

## ソーダで測定した上空風と地表風の関係について

光田 寧・岩田 徹

### RELATION OF THE WIND ALOFT AND THE SURFACE WIND BY THE USE OF A SODAR

By Yasushi MITSUTA and Tohru IWATA

#### Synopsis

A boundary layer wind observation had been undertaken associated with a hard landing accident at Hanamaki Airport, Iwate. In the previous report, it is suggested that the surface wind is composed with high frequency small scale turbulence by surface shear and the sudden and low frequency large scale turbulence descended from aloft. The wavelet analysis is applied to the wind data for the purpose of decomposition of these two types of wind structure.

#### 1. はじめに

1993年4月18日岩手県花巻空港（Fig. 1）において JAS DC-9 旅客機が着陸に失敗し滑走路上で突上するという事故が生じた。この事故の原因には着陸時の悪気流が影響しているのではないかとの疑問があったので、1994年1月から4月迄の期間花巻空港周辺で風の観測を行い、この付近の風の変動の特徴について調査を行った。前回の報告<sup>1)</sup>では上空に発生した突発的で比較的長期間の乱れが下方に伝播し、地表面のシアーによって生じる短周期の乱れと重ね合わさって地表風を構成する可能性があるとして指摘したが、本研究ではこの観測で得られたデータに Wavelet 解析を施して変動の分離を行って見た。

#### 2. 観測とその概要

観測は前回も述べた通りカイジョー AR-410 型のドップラーソーダと超音波風向風速計を用いて行った。ソーダについては、1月18日から4月26日までの風の強い日に地上40mから260mまで高さ20m毎に15sec間隔で3次元風速成分を記録した。超音波風向風速計についてはソーダとは別の2地点で高さ15mの鉄塔上に設置し1sec毎の風速3成分を24時間連続記録した。

空港は東は北上山地、西は奥羽山脈に挟まれた北上川の谷の部分には南北に滑走路を持って位置してい

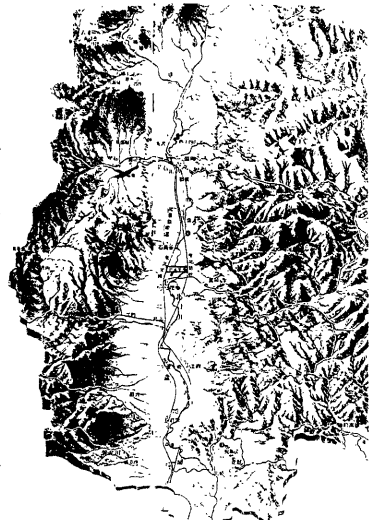


Fig. 1 Topographic map

Table 1 Mean wind speed, standard deviation and skewness of horizontal and vertical velocity component at the height of 40 m, 140 m and 240 m as observed on the windy days (caseA) and the light wind ones. (caseB)

Data	Height	U	(SD)	[SK]	W	(SD)	[SK]
A1	40	3.99	(3.90)	[ 1.00]	-0.44	(1.25)	[-0.11]
94.2.22	140	5.30	(4.00)	[ 0.20]	-0.20	(1.53)	[-0.23]
9:06~	240	6.74	(5.31)	[-0.27]	0.00	(1.92)	[-0.17]
A2	40	9.54	(4.31)	[ 0.52]	-0.08	(1.32)	[ 0.17]
94.2.23	140	12.83	(4.65)	[ 0.04]	-0.57	(1.72)	[-0.08]
12:08~	240	13.83	(5.56)	[ 0.30]	0.33	(2.07)	[-0.28]
B1	40	-2.33	(2.11)	[ 0.06]	0.26	(0.54)	[-0.62]
94.3.18	140	-1.69	(2.40)	[ 0.35]	0.01	(1.03)	[ 0.44]
9:21~	240	-0.99	(3.10)	[ 0.29]	-0.07	(1.07)	[ 0.61]
B2	40	5.00	(2.69)	[ 0.51]	0.31	(0.85)	[ 0.13]
94.3.24	140	6.03	(3.00)	[ 0.37]	0.24	(1.17)	[-0.01]
11:58~	240	6.57	(3.46)	[ 0.32]	0.24	(1.01)	[-0.38]

る。谷の方向(南北)に直角の方向(東西)に強風が現れやすい。**Table 1**はソーダ観測の行われた32回の内、代表的な強風日(case A)、弱風日(case B)の各2例(午前9時頃と正午頃)について30分間の滑走路に直交する風速成分(U)と鉛直風速成分(W)の平均、標準偏差(SD)、Skewness(SK)を示したものである。弱風日には水平風、鉛直風共に変動のばらつきは小さく、鉛直風は上向きとなる。**Fig. 2**は

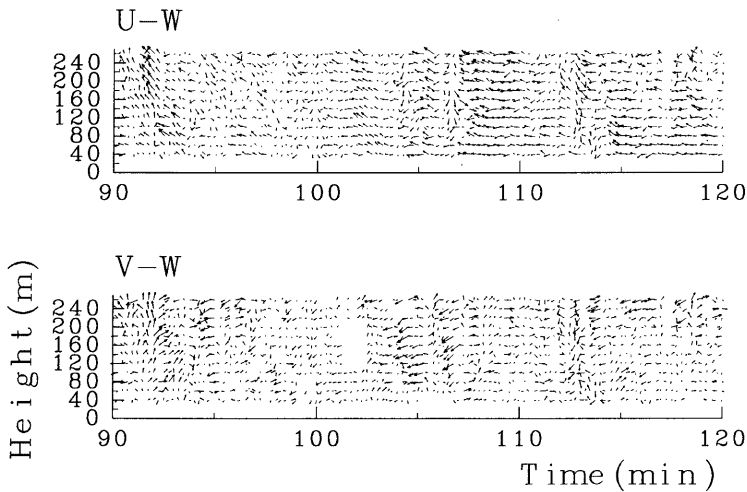


Fig. 2 Vector representation of the wind field.

観測地点における風速場の1例(2月23日16:00~16:30)について滑走路に直交する成分(U)、滑走路に平行する成分(V)、鉛直成分(W)について(U-W)、(V-W)平面別にその変動成分をベクトル描写したものである。これによれば、場に於ては上昇流と下降流が断続的に現れており、92分、113分付近に上空での乱れの大きい状態が数十秒で地方付近に下降してくる様子が見取れる。この断続的な上昇/下降流は他のほとんどのデータにおいても見られており、なんらかの力学的強制が原因となっていると考えられる。また、大部分で鉛直流は小さく、水平平行流状態となっているが、102分~112分付近にはほぼ水平方向の

強風が (U-W) と (V-W) で交互に現れる部分がある。270°~360° の方向で鉛直方向に軸を持つ水平風の首振り運転が生じていると言えそうである。このような変動の周期は 30 ~ 40 sec 程度と思われるが、この時間から見積もると、空間的には数百 m から 1 km までの直径を持つ渦が水平面内で存在すると考えられる。このような渦がどのような機構によって形成されるかについてはさらに多くの例についての詳しい研究が必要である。以上のように複数の構造が重なってこの付近の風場を形成しており、もっと複雑な変動を生じる可能性がある。

### 3. 離散 Wavelet 変換

関数  $f(x)$  の Wavelet 変換は次のように表される

$$f(x) = \sum_j \sum_k \alpha_{j,k} \phi_{j,k}$$

ここで  $\alpha_{j,k}$  は展開係数、 $\phi$  は基底関数系であり、離散変換においては適当な  $\phi$  (Analyzing Wavelet と呼ばれる) を以下のように平行移動とスケール変換を行って作る。

$$\phi_{j,k} = 2^{j/2} \phi(2^j t - k)$$

(但し  $j, k$  は整数,  $\|\phi_{j,k}\| = 1$ )

上の式では、 $j$  は空間スケールを、 $k$  は  $\frac{k}{2^j}$  の形で位置又は時間を表すこととなる。本研究では Analyzing Wavelet  $\phi$  を Meyer の方法にしたがって構成した。

$$\phi(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega t) \Psi(\omega) d\omega$$

$$\Psi(\omega) = \exp\left(-\frac{i\omega}{2}\right) \sqrt{\left[\Phi\left(\frac{\omega}{2}\right)\right]^2 - \left[\Phi(\omega)\right]^2}$$

$$\Phi(\omega) = \sqrt{g(\omega)g(-\omega)}$$

$$g(\omega) = \frac{h\left(\frac{4\pi}{3} - \omega\right)}{h\left(\omega - \frac{2}{3}\pi\right) + h\left(\frac{4}{3}\pi - \omega\right)}$$

$$h(\omega) = \begin{cases} \exp\left(-\frac{1}{\omega^2}\right) & (\omega > 0) \\ 0 & (\omega \leq 0) \end{cases}$$

上によって定義した  $\phi(t)$  は Fig. 3 のようになる。

実際に Wavelet 展開係数  $\alpha_{j,k}$  を求めるには次のように計算できる。まず、FFT を用いて与えられた時系列  $f(t)$  のフーリエ変換  $F(\omega)$  を求める。

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) f(t) dt$$

また基底関数  $\phi_{j,k}(t)$  についても FFT によって以下のように変換する。

$$\Phi_{j,k}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) \phi_{j,k}(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) 2^{j/2} \phi(2^j t - k) dt$$

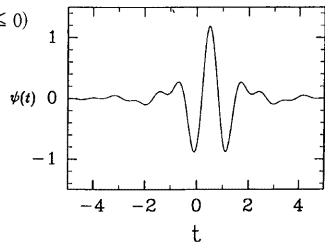


Fig. 3 Meyer's Wavelet

$$\begin{aligned}
 &= 2^{-j/2} \exp(-ik2^{-j}\omega) \int_{-\infty}^{\infty} \phi(y) \exp(-i\omega 2^{-j}y) dy \\
 &= 2^{-j/2} \exp(-ik2^{-j}\omega) \Phi(2^{-j}\omega)
 \end{aligned}$$

このようにして求めた  $F(\omega)$  と  $\Phi_{j,k}^*(\omega)$  の積をつくり、再びFFTを用いて変換すると実空間における展開係数  $\alpha_{j,k}(t)$  が得られる。

$$\begin{aligned}
 \alpha_{j,k} &= \int_{-\infty}^{\infty} \phi_{j,k}^*(t) f(t) dt \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{j,k}^*(\omega) F(\omega) d\omega
 \end{aligned}$$

また、得られた  $\alpha_{j,k}$  について次の  $E_j$  を計算する事ができる。

$$E_j = \sum_k |\alpha_{j,k}|^2$$

これは、スケール  $J$  の成分の持つ全時間にわたるエネルギーを表しており、変動の分散値に等しい。フーリエスペクトル  $\omega S(\omega)$  とはオーダーにおいて次の関係にある。

$$\frac{E_j}{T_{\text{total}}} \sim \omega S(\omega), \quad \omega \sim 2^{-i} \frac{2\pi}{3}$$

ここで  $T_{\text{total}}$  は全観測時間である。ゆえにフーリエスペクトルとウェーブレットスペクトルのべき則には次の対応関係が成り立つことが導かれる。

$$S(\omega) \sim \omega^{-\beta} \iff E_j \sim 2^{-(\beta-1)j}$$

#### 4. 解析結果

Fig. 4 は A2 の 40 m と 240 m の 128 分間の時系列データと計算した Wavelet 係数  $\alpha_{j,k}$  の時間変化を示したものである。ここで  $J$  は事象のスケールを表す。つまり、全観測時間幅を  $T_{\text{total}}$  とすると時間  $\frac{T_{\text{total}}}{2^j}$  の事象を表す事となる。スケール  $J$  と時間/周波数との詳しい対応については Table 2 を参照されたい。なお、低周波域 ( $J = 0, 1, 2$ ) においては係数の精度が充分でないため省略している。Fig. 5 (a) (b) は A1 データのベクトル描画 (Fig. 2 と同じ)、(c) は同時間帯の鉛直風変動成分  $w'$  についてのスケール  $J = 9$  (時間スケール 30 sec) の Wavelet 係数  $\alpha_{j,k}$  の全高度にわたる時間変化を示すものである。ベクトルの上下変動が大きくなる時刻に係数も大きく変動するのが見られる。他のスケールとの比較に於いてはこのような一致は、ほとんど見られなかった。このことから、上層風の上下変動は 30 sec 程度の持続時間スケールで起こっていると言える。

Fig. 6 は超音波風向風速計から得られたデータの A1・A2, B1・B2 (1 は 9:00~10:00, 2 は 12:00~13:00) の計 4 例について滑走路直交成分 (U) と鉛直成分 (W) のパワースペクトル  $f_S(f)$  とウェーブレットパワースペクトル  $E_j$  を求めたものである。2 つのスペクトルの関係について、その絶対値については比較することはできないが、それぞれのスペクトル形はほぼ相似であり、地表付近の U は上空とはほぼ同じ位置にピークを持ち、W はより高周波数側にピークを持つ。上空での U はゆっくりと低周波数側に増加するが W は低周波数側に向かって急激に減少する。風速の強い日と弱い日とでは定性的には特に目立った違

Table 2 The scale parameter  $J$ , the period of the fluctuation and the frequency in the wavelet analysis.

$J$	Period (sec)	Frequency (Hz)
1	7680	$1.30 \times 10^{-4}$
2	3840	$2.59 \times 10^{-4}$
3	1920	$5.21 \times 10^{-4}$
4	960	$1.04 \times 10^{-3}$
5	480	$2.08 \times 10^{-3}$
6	3840	$4.17 \times 10^{-3}$
7	120	$8.33 \times 10^{-3}$
8	60	$1.67 \times 10^{-2}$
9	30	$3.33 \times 10^{-2}$

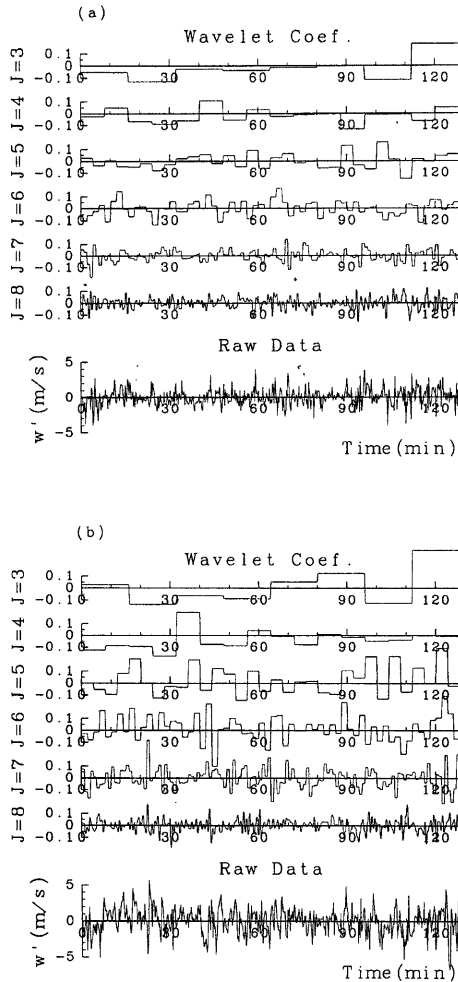


Fig. 4 Time Series of the wavelet expansion coefficients of the scale from  $J=3$  to 8 for (a) 40 m high and (b) 240 m high.

いは見られなかった。先に全層で変動の見られた $J=9$  (0.03 Hz) の変動は特にピークとは一致しない。平均的スペクトルとしては消されてしまうような間欠的な変動が大きく現象を支配している可能性もある。運動量輸送という立場からの解析を進める必要がある。

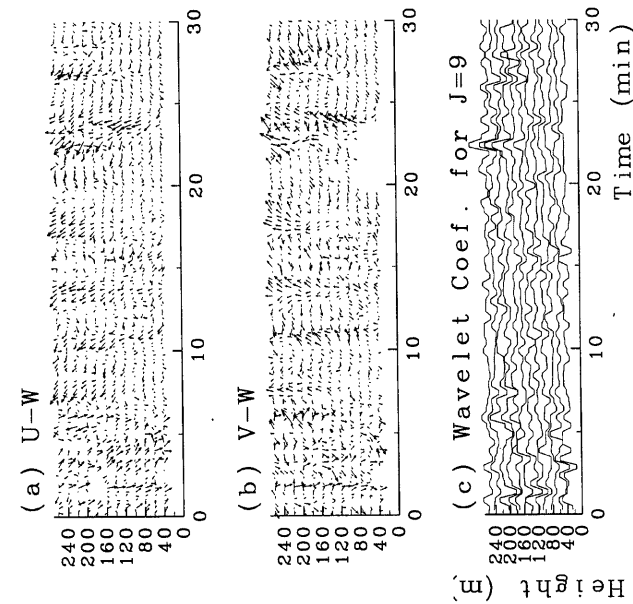


Fig. 5 (a) - (b) Same as Fig. 2, and (c) Time Series of the wavelet coefficients of the scale  $J = 9$  at all the height.

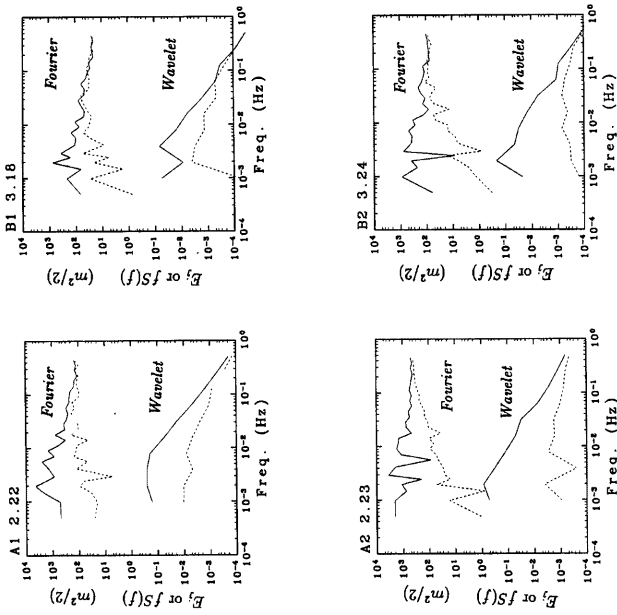


Fig. 6 The wavelet and the fourier power spectra of the horizontal (solid lines) and the vertical (dotted) component of the wind velocity fluctuation for (A) windy days and (B) light wind ones.

## 5. 結語

ドップラーソーダと超音波風向風速計で得られた風速データについて離散ウェーブレット解析を行った。一般に、ウェーブレット解析はフーリエ解析と異なり、時刻についての情報を保持したまま信号を分解するため、事象の生じた時刻（位置）を特定できると共に二つの異なる構造を持った事象を分離することには有効な解析手法である。しかし今回用いた変換は離散型の変換であったため、長周期の変動を分離したり、ガストフロントの様な突発的な事象の生起時刻と持続時間を正確に決定するまでには至らなかった。今後そのような解析を行うためには、連続型変換を導入すると共に離散型との使い分け等についてもより詳しく研究する必要がある。

## 参考文献

- 1) 光田 寧・岩田 徹：花巻空港付近の気流の特性について，京都大学防災研究所年報第 38 号 B-1，平 7.4.
- 2) 山田 道夫・樋口 宗彦・林 泰一・光田 寧：風速変動のウェーブレット解析，京都大学防災研究所年報第 33 号 B-1，平 2.4.
- 3) 山田昌哉・山田道夫：ウェーブレット解析，科学，60，1990，pp.398-405.
- 4) 山田道夫：大気乱入へのウェーブレット解析の応用，天気，Vol40，No.9，1993，pp.663-670.
- 5) Hayashi, T. : An analysis of wind velocity fluctuation in the atmospheric surface layer using an orthonormal wavelet transform, Bound-Layer Meteorol., 70, 1994, pp. 307-326.
- 6) Meyer, Y. : Orthonormal wavelets, Wavelets (J. M. Combes et al. eds.), Springer, 1989, pp.21-37.
- 7) Yamada, M. and Ohkitani, K. : Orthonormal wavelet expansion and its application to turbulence, Prog. Theor. Phys., vol83, 1990, pp.819-823.