音成分だけとなり、 τ の大きなところまで補正を行なうと、雑音成分がドップラービート信号よりはるかに大きくなる。そこで、Fig. 3に示したように、相関関数 $g(\tau)$ の内、雑音の少ない $\tau < k\Delta\tau$ の領域に限ってデコンボリューションを行なうと、データの打ち切り効果のために分解能は有限となる。なお、 $\Delta\tau$ は相関関数の包絡線が $1/e$ となる遅れ時間である。 k は雑音の大きさによって定まる定数であり、通常、2または3程度の値となる。補正による分解能の改善度 S を次に考える。補正しないスペクトルは、計算によると相関が $1.5\Delta\tau$ 以上あ

Fig. 3. Schematic representation of deconvolution method. $\Delta\tau$: Half width at $1/e$ -maximum. ω_D : Doppler angular frequency. $\Delta\omega_1$, $\Delta\omega_2$: Half width at half-maximum.

れば打ち切り効果で拡がることはほとんどなく、その半値半幅 $\Delta\omega_2$ は $1.67/\Delta\tau$ となる。これに対し、幅が $k\Delta\tau$ の方形窓関数をかけて補正した場合には、その半値半幅 $\Delta\omega_1$ は $1.89/k\Delta\tau$ となり、 $S=\Delta\omega_2/\Delta\omega_1=0.884k$ となる。前述のように、補正は $k=2$ または 3 まで行なえるので、 $S=1.76$ または 2.56 となり、2 倍程度の分解能の向上が期待できる。

3. 実験装置およびデータ処理法

実験装置は流れにレーザー光を投射し、その散乱光を受光して光電流パルス列に変換する光学系と、その光電流パルス列をデジタル処理して相関関数を求めたり、高速フーリエ変換（以下、FFT と略す。）などの演算処理を行なう信号処理系との2つの系より成っている。

3.1. 光学系

光学系を Fig. 4 に示す。光源に出力 5 mW、波長 6328 Å、ビーム半径 0.49 mm の He-Ne レーザーを使用し差動型の構成とした。干渉縞間隔と測定領域はそれぞれ $0.565\ \mu\text{m}$ 、 $172\ \mu\text{m}$ とした。

Fig. 4. Optical system of backscatter Laser Doppler Velocimeter. M_1, M_2, M_3 : Mirrors. L_1, L_2 : Lenses. PMT: Photomultiplier tube. Disc.: Discriminator with TTL level output. P: Pinhole. HM: Half mirror.

受光法は不透明な物体も測定できるように後方散乱型とした。流れの試料には、回転速度が基準値より 0.1% づつ 9.9% まで変わるダイレクトドライブターンテーブル上に置いたゴム板を用いた。散乱光の検出はフォトンカウンティング

用の光電子増倍管（浜松テレビ R464）で行ない、出力光電子パルスをディスクリミネーターで TTL レベルのパルスに波形整形した。ディスクリミネーターは、最大計数率 $10^6\ \text{cps}$ 、出力パルス幅 $40\ \text{nS}$ のものを使用した。

3.2. 信号処理系

信号処理系のブロック図を Fig. 5 に示す。この処理系ではまず、タイマーで設定した測定時間の間、光電子パルス列の相関処理を実時間で行なう。次に、得られた相関関数のサンプルデータをマイクロコンピュータに送り、一旦フロッピーディスクに蓄わえた後、必要に応じて読

Fig. 5. Block diagram of signal processing system for photon correlation Laser Doppler Velocimeter.

み出し、演算処理を施してその結果を XY プロッタに出力する。デジタル相関器^{19)~21)}は TTL IC と CMOS IC を使って構成したもので、ブロック図を Fig. 6 に示す。これは、Single clipping, マルチチャンネル型でチャンネル数は 101, サンプリング周波数は 20 MHz まで動作可能である。なお、single clipping による自己相関関数は、1 サンプル時間の光電子パルスのカウント数が 1 以下なら歪まないことが知られている²²⁾ さらに、この相関器には、測定点数を

Fig. 6. Block diagram of single clipping digital correlator with pre-delay channels.

多くするために、遅延だけを与える1200のダミーチャンネルを付け加えてある。この遅延時間を100チャンネルずつ増加させながら、101チャンネルずつ13回測定してつなぎ合わせることににより、1301チャンネルまでの相関値を得ている。ただし、各測定時間中の平均光電子パルス数がレーザー光強度の変動などにより多少異なるので、各101チャンネルごとの相関値が滑らかにつながらないことがある。このため、重複して測定してある101, 201チャンネル等のカウント数が一致するように、各101チャンネルごとのデータに適切な補正係数をかけてからつなぎ合わせている。これらのデータのFFTに際しては、相関関数が偶関数であることを考慮して、測定したN点のデータを折り返して2N点のデータとしてから、FFTを行なっている。ただし、原点での値は、測定していないので1チャンネル目のデータで近似している。

4. 実験結果および検討

実際の速度計測を行なう前に、信号処理系自体の精度を調べる実験を行なった。Fig. 7に、光電子増倍管の前に発光ダイオードを置き、その発光強度を正弦的にほぼ100%の変調を加えた場合の受光強度の相関関数とパワースペクトルを示す。なお、変調周波数は10.051 kHzおよび1%高い10.15 kHzとし、サンプリング間隔、測定時間、平均光電子パルス数はそれぞれ10 μ s, 60s, 69kppsであった。Fig. 7 (a), (c)それぞれの相関関数の周期から信号周波数を求めると、(a)の場合61番目の山の位置が5960 μ sであることから10.07 kHzとなる。(c)の場合62番目の山の位置が6000 μ sであることから10.17 kHzとなる。一方、パワースペクトルから求めると1024点のFFTを行なったので周波数間隔は97.66 Hzであり、Fig. 7 (b), (d)それぞれのピーク位置が103番目および104番目となっている。これから、信号周波数はそれぞれ10.06 kHz, 10.16 kHzと求まる。次に、これらの結果の精度を検討する。相関関数から求める方法では、できるだけ大きな遅れ時間の山の位置

(a) Autocorrelation function, $f_m = 10.051 \text{ kHz}$.

(b) Power spectrum, $f_m = 10.051 \text{ kHz}$.

(c) Autocorrelation function, $f_m = 10.15 \text{ kHz}$.

(d) Power spectrum, $f_m = 10.15 \text{ kHz}$.

Fig. 7. Experimental results of LED.
 f_m : Modulation frequency.

を読み取ることによって、信号周波数の読み取り精度を上げることができる。Fig. 7のように、600個のサンプリングを行えば精度は0.17%となる。また補間によって山の位置を読み取れば、さらに1桁精度を上げることも可能である。これに対して、スペクトルから求めるときの読み取り精度は、FFTの周波数分解能とドップラービート周波数 f_b との比で決まる。すなわち、 f_b が低ければ読み取り精度は悪くなり、 f_b が高ければよくなる。今の場合、 f_b が約10 kHz、FFTの周波数分解能が97.66 Hzなので読み取り精度はほぼ1%である。測定結果も1%の信号周波数の違いを区別できており、信号処理系の精度が確認された。

次に、毎分33.3回転させたゴム円板の速度を測定した結果をFig. 8に示す。サンプリング間隔、測定時間、平均光電子パルス数はそれぞれ1 μ s, 60s, 約50 kppsであった。Fig. 8 (a)の相関関数の7番目と13番目の山の位置からドップラービート周波数を求めるとそれぞれ45.1 kHz, 44.8 kHzとなり読み取り誤差が生ずる。これは相関関数が減衰するために山の位置が真の山の位置より遅れ時間の小さな方に移動しているためである。このように、相関関数からドップラービート周波数を求める場合、山の位置が移動していることを注意する必要がある。これに対し、Fig. 8 (b)のパワースペクトルからドップラービート周波数を求めれば、上に述べたような読み取り誤差は生ずることはなく、44.9 kHzと求まる。次に、スペクトルの拡がりについて検討する。補正しないスペクトル

(Fig. 8 (b)の実線)の半値全幅の中心周波数に対する比率は5.8%である。この拡がりの原因は、主としてdoppler ambiguityである。そこで、相関関数の400チャンネルまでデコンボリューションによる補正を行なったところ、スペクトルはFig. 8 (b)の点線のようになった。Sinc関数型のスペクトル推定誤差が多少増加しているが、半値全幅の中心周波数に対する比率は改善されて3.8%となり、補正を加える前の

(a) Autocorrelation function, R=33.3 rpm.

(b) Power spectrum, R=33.3 rpm. Dotted line: Deconvoluted power spectrum.

Fig. 8. Experimental results of rotating rubber disk, R: Rotational frequency.

半値全幅に比べ1/1.58となっている。Fig. 8

(a)の相関関数が1/eに減衰するのがほぼ200チャンネル目なので、補正は $2\Delta\tau$ まで行なったことになり、期待される改善度Sは1.76となる。したがって、補正による分解能の向上は、ほぼ期待どおり達成されている。

最後に、流れにゆらぎがある場合として、ゴム円板を毎分33.3回転と5%増しの35.0回転でそれぞれ60秒間回して測定した結果をFig. 9に示す。相関関数は、周期の異なるものが2つ重なった形となり、220チャンネル付近で一旦消え、その後再び現われている。このため、遅れ時間の大きなところにある山の位置から周期を求めることはできないが、9番目の山の位置からドップラービート周波数を求めると46.0 kHzとなる。この周波数は2つの回転速度に対するドップラービート周波数44.9 kHzと47.1 kHzの

(a) Autocorrelation function.

(b) Power spectrum.

(c) Deconvoluted power spectrum.

Fig. 9. Experimental results of rotating rubber disk. Rotational frequency is the composite of 33.3 rpm and 35.0 rpm.

平均周波数である。パワースペクトルは、Fig. 9 (b) のように、2つのスペクトルが重なり幅の広いものとなった。前述のように、doppler ambiguityは5.8%であるので5%の速度の違いは分解できていない。

デコンボリューションによる補正を加えた例をFig. 9 (c) に示す。データ領域を400チャン

ネルまでとって補正を行なった結果である。この場合の速度分解能は3.8%であり、デコンボリューション結果も5%の速度の違いが区別できている。

以上のように、デコンボリューションによって速度分解能を向上できることが確認できた。この手法は光子相関ドップラー速度計測法においては、常に容易に行なうことが可能であり、また装置を新たに増設することなく、単に演算処理のみでより高分解能な速度計測が可能となるので、今後広く利用されることが期待できる。

5. まとめ

相関処理は時間的な積分処理であるため、時間分解能はよくないが、処理によって得られる相関関数には流れの速さだけでなくゆらぎの情報も含まれている。これらの情報を正確に取り出すには、得られたデータの性質を把握し、処理方法を工夫する必要がある。無論、雑音の少ない質のよい信号を得るために、光学系の改善も必要なことであるが、我々は散乱光強度のパワースペクトルから流れの速さやゆらぎを求める方法について検討を加えた。その結果、ゆらぎの分布の分解能は測定領域の大きさで決まる場合が多く、比較的ゆらぎが小さい時には簡単な処理で分解能を2倍程度改善できることを示した。さらに、実際に測定を行ないその相関関数を処理した結果、速度分解能の向上が実験的にも確認できた。

謝辞

本研究を進めるに当たって実験装置の作製や測定に協力頂いた本学科学学生伊藤悟、西村彰朗の両君に感謝します。

参考文献

- 1) J. B. Abbiss, T. W. Chubb and E. R. Pike: Optics and Laser Technology, **6** (1974) 249.
- 2) C. Greated: J. Phys. E (Sci. Instrum.), **3** (1970) 753.
- 3) D. A. Jackson and D. M. Paul: J. Sci. Instrum., **2** (1969) 1077.

- 4) R. M. Huffaker: Appl. Opt., **9** (1970) 1026.
- 5) T. H. Wilmshurst, C. A. Greated and R. Manning: J. Phys. E (Sci. Instrum.), **4** (1971) 81.
- 6) R. Dändliker and P. D. Iten: Appl. Opt., **13** (1974) 286.
- 7) T. H. Wilmshurst and J. W. Rizzo: J. Phys. E (Sci. Instrum.), **7** (1974) 924.
- 8) D. B. Brayton, H. T. Kalb and F. L. Crosswy: Appl. Opt., **12** (1973) 1145.
- 9) E. R. Pike: J. Phys. D (Appl. Phys.), **5** (1972) L23.
- 10) H. Z. Cummins and E. R. Pike: *Photon Correlation Spectroscopy and Velocimetry*, Plenum Press, New York, 1977.
- 11) T. S. Durrani and C. Greated: IEEE. Trans. Aerospace and Electronic Systems, **AES-10** (1974) 17.
- 12) C. Y. She and J. A. Lucerd: Optics Commun., **9** (1973) 300.
- 13) A. D. Birch, D. R. Brown and J. R. Thomas: J. Phys. D (Appl. Phys.), **8** (1975) 438.
- 14) E. R. Pike, D. A. Jackson, P. J. Bourke and D. I. Page: J. Sci. Instrum., **1** (1968) 727.
- 15) D. B. Brayton: Appl. Opt., **10** (1974) 2346.
- 16) R. J. Adrian and R. I. Goldstein: J. Phys. E (Sci. Instrum.), **4** (1971) 505.
- 17) S. Hanson: J. Phys. D (Appl. Phys.), **6** (1973) 164.
- 18) F. Durst and W. H. Stevenson: Appl. Opt., **18** (1979) 516.
- 19) R. Asch and N. C. Ford Jr.: Rev. Sci. Instrum., **44** (1973) 506.
- 20) J. G. Ables, B. F. C. Cooper, A. J. Hunt, G. G. Moorey and I. W. Brooks: Rev. Sci. Instrum., **46** (1975) 284.
- 21) S. H. Chen, W. B. Veldkamp and C. C. Lai: Rev. Sci. Instrum., **46** (1975) 1356.
- 22) E. Jakeman and E. R. Pike: J. Phys. A (Gen. Phys.), **2** (1969) 411.