

7 $\mu$ m 帯水吸収線近傍におけるシンチレーション測定  
Measurement of Scintillation of 7 $\mu$ m Band around Water Vapor Lines

香川直己 和田修己<sup>†</sup> 古賀隆治<sup>†</sup> 佐野博也

Naoki KAGAWA, Osami WADA<sup>†</sup>, Ryuji KOGA<sup>†</sup>, and Hiroya SANO

福山大学工学部電子・電気工学科 <sup>†</sup>岡山大学工学部電気電子工学科

Dept. of Elc. & Elc. Eng. <sup>†</sup>Dept. of Elc. & Elc. Eng.

Faculty of Eng., Fukuyama Univ. Faculty of Eng., Okayama Univ.

**Abstract:** Scintillation for a laser beam of 7 $\mu$ m band was measured to investigate effect of the absorption and dispersion of water vapor absorption lines. Power spectral density function (PSDF) of the log-amplitude scintillation was obtained and an enhancement of scintillation level in the lower frequency of PSDF were found. Consideration of scintillation in conjunction with the accuracy of harmonic spectroscopy is also made. Present experiment gave the cut-off frequency of the scintillation for infrared light. This result will help our attempt to determine the period in which the absorption spectrum of the scintillation could be “frozen” with our LAS system.

## 1 はじめに

我々の研究室では、大気中に含有される希薄ガス濃度を測定する赤外吸収分光分析システム (TDLAS) の開発及び運用を行なっている。<sup>1)</sup> このシステムは、7 $\mu$ m の赤外レーザー光線を大気中に伝搬させたときの吸収スペクトルを得ることを基本原理とする。吸収スペクトルは、シンチレーションの影響を受け、測定値のスパン誤差となる。<sup>2)</sup> この誤差を無くし、TDLAS の測定精度を向上させるためには、シンチレーションの性質を定量的に把握する必要がある。特に、7 $\mu$ m 帯の赤外領域の光のシンチレーションは、H<sub>2</sub>O、CH<sub>4</sub>、N<sub>2</sub>O 等の吸収の影響による屈折率の異常分散、吸収が原因となり、可視光線に対するものとは性質が異なることが予想される。

そこで、AFGL の吸収線データ<sup>3)</sup> に基づき 7 $\mu$ m 帯におけるシンチレーションの周波数スペクトルを予測し、実験結果との比較を行ったので報告する。

## 2 理論的背景

シンチレーションは、大気中の屈折率の温度、湿度及び圧力等の空間的、時間的変化に起因するものである。Tatarskii は、媒質の乱れを考慮したスカラーヘルムホルツ方程式を解くことにより、大気伝搬による光の振幅及び位相揺らぎの空間波数スペクトルを求めた。<sup>4)</sup> これは、可視光並びに、無吸収領域のミリ波、マイクロ波のシンチレーションの理論式として確立している。しかし、分散を考慮していないため、ガスの吸収の効果を実験的に予測することはできない。Filho らは、<sup>5)</sup> 分散を考慮した Gurvich の空間波数スペクトル<sup>6)</sup> から Taylor の仮説を用いて、シンチレーションの周波数スペクトルを求めた。即ち、 $f < v_{\perp} / \sqrt{2\pi\lambda L}$  の低周波領域で、

$$W_x^L(\omega) = 0.85 C_{nR}^2 \frac{L}{v_{\perp}} k^2 \left(\frac{L}{k}\right)^{4/3} \left[ 1 + 5.15 \frac{C_{nI}^2}{C_{nR}^2} \left(\frac{k}{L}\right)^{4/3} \left(\frac{\omega}{v_{\perp}}\right)^{-8/3} \right] \quad (1)$$

と表され、 $f > v_{\perp} / \sqrt{2\pi\lambda L}$  の高周波領域では

$$W_x^H(\omega) = 2.19 \frac{L}{v_{\perp}} k^2 (C_{nR}^2 + C_{nI}^2) \left(\frac{\omega}{v_{\perp}}\right)^{-8/3} \quad (2)$$

となる。ここで、 $f[\text{Hz}]$  は周波数、 $v_{\perp}[\text{m/s}]$  は光軸を横切る風の平均風速、 $\lambda[\text{m}]$  は光の波長である。また、 $C_{nR}^2[\text{m}^{-2/3}]$ 、 $C_{nI}^2[\text{m}^{-2/3}]$  はそれぞれ大気の実屈折率および虚屈折率構造パラメータである。これらのパラメータは、大気の空間的な温度分布、圧力分布、大気含有ガスの密度分布の影響を受け、さらに気体の発生（地表からの水蒸気の蒸発など）や消滅はないと考えると、

$$C_{nR}^2 = C_T^2 \left( \frac{\partial n_R}{\partial T} \right)^2 \quad (3)$$

$$C_{nI}^2 = C_T^2 \left( \frac{\partial n_I}{\partial T} \right)^2 \quad (4)$$

となる。 $n_R$ は屈折率の実部、 $n_I$ は屈折率の虚部であり、各屈折率は、それぞれ Hill の考察<sup>7)</sup> になって、

$$n_R = 1 + \left[ N_d + N_w + \sum_i N_{ai} \right] \times 10^{-6} \quad (5)$$

$$n_I = \sum_i n_{Ii} \quad (6)$$

を用いる。ここで、 $N_d$ は乾燥大気における分散 (dispersion) の寄与を表し、

$$N_d = 0.3789 \frac{P}{T} \left[ 64.328 + \frac{29498.1}{146 - (1/\lambda)^2} + \frac{255.4}{41 - (1/\lambda)^2} \right] \quad (7)$$

である。ここで、 $\lambda$ は光の波長 [ $\mu\text{m}$ ]、 $P$ は大気圧 [Torr]、 $T$ は気温 [Kelvin] である。 $N_w$ は水蒸気の分散の寄与を表し、

$$N_w = -1.765 \times 10^{-18} Q \quad (8)$$

である。ここで、 $Q$ は水蒸気の密度 [molecules/cm<sup>3</sup>] である。 $N_{ai}$ は  $i$  番目の吸収線による異常分散の寄与を表し、

$$N_{ai} = \frac{Q}{4\pi^2\nu_i} S_i \frac{\nu_i - \nu}{(\nu_i - \nu)^2 + \alpha_i^2} \times 10^6 \quad (9)$$

である。 $S_i$ は H<sub>2</sub>O 吸収線の遷移強度 [cm<sup>-1</sup>/(molecules/cm<sup>2</sup>)]、 $\nu_i$ は中心波数 [cm<sup>-1</sup>]、 $\alpha_i$ は吸収線の半値半幅 [cm<sup>-1</sup>] である。他方、 $n_{Ii}$ は吸収現象を表し、

$$n_{Ii} = \frac{1}{4\pi^2\nu} \cdot \frac{Q S_i \alpha_i}{(\nu_i - \nu)^2 + \alpha_i^2} \quad (10)$$

である。また、遷移強度  $S_i$ と、半値半幅  $\alpha_i$ は、

$$S_i = S_{0i} \left( \frac{296}{T} \right)^{1.5} \exp \left[ -\frac{E_i^L}{C} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{296} \right) \right] \frac{1 - \exp \left( \frac{-\nu_i}{CT} \right)}{1 - \exp \left( \frac{-\nu_i}{296C} \right)} \quad (11)$$

$$\alpha_i = b_{Li} \left( \frac{P}{760} \right) \left( \frac{296}{T} \right)^{0.64} \quad (12)$$

と表される。ここで、 $S_{0i}$ は中心波数  $\nu_i$ 、760Torr、296K における遷移強度、 $b_{Li}$ 、 $E_i^L$ はそれぞれ上記の条件下における吸収線幅、下位準位エネルギーである。これらのパラメータは、AFGL の吸収線データベースに記載されている。<sup>3)</sup>  $C$ は定数で、 $0.695008[\text{cm}^{-1}\text{K}^{-1}]$  の値をとる。

### 3 実験

実験は往復 140m の大気中で行い、光線の反射にはコーナーキューブ鏡を用いた。Fig.1 は電気系の構成である。被測定対象となる光源は TDL(Tunable Diode Laser) であり、基本的な原理は既に報告したもの<sup>8)</sup>と同じであるが、今回の実験では大気状態を測定するための参照光として用いる可視光源に半導体レーザ (東芝: TOLD9215,  $\lambda = 670\text{nm}$ ) を用いた。

水の吸収線の影響を調べるため、TDL の発振波長を切り換えて、水の吸収線上を掃引した。発振波長の制御は、注入電流で行った。発振波長は、 $\lambda = 7569\text{nm}$  ( $1321.1\text{cm}^{-1}$ ) ~  $7575\text{nm}$  ( $1320.2\text{cm}^{-1}$ ) の間の 16 の波長で行った。この領域の水吸収線は Table. 1 に示す通りである。

### 4 結果

Fig.2 は、 $\lambda = 7569.44\text{nm}$ 、 $7570.13\text{nm}$ 、 $7570.82\text{nm}$ 、 $7571.16\text{nm}$  の 4 波長の測定結果である。このうち  $\lambda = 7570.82\text{nm}$  が強い水の吸収線の中心に最も近い波長である。

図中の曲線群は、式 (1)、(2) で示した Filho の理論式に、先に述べた吸収線のパラメータを入れて計算した結果である。ここに示すように、 $10^{-2}[\text{Hz}]$  以下の低域においてスペクトルの上昇がみられ、低域コーナー周波数が存在する。理論計算では、同じ大気条件でも吸収が強い程低域コーナー周波数が高域に移動する。他方、高域コーナー周波数は、変化しない。実験結果は、測定周波数帯域が低域コーナー周波数より高かったためスペクトルの上昇が明確ではないが、理論式の傾向は現れている。

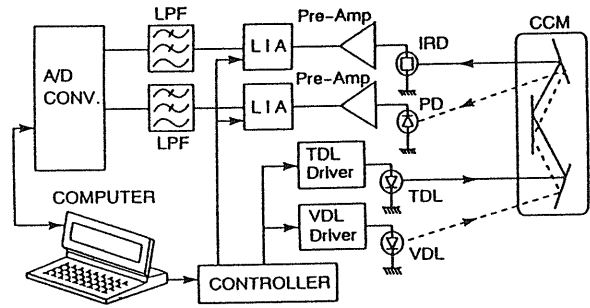


Fig.1 Block diagram of the measurement system: Upper leg is for the tunable diode laser (TDL) and the lower is for the visible diode laser (VDL).

Table. 1 Line-parameters of water vapor.

Line center[nm]	7570.76	7570.76	7575.43
Line intensity at 296K: $S_{0i}$ ( $\times 10^{-22}$ ) $\text{cm}^{-1}/(\text{molecule} \cdot \text{cm}^{-2})$	2.180	6.540	14.4
Half width at 760Torr: $b_{Li}$ $\text{cm}^{-1}/760\text{Torr}$	0.0282	0.0278	0.0861
Lower state energy: $E_i^L$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	1789.041	1789.041	602.774

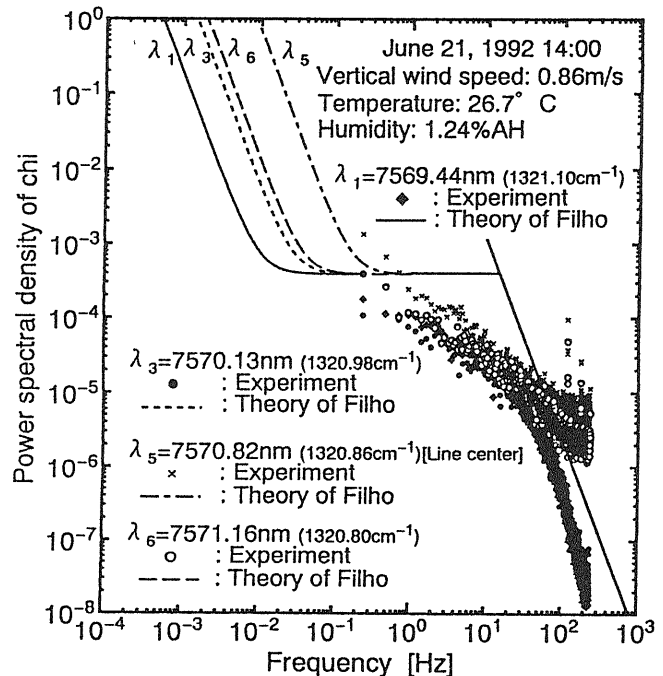


Fig.2 Power spectral density function of log amplitude obtained at 14:00 on June 21, 1992.

Fig.3、Fig.4は別の実験で得た冬と夏のパワースペクトル密度関数である。このスペクトルは、シンチレーションの低周波成分を示している。いずれの結果も TDL のパワースペクトルが低域で上昇しているが、夏の結果では VDL のスペクトルも上昇している。これは、1m 程度の短光路測定にも現れ、VDL のスペクトルレベルの上昇は別の原因によると考えられるが詳細は不明である。

また、夏は VDL と TDL のスペクトルのレベル差が無くなる。理論式では、(5) 式中の  $\Sigma N_{ai}$  の項の寄与が大きく、異常分散が影響していることが考えられる。

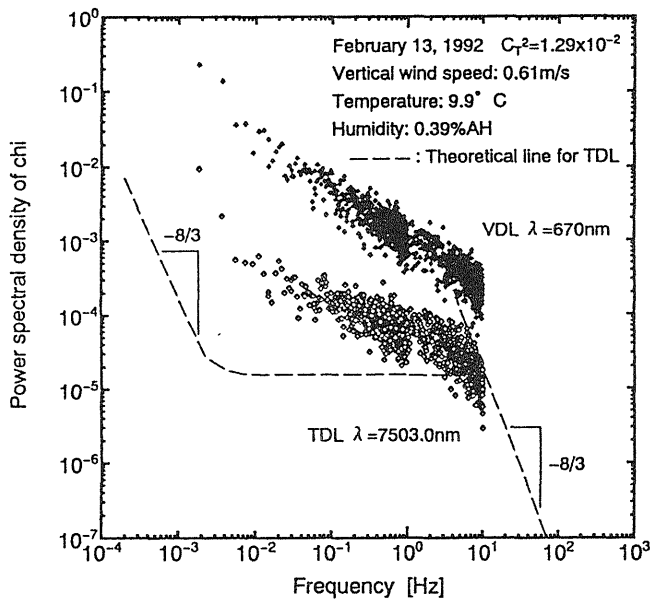


Fig.3 The lower frequency region of PSDF measured in winter. The level of PSDF rose in the lower frequency region less than  $10^{-2}$ [Hz].

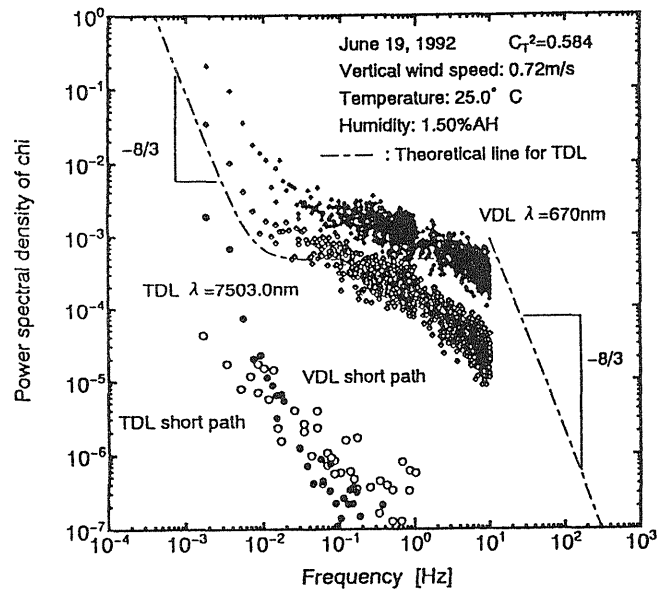


Fig.4 Results in summer: the level enhancement also appeared in lower frequency region less than  $10^{-2}$ [Hz]. A PSDF of log amplitude of the laser emission power is also shown.

## 5 まとめ

吸収領域の光のシンチレーションを実測し、そのパワースペクトルを求めた。これは、 $10^{-2}$ [Hz]以下の低域で上昇することが確認され、吸収線の影響を考慮した理論式に一致した。

## 参考文献

- [1] N.Kagawa *et al.*: *Japan. J. Appl. Phys.*, **32**, pp.244-245 (1992). [2] 香川ほか: 信学技報, OQE91-151 (1992). [3] L.Rothman *et al.*: *Appl. Opt.*, **12**, pp.2247-2256 (1983). [4] V.I.Tatarskii: *Israel Program for Scientific Translation Ltd., Jerusalem, Chap.4*, pp.259-334 (1971). [5] F.C.M.Filho *et al.*: *IEEE Trans. Antennas and Propag.*, **AP-31**, pp.672-676 (1983). [6] A.S.Gurvich: *Radio Eng. and Electron. Phys.*, **13**, pp.1687-1694 (1968). [7] R.J.Hill *et al.*: *J Opt. Soc. Am.*, **70**, pp.1192-1205 (1980). [8] 香川ほか: 第14回レーザセンシングシンポジウム予稿集, 14, pp.113-116 (1991).