

レーザ光線のシンチレーションを利用した風速測定

香川直己*, 佐野博也*

Measurement of the wind velocity with scintillation of the laser beam

Naoki KAGAWA, Hiroya SANNO

ABSTRACT

A novel measurement method for the wind velocity with scintillation of the laser beam is proposed. Beam pattern and the distribution of the intensity of the laser on a plane that is more than ten-meter distant from the light source is disturbed by the atmospheric turbulence. The wind blowing across the optical path moves the disturbed pattern and the intensity of the laser beam is scintillated on a point of the plane. The proposed system filters out a spatial frequency of the disturbed beam pattern and monitors the wind velocity and direction. In-door experiments are carried out and tell us that the method is enable to measure the wind velocity and direction of the constant wind, so far.

キーワード：レーザ光線, 大気伝搬, シンチレーション, 風速

Keywords: laser-beam, atmospheric-propagation, scintillation, wind-velocity

1. 緒言

二酸化炭素, メタン, 亜酸化窒素さらに水蒸気のように赤外光線を吸収する性質を持つガスは, 地球の熱収支を担っており, 地球上の生物にとって重要な物質である. しかし, それらのガスの大気含有率のバランスが崩れつつあり, それに伴う地球の温暖化が社会的な問題になって久しい. このような背景から温室効果ガスの発生機構を知る上で, その発生量を把握することが必要となっている.

ガスの発生量を測定する一般的な方法にチャンバー法がある. これは, ガスの発生源を密閉された容器で囲み, その中のガス濃度を一定時間間隔で測定しその変化率からガスの発生量を算出する方法であるが, この方法では場を覆うために人工的な測定環境を作ってしまうことや, 測定範囲が限られるなどの問題がある. また, 別の測定法として, 渦相関法がある. これは濃度変動と風速を同時に測定し, その相関から発生量を算出するものであり, チャンバー法に比べて無侵襲であり, 時間分解能も高いが, 濃度計と風向風速計いづれかの応答速度によって時間分解能が規定される. 現行では風速計には応答速度が数十ミリ秒の超音波風速計が用いられているが, 濃度計はサンプリング測定器を用いるため, 秒オーダーの時間分解能しか実現できていない. また, この方法は, 用いている測定器の性質上, 大気中の限られた点で観測することしかできず, 測定精度に不安がある. しかし現実には, これらの測定法により算出されたデータに基づいて地球規模のガス収支を試算しており, 過小もしくは過大評価の可能性は十分に考えられる.

* 電子電気工学科

筆者らは半導体レーザを用いた大気ガスの分光分析法に関する研究を続けているが、我々の提案する方式では、高い時間分解能で、無侵襲かつ高精度に広い範囲の空間平均としての温室効果ガス濃度を測定することが可能である¹⁾。現在、この測定器を応用した相関法によるガスの発生量測定について研究している。ここで問題になるのが空間平均的な風向風速の測定方法であるが、我々は光のシンチレーション現象を利用して風速を測定することを試みた。そこで本稿では、風速計の原理および試作した実験装置装置を用いて行った測定実験の結果について報告する。

2. 測定原理

光は、大気を伝搬するときに、大気密度変化による光路上の屈折率の変動によって影響を受ける。地表面における局所的な温度変化が光の伝搬に与える影響は、光線の波面歪みや、その結果生じる受信光強度の空間的な乱れとして現れる。ところが、レーザ光線のような空間的に広がりを持った光束が伝搬する場合、そのビーム径と大気の屈折率分布のスケールすなわち大気の乱れのスケールとの関係により、ビーム全体のふらつき (Beam Dancing もしくは Spot Dancing)、あるいは、受信光強度分布の乱れとなる。この時、ビーム径に比べて大気の乱れのスケールが大きい場合、ビーム全体のふらつきとなり、その逆の関係の場合、受信光強度の乱れとなる。受信光強度の乱れは、ある点で検出すると、受信光強度の変動となる。これがシンチレーションである。

大気の流れが地表に接すると地表との摩擦により、それ以上の高度の大気の流れとの間に速度のずれ (シア: shear) が生じ渦 (eddy) が発生する。この渦の持つ運動エネルギーは安定な状態を求めて熱エネルギーとして消費されてゆく。この過程にある大気は乱流状態となり、大きな渦は小さな渦に分裂し、最後に消滅する。大気中にはこの一連の過程にある様々なスケールの渦が存在するが、その存在割合は理論的、実験的にある統計的法則があることが知られている。

今、大気が均一であると仮定し、乱れの渦のスケール $d[m]$ に対して

$$K = \frac{2\pi}{d} \dots \dots \dots (1)$$

なる乱れの空間波数を定義すると、乱れの空間波数と乱れの大きさ $\Phi(K)$ の間には

$$\Phi(K) \propto \left[K_0^2 + K^2 \right]^{-\frac{11}{6}} \exp \left[-\frac{K^2}{K_m^2} \right] \dots \dots (2)$$

の関係が成り立つ。これを図示すると図1の様になる。ここで、

$$K_0 = \frac{2\pi}{L_0} \dots \dots \dots (3)$$

$$K_m = \frac{2\pi}{l_0} \dots \dots \dots (4)$$

であり、 L_0 、 l_0 はそれぞれ乱れの外部スケール (Outer Scale)、内部スケール (Inner Scale) と呼ばれるパラメータである。これらは、乱流場中の乱れの渦の中で最大のものと最小のものを示し、それぞれ、シアによって生じた最初の渦と

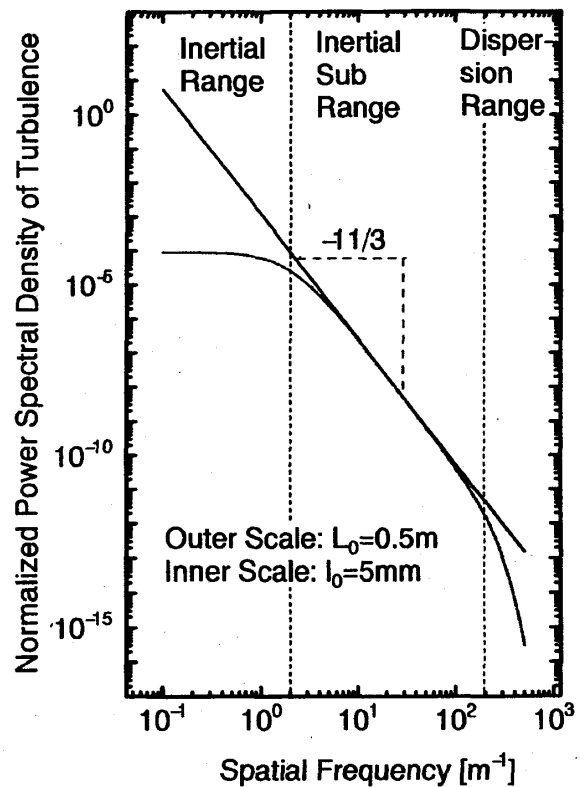


Fig.1 Theoretical power spectral density of the atmospheric turbulence.

まさに消滅しようとする最小の渦の大きさを表わすものである。図1では $L_0=0.5\text{m}$, $l_0=5\text{mm}$ として計算を行っている。

このような乱流大気中を伝搬した光波の振る舞いをタタルスキー (V.I.Tatarskii) は、(2)式で表わされる乱流状態の大気の屈折率の分布を考慮して波動方程式を解き、空間領域のパワスペクトルの形で受光強度分布の統計的性質を示した²⁾。そのスペクトルは、(2)式に伝搬する光の波長と伝搬距離をパラメータにするあるフィルタ関数を乗じたものとなる。即ち、

$$F(K) = \pi k^2 L \left[1 - \frac{k}{K^2 L} \sin \frac{K^2 L}{k} \right] \Phi(K) \dots \dots \dots (5)$$

となる。ここで、 $k[\text{rad/m}]$ は光の波数であり、波長 $\lambda[\text{m}]$ との間に、

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \dots \dots \dots (6)$$

の関係が成り立つ。また、 $L[\text{m}]$ は伝搬光路長である。

ここで、大気の乱れが等方的であるという仮定に基づきテイラーの凍結乱流近似を用いると、(5)式の空間領域のパワスペクトルから時間領域のパワスペクトルつまりシンチレーションのパワスペクトルを導くことができる。凍結乱流近似とは、乱れの渦がそのままの形で平均流によって流されると考えるものである。

図2は波長 $0.67\mu\text{m}$ の可視光レーザと $7\mu\text{m}$ 帯の赤外線レーザのシンチレーションの実測と理論パワスペクトルを示したものである³⁾。理論スペクトルはタタルスキーのスペクトルを改良したフィルホ (F.C. Medeiros Filho) のスペクトルであり、平坦部は

$$W_x(\omega) = 0.85 C_n^2 \frac{L}{\nu} k^2 \left[\frac{L}{k} \right]^{\frac{4}{3}} \dots \dots \dots (7)$$

また、傾斜部は

$$W_x(\omega) = 2.19 \frac{L}{\nu} k^2 C_n^2 \left[\frac{\omega}{\nu} \right]^{-\frac{8}{3}} \dots \dots \dots (8)$$

と表わされる⁴⁾。ここで、 $L[\text{m}]$ は伝搬光路長、 $k[\text{rad/m}]$ は光の波数、 $\nu[\text{m/s}]$ は光軸を横切る流速である。また C_n^2 は屈折率構造パラメータと呼ばれる大気の乱れの度合を表わす係数である。(7)式と(8)式の交点の周波数がシンチレーションのコーナー周波数 $f_c[\text{Hz}]$ であり、

$$f_c = 0.57 \frac{\nu}{\sqrt{\lambda L}} \dots \dots \dots (9)$$

となる。このようにコーナー周波数は流速と光の波長並びに伝搬光路長で決定される。図2において実測結果と理論がよく一致しており、理論式はシンチレーションの統計的性質をよく表わしている。

このように、擾乱大気中を透過した光の受光面における受信光強度の空間スペクトルの周波数帯域は、風速に比例して変化することがわかった。従って、受信光強度分布の中のある空間周波数成分に注目し、その成分の時間変動を観測すること

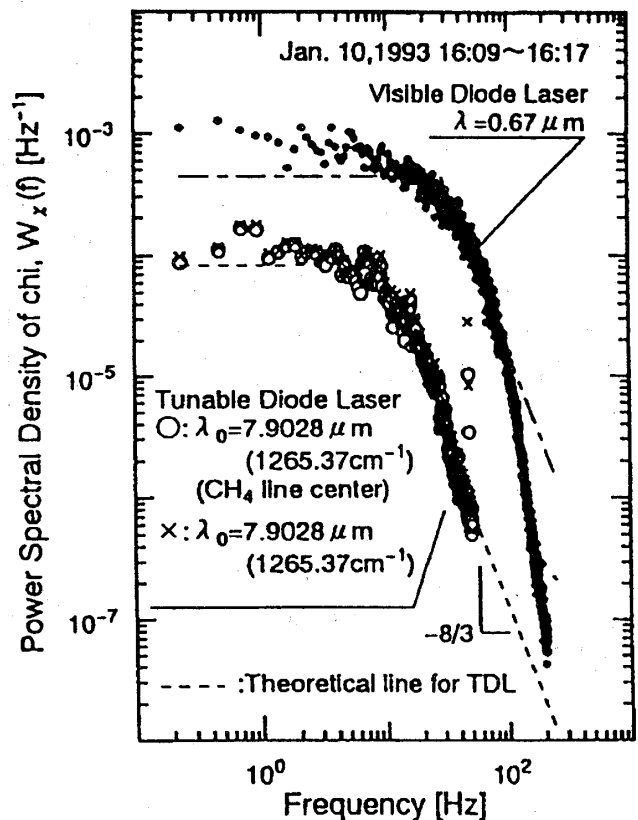


Fig.2 Power spectral density function of the log-amplitude of scintillation. Upper trace is visible Id and the lower is infrared laser.[3]

により風速を測定することが可能となる。

図3の細実線および細破線はそれぞれ、式(5)を用いて計算した、He-Neレーザ ($\lambda=0.632 \mu\text{m}$) を伝搬させたときの18m先および30m先の受光面における受信光強度の空間スペクトルを規格化したものである。この図のように伝搬距離によって、乱れの強さおよび、乱れが最大となる空間周波数が異なってくるのが分かる。伝搬距離を30mとした場合、 100m^{-1} 付近に乱れのピークが現れる。従って、このあたりに、通過特性をもつ空間フィルタを設計すれば、最も効率良く受信光強度の空間的变化を検出することができる。

受信端における光分布のうち、大気の流れの向きに沿う1次元方向の強度分布を $I(d)$ とする。このとき、流れの方向に

$$h(d) = \cos K_c d \quad \dots \dots \dots (11)$$

なる空間受光感度分布をもつ受光素子を設け、その上を $I(d)$ が大気の流れに乗って移動する場合を考える。ここで、 K_c は

$$K_c = \frac{2\pi}{2d_0} \quad \dots \dots \dots (12)$$

で表される空間波数であり、 $2d_0$ は空間フィルタの周期である。このとき受光素子の出力は $I(d)$ と(11)式の畳み込み積分、

$$I_R(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} I(d)h(\delta - d)dd \quad \dots (13)$$

を行った結果となり、

$$I_R(\delta) = \bar{I} \cos K_c \delta \quad \dots \dots (14)$$

の関係が成り立つ。 δ は、空間フィルタの遅れ幅を示すが、ある速度 ν でフィルタが移動するならば、遅れ時間 τ と遅れ幅 δ の間には、

$$\tau = \frac{\delta}{\nu} \quad \dots \dots \dots (15)$$

なる関係が成り立つことは明らかである。この関係より式(14)は τ の関数として書け、

$$I_R(\tau) = \bar{I} \cos K_c \nu \tau \quad \dots \dots \dots (16)$$

となる。ここで、テラーの仮説

$$K_c = \frac{\omega}{\nu} \quad \dots \dots \dots (17)$$

を用いれば、(16)式は風速に比例して周波数変調を受けることになる。従って、この信号の復調信号が風速に反比例した出力になる。

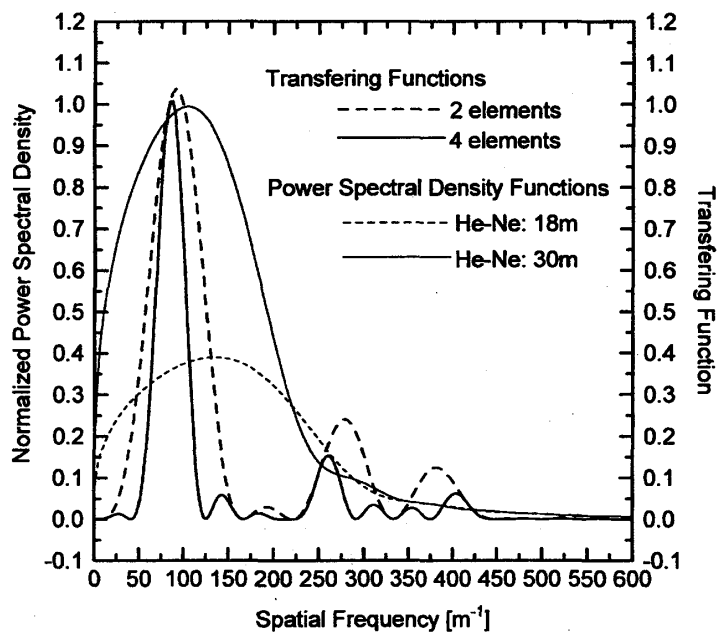


Fig.3 Theoretical spatial power spectral density of the intensity fluctuation of He-Ne laser and the transfer functions of the spatial filters.

3. 受光装置

実験装置の受光器は、フォトダイオードを間隔を空けてにアレー状に配して構成した。各フォトダイオードは受信した光のパワに比例した電流を出力する。これを電流電圧変換し、この信号にアナログ電子回路により順番に+1, -1の過重をかけ、図4に示すような重み関数を持たせた。更に、各出力電圧をアナログ電子回路で総和することで畳み込み積分を実行した。

重み関数の周期 $2d_0$ は、使用するフォトダイオードの大きさに依存するが、本測定装置では、光電子社製のフォトダイオードSP-101を選択した。このダイオードは素子の直径が3mmであり、従って、空間フィルタの1周期 $2d_0$ は12mmとなる。

理論的には、空間的に無限回の周期を持つ重み関数を実現することにより、空間周波数分解能の高いフィルタが実現できるが、物理的に不可能であり、かつ、乱れの外部スケールの存在により、必要以上に長いフィルタは無意味であること、更に、受光面におけるビームパターン内に受光部が完全に含まれなければならないことから、空間フィルタの規模を適当なものにする必要がある。従って、打ち切りの影響を検討する必要がある。図3の実線および破線は、それぞれ、SP-101の素子数を4個（2周期：24mm）、2個（1周期：12mm）とした場合のフィルタの空間周波数伝達関数を描いたものである。いずれも、重み関数が矩形であるために、サイドローブが生じ、打ち切りのために各ローブの幅が広がっている。このうち、素子数が2個である場合、各ローブの広がりによりローブ同士が重なり、主ローブで選択すべき空間周波数 83m^{-1} より高くなり、さらにサイドローブの影響が大きい。次に、受光素子が4個である場合、ローブの広がりによるローブ同士の干渉の影響が無くなり、主ローブの目的とする空間周波数からのずれも無くなっている。この場合、伝搬光路を30m程度にとれば、空間フィルタの主ローブは乱れの大きな空間周波数に当たることが分かる。このとき、フィルタの第一サイドローブは、乱れの大きさが最大値の10%程度となる空間波数に現れており、このサイドローブによる検出信号の大きさは、主ローブによるその約1%程度に抑えられることが期待できる。以上の検討より、本装置では一つの空間フィルタを構成するフォトダイオードの数を4つとし、2周期分の空間フィルタとした。

図5はフォトダイオードの配置を正面から見た場合の概略図である。この図のように実際の受光部はa~dの4組の受光アレーがあり、15個のフォトダイオード（フォトダイオード b_2 と d_2 は共通）で4つのフィルタを構成している。このうち#a, #bで垂直方向の風速を、また#c, #dで水平方向の風速を検出する。フィルタ#aとフィルタ#b、フィルタ#cとフィルタ#dは1/4周期ずらして配置されており、お互いの出力信号の位相差の正負により風向を検出するために設けている。例えば、上昇する流れを検出した場合、フィルタ#aの出力信号はフィルタ#bの出力信号との同一周波数成分の間に -90 度の位相差が生じ、下降気流であれば $+90$ 度の位相差となる。同様に、受光部に向かって左からの流れを検出すればフィルタ#cとフィルタ#dの出力信号の間に

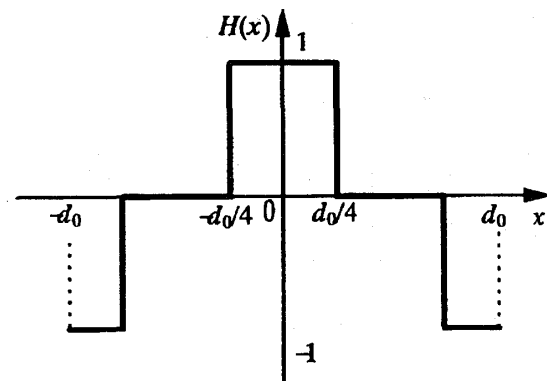


Fig. 4 Weighting function of spatial filter.

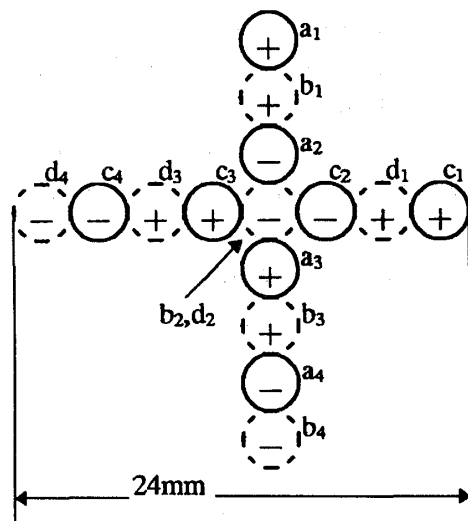


Fig. 5 Front view of photo-diodes' allocation.

−90度の位相差が生じ、逆の場合+90度の位相差となる。

4. 屋内測定実験および結果

この受光装置を用いて本学3号館3階の廊下にて屋内測定実験を行った。シンチレーション光源として、He-Neレーザを使用し、伝搬光路長は30mに設定した。レーザ光線はレンズによりビーム径を広げ、伝搬途中でのビーム広がりの影響を抑えた。この結果、受光部におけるビームの直径は約50mmとなり、受光部のフォトダイオード・アレイをビームパターン内に完全に収めることができた。レーザ光線は床上1mの廊下の中央を伝播させた。廊下の大気は静穏であり、30m程度の伝搬ではシンチレーションが発生しにくいので、光源から15m離れた伝搬光路中央の床上に電気ヒータを置き、大気を攪拌した。また、扇風機をヒータ横に置き、必要に応じて、横方向の流れを作った。測定場の風速の目安を得るために、熱線風速計(KANOMAX: ANEMOMASTER MODEL 6071)を用いて風速を測定した。この風速計の時間分解能は1秒であり、風向を測定することはできない。

図6はヒータによる上昇気流によるシンチレーションのフィルタ# aとフィルタ# bの200ms間の出力結果である。これらの時系列データの直角位相スペクトル(クオドラチャスペクトル)と同相スペクトル(コスベクトル)を計算したものが図7である。空間フィルタの構成上、フィルタ# aの出力信号の各周波数成分がフィルタ# bの出力信号の同一周波数成分に対して−90度の位相ずれを起こした場合、つまり、上昇成分を検出した場合、直角位相スペクトルは正值を示す。図6では、直角位相スペクトルは15Hzに正值のピークが現れているが、同相スペクトルはゼロ付近を示している。このことより、測定時における大気の流れは、垂直上昇成分が支配的であったことを意味する。さらに、ピーク周波数15Hzから(12)式、(17)式の関係を用い、風速の主成分を計算すると0.18m/sとなる。この実験前後における熱線風速計の指示値は0.2m/s近傍で変動していたことから、実験結果より算出した風速は測定時間200msにおける平均風速を示すものといえる。

図8は先の実験状況に加えて、扇風機によって受光部に向かって、左からの風を送り、水平方向のアレーで構成されるフィルタ# cと# dで測定した結果である。この条件下の風速を熱線風速計で測定したところ、1m/s前後で変動していた。図8の時系列データは図6に比べて変動の周期が細かくなっている。これらの時系列データから直角位相スペクトルと同相スペクトルを計算した結果が図9である。直角位相スペクトルは受光部に向かって左からの流れを検出した場合、正值を示す。図9では70Hzに正值の最大ピークが現れており、これは、0.84m/sの左方からの風が支配的であることを示している。しかし、図9には50Hz付近、100Hz付近にも正值のピークが現れており、70Hzのピークを中心にスペクトルの拡散が発生している。これは、200msの測定時間間にフィルタ出力信号の周期が変動し、周波数変調されたためであり、測定時間窓より短い時間間隔で風速が変化したことが考えられる。この結果は、乱流状態にある大気の流れを測定するためには、適切な測定時間窓の設定を必要とすることを示すものである。

次に、扇風機を止め、その直後にフィルタ# cと# dを使って測定した。その結果を図10に示す。また、直角位相スペクトル、同相スペクトルを計算した結果を図11に示す。左方向からの支配的な流れが無くなった直後のため波形が乱れ、図10ではそれぞれの出力結果の間の相関が分かり難いが、図11では、直角位相スペクトルの12.5Hz、17.5Hzに負値のピークが現れている。この結果から、受光部に向かって右の方向からの0.2m/s前後の流れがあったことを示し、扇風機を止めたことによって生じた右方からの吹き返しを検出したものといえる。

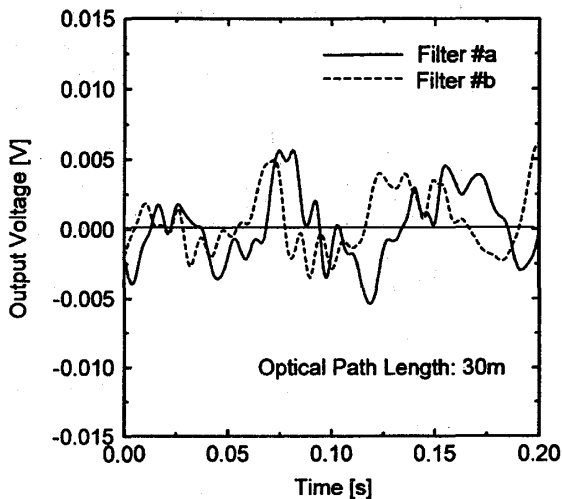


Fig.6 Outputs of the spatial filters for the updraft. Solid line shows the output of filter #a, and dash line shows the filter #b.

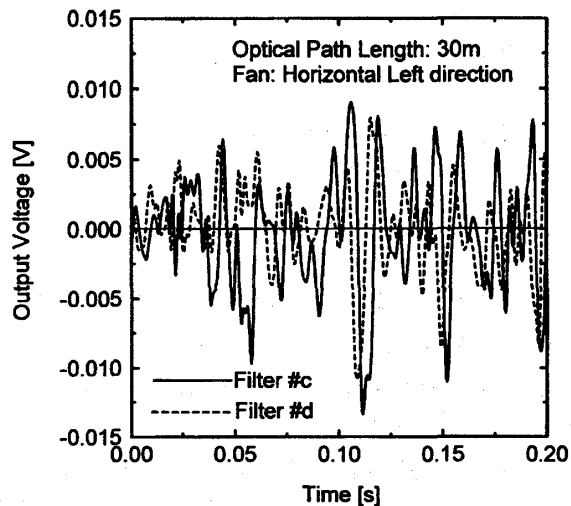


Fig.8 Outputs of the spatial filters for the horizontal wind. Solid line shows the output of filter #c, and dash line shows the filter #d.

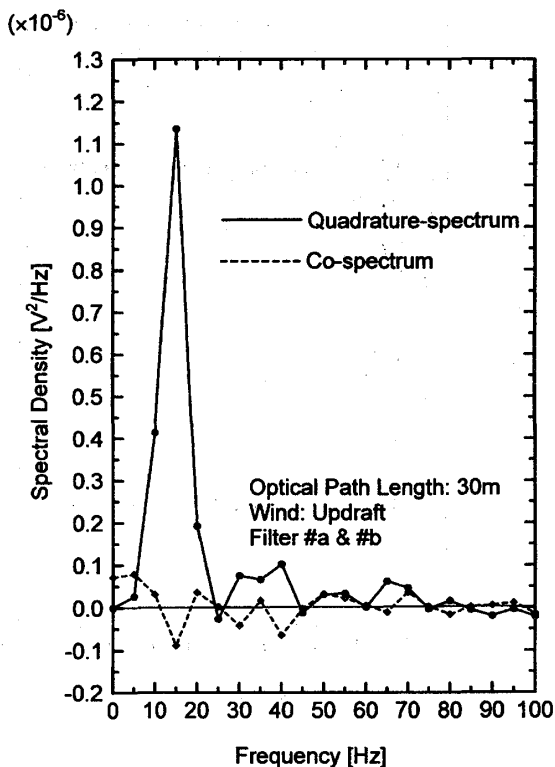


Fig.7 Quadrature spectrum and co-spectrum of the vertical component shown in Fig.8. Solid line shows the quadrature-spectrum and dash shows the co-spectrum.

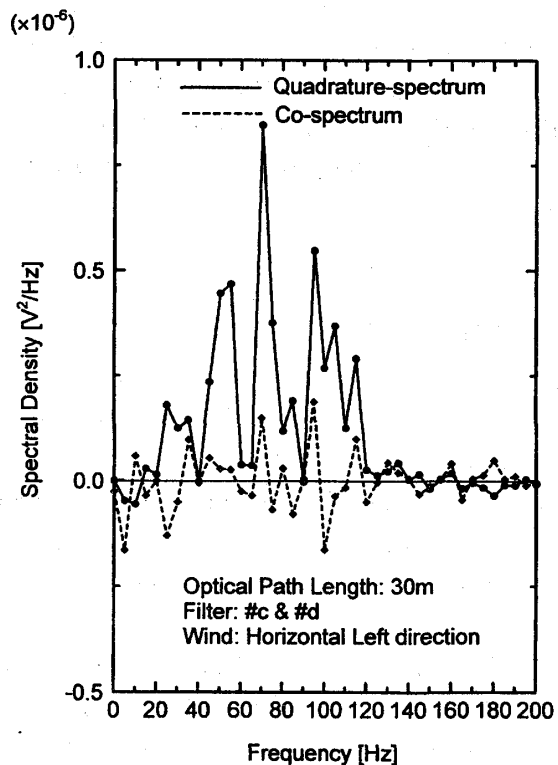


Fig.9 Quadrature-spectrum and co-spectrum of the horizontal component shown in Fig.10. Solid line shows the quadrature and dash shows the common.

5. 結言

本稿では、レーザ光線のシンチレーションを利用した新しい風速測定法について、測定原理と、測定手法の有効性の確認のために試作装置を用いて行った、屋内動作実験の結果について述べた。

動作実験の結果、本方式によって風速、風向が測定できる可能性があることがわかった。特に、上昇気流のような比較的定常な気流の場合、平均風速、風向を測定することができた。

今後は、最適測定時間窓の設定、風速、風向情報抽出のオンライン化などを行う予定である。測定時間窓に関しては、現在、情報量規範に基づいた測定時間窓の設定を検討中である。また、アナログ信号処理による情報抽出を行っているが、将来的には、DSPなどを用いてデジタル信号処理による方法も行う予定である。更に、CCDカメラを用いて、2次元空間フィルタを構成することを検討している。

謝辞

本研究の実験を行うにあたっては1995年度卒業生 大西健司、西山雅博 両氏の協力を得ました。また、本研究の一部は文部省科学研究費（奨励研究(A)No. 06780430)を得て行われました。記して謝意を表します。

参考文献

[1] N. Kagawa, O. Wada, H. Xu, R. Koga, H. Sano, and K. Inubushi, Japan J. Appl. Phys., 32(1992)224.
 [2] V.I.Tatarskii, The effect of the turbulent atmosphere on wave propagation, Israel Program for Scientific Translation Ltd. (1971).
 [3] N. Kagawa, O. Wada, and R. Koga, Atmospheric Propagation and Remote Sensing III, SPIE Proc., 2222(1994)906.
 [4] F.C.Mederiors Filho, D.A.R.Jayasuriya, R.S.Cole and C.G.Helmis, IEEE Trans. Antennas and Propagat. AP-31(1983)672.

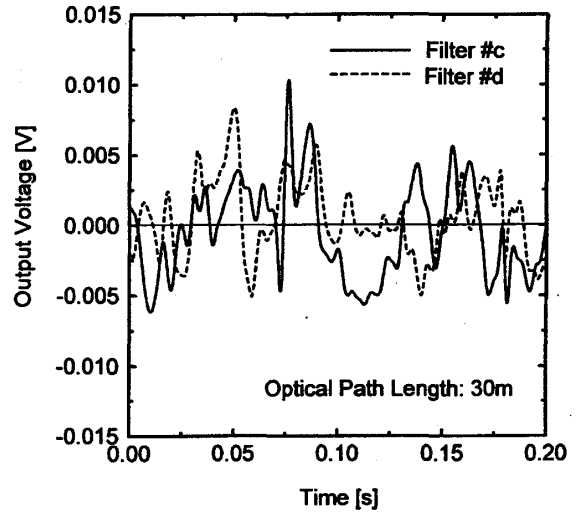


Fig.10 Outputs of the spatial filters for the horizontal wind. Solid line shows the output of filter #c, and dash line shows the filter #d.

($\times 10^{-6}$)

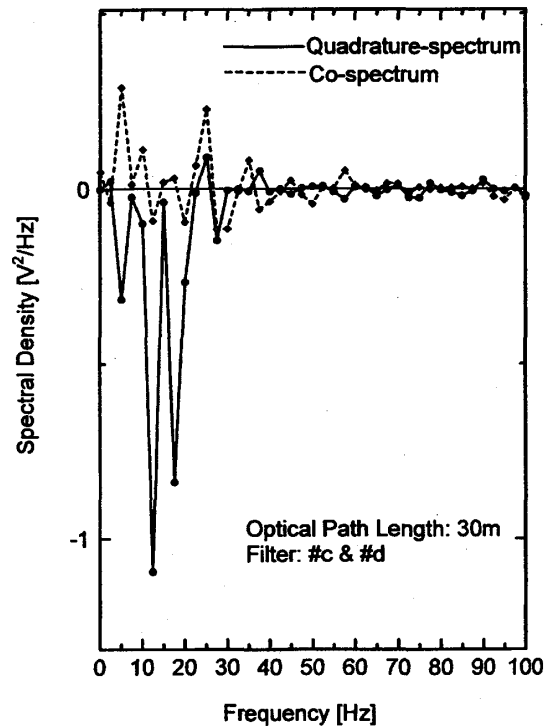


Fig.11 Quadrature-spectrum and co-spectrum of the horizontal component shown in Fig.10. Solid line shows the quadrature and dash shows the common.