



Title	障害物附近の風の乱流と雪の吹溜り
Author(s)	小林, 俊一
Citation	低温科学. 物理篇, 30, 85-91
Issue Date	1973-03-05
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/18201
Type	departmental bulletin paper
File Information	30_p85-91.pdf



障害物附近の風の乱流と雪の吹溜り*

小林 俊一

(低温科学研究所)

(昭和47年10月受理)

I. 序 論

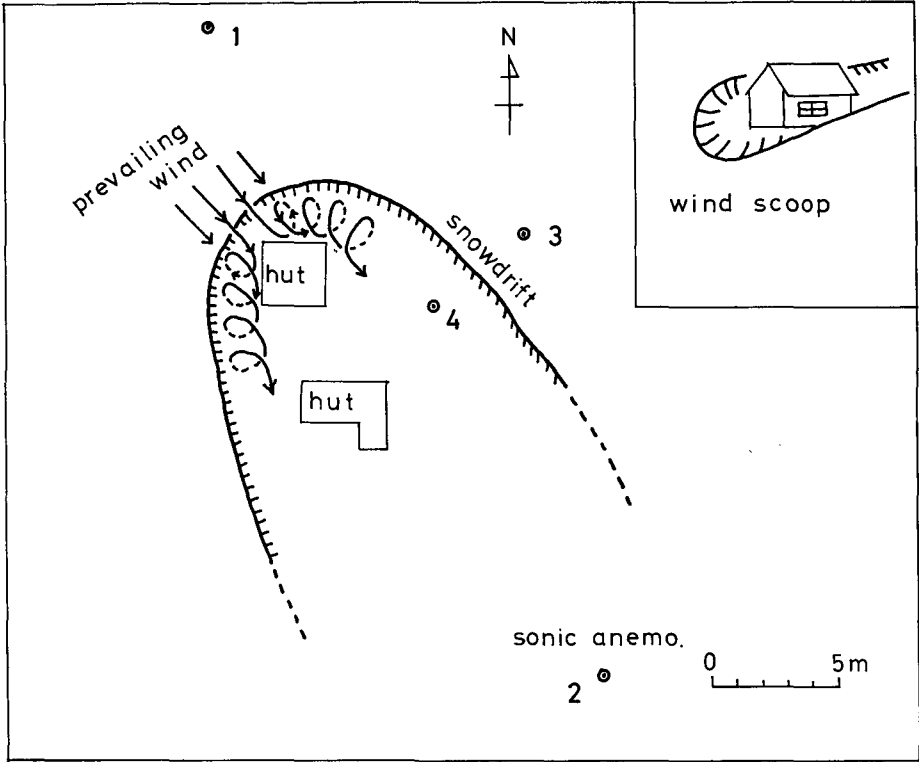
地ふぶきの後に、雪原にある障害物(例えば、建物、樹木、岩等の突出部)のまわりに吹溜りが生じているのをみる。この吹溜りと吹払いの一組のパターンは、少し距離をおいて見ると柄杓の形をしている事から Wind scoops^{1),2)}と呼ばれている。これらが障害物の周りの風の乱流状態とどんな関係を持っているかは興味あることなので、北大低温科学研究所の地ふぶき観測小屋を障害物の例として、超音波風速計を使って風速変動を測定した。その統計的な解析の結果二、三の予備的知見を得たので報告する。

II. 観 測 方 法

一般に、雪原の中に突出した障害物があって、地ふぶきが持続すると、その障害物の周囲に、吹溜り部が形成されて第1図の如き wind scoop が見られる。第1図は北大低温研の地ふぶき観測小屋の周囲の吹溜り状態を上からみた図である。これらの吹溜りと吹払い部分における風の乱流との対応を調べることは重要である。この図には小屋の近くの流線で示した如く渦を模式的に書きこんである。これは発煙筒による煙や実際の雪粒の軌跡の観察から得た結果である。これらの渦は、いわゆる馬蹄渦(horse-shoe vortex)と呼ばれるもので、wind scoop を形成するのに重要な意味を持つようである³⁾。この周囲の風の乱流を調べるために、一成分超音波風速計2台を設置して風速の変動を同時測定した。第1図における(1)~(4)の番号が風速計を置いた場所であり、(1)と(2)、(3)と(4)が夫々同時に測定を行なった場所である。(1)は小屋から10m離れた障害物の影響のない風上で、(2)は小屋の後20mの所である。(4)は小屋の横5mの所で、ここはwind scoopの中にあり吹溜りの壁の高さは約50~100cmである。(3)は小屋の更に横10m離れた吹溜りの上に位置している。いずれの測定時でも、小屋の風上における1mの高さの平均風速は9m/sであり、変化がなかった。第1図の右上にはwind scoopを模式的にえがいたが、これはSeligman²⁾の書物の中の絵を引用した。

超音波風速計による、卓越風向に沿う成分の風速変動量は2ペンの記録計に書かせ、この記録から約1秒間隔で風速値を読みとり、自己相関関数の他に、これからパワースペクトルを計算した。パワースペクトルの計算は、Blackman と Tukey⁴⁾の方法により次の如く計算した。先ず Δt 秒間隔で評価された N 個の、平均風速からの変動値 ($u_1, u_2 \dots, u_N$) から、 $m+1$ 個

* 北海道大学低温科学研究所業績 第1214号



第1図 小屋の周りにできた wind scoop と超音波風速計の設置位置

の autocoveriance function (R_k) を次の (1) 式により計算する。

$$R_k = \frac{1}{N-k} \sum_{i=1}^{N-k} u_i \cdot u_{i+k}, \quad k = 0, 1, 2, \dots, m \quad (1)$$

更にこの R_k から cosine 変換によって power (L_r) を次の (2) 式によって求める。

$$\left. \begin{aligned} L_0 &= \frac{1}{2m} (R_0 + R_m) + \frac{1}{m} \sum_{k=1}^{m-1} R_k, \\ L_r &= \frac{1}{m} R_0 + \frac{2}{m} \sum_{k=1}^{m-1} R_k \cos \left(\frac{kr\pi}{m} \right) \\ &\quad + \frac{1}{m} R_m \cos(r\pi), \quad 0 < r < m, \\ L_m &= \frac{1}{2m} (R_0 + (-1)^m R_m) + \frac{1}{m} \sum_{k=1}^{m-1} (-1)^k R_k. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

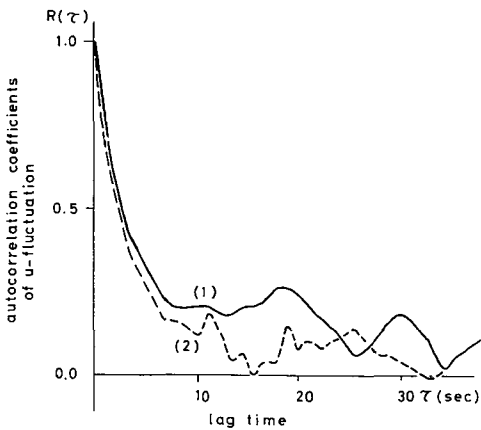
これを次の (3) 式の如く移動平均 (ここでは hamming と呼ばれる window を使った) してパワースペクトルが得られる。

$$\left. \begin{aligned} F_0 &= 0.54 L_0 + 0.46 L_1, \\ F_r &= 0.54 L_r + 0.23 (L_{r-1} + L_{r+1}), \quad 0 < r < m, \\ F_m &= 0.54 L_m + 0.46 L_{m-1}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

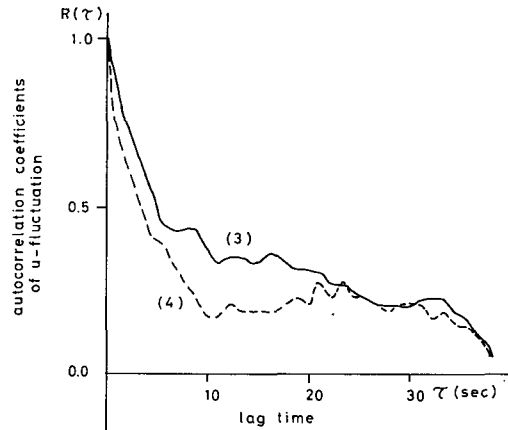
ここで F_r は $\frac{(r-1)}{m} \frac{1}{2\Delta t}$ と $\frac{(r+1)}{m} \frac{1}{2\Delta t}$ の間の周波数帯にある power の合計の推定値であり、両端では、 F_0 は 0 から $\frac{1}{m} \frac{1}{2\Delta t}$, F_m は $\frac{m-1}{m} \frac{1}{2\Delta t}$ から $\frac{1}{2\Delta t}$ までである。従って Δt によって分解可能な上限の周波数は $\frac{1}{2\Delta t}$ cps であるから、ずらし数 m がきまれば周波数分解能は $\frac{1}{2m\Delta t}$ となる。

III. 観 測 結 果

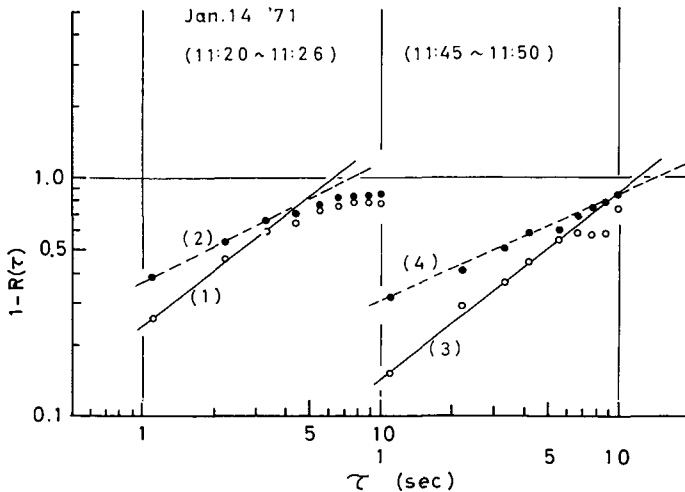
第1図に示した(1)~(4)の位置で測定した風速変動から自己相関関数 $R(\tau)$ を計算した結果が第2, 3図に示されている。更に $R(\tau)$ の初期の減衰の部分は卓越する乱流の大きさ L を推定するのに有効であるので、両対数グラフにプロットして $1-R(\tau)$ が 1.0 を切る時間 T_0 を求め、これを卓越乱流の測定点の通過時間と考え、平均風速 U により $L=U \times T_0$ から卓越乱流の



第2図 場所(1), (2)での風速変動の自己相関関数 $R(\tau)$



第3図 場所(3), (4)での風速変動の $R(\tau)$



第4図 各場所での Lag time と $1-R(\tau)$ の関係

大きさ L を求めた。一般にこれらの間には次の (4) 式の関係がある。

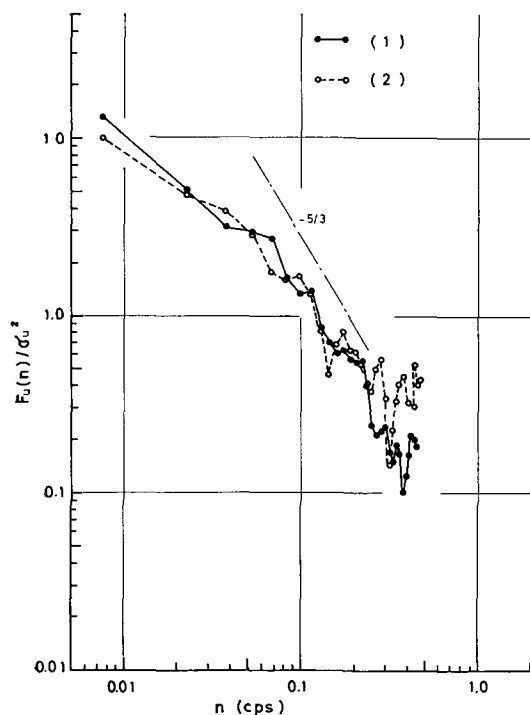
$$1 - R(\tau) = (\tau/T_0)^p \quad (4)$$

Kolmogoroff の局所等方乱流理論からは $p=2/3$ が導かれている。以上の結果を整理して第 4 図, 第 1 表に示した。これを第 1 図の上で比較してみると, 卓越乱流の大きさは (1), (2), (4) の位置では約 50~60 m で余り変化はないが, (3) の吹溜り上で約 110 m と 2 倍の大きさに

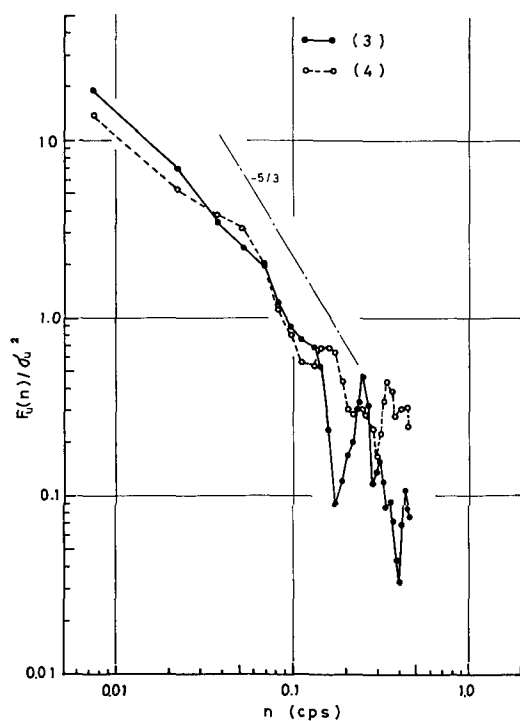
第 1 表 超音波風速計による観測結果 (Jan. 14, 1971)

Run No.	Time	T^* (sec)	Δt (sec)	Z (cm)	U (m/s)	σ_u (m/s)	G (%)	T_0 (sec)	L (m)	p
1	(11:20) ∧ 11:26)	360	1.111	145	9.1	1.7	18.8	6.2	56.4	0.78
2	"	360	1.111	130	6.7	1.7	25.8	7.0	46.9	0.52
3	(11:45) ∧ 11:50)	300	1.111	100	9.3	1.6	17.4	12.0	111.6	0.78
4	"	300	1.111	100	4.2	2.0	47.8	15.0	63.0	0.62

T^* : averaging time, Δt : sampling time, Z : height of sonic anemometer, U : mean wind speed at Z , σ_u : turbulent velocity ($=\sqrt{\overline{u^2}}$), G : intensity of turbulence ($=\sigma_u/U \times 100\%$), T_0 : mean passage time, L : scale of turbulence ($=T_0 \times U$), p : power exponent of lag time in Eq. $1 - R(\tau) = (\tau/T_0)^p$.



第 5 図 場所 (1), (2) でのパワースペクトル



第 6 図 場所 (3), (4) でのパワースペクトル

なっている。ただし wind scoop 中の (2), (4) では乱流強度が約 30~50% と大きく、これは約 20% の (1), (3) とは異なった乱渦 (例えばカルマン渦のようなもの) の存在を想起させる。又乱流強度や ρ の値は (1), (3) は同じく、(2), (4) も大体同じなので、風の乱流状態は wind scoop の内側と外側の二つのパターンに分けられる。ただし、(3) の吹溜り上の乱流の大きさ L が他と比べて大きい。これは小屋の周囲の流線が横に押し出されて (3) の部分の流線が密になって加速されたと考えてよい。そして wind scoop の中では乱流が大きいから、卓越風向に直角な方向への乱れも大きいと考えると、この部分の飛雪粒子は (3) の部分に併合される確率が大きくなり、従って (3) の部分は雪粒の空間密度が過飽和になる機会が多く、この部分では主として堆積が卓越すると考えられる。この点をパワースペクトルから追究してみよう。

記録の長さが 5~6 分なので、最大の lag time を 20 秒として自己相関関数を求め、これからパワースペクトルを計算した。その結果を第 5, 6 図に示した。このパワースペクトルの計算結果をみると、第 6 図の (3) のみに急な谷が見られ、この部分の周波数 n は 0.17 cps であり、平均風速 $U=9.3$ m/s から波長 $\lambda=U/n=54.7$ m を得る。これは第 1 表の乱流の大きさ L と比較してみると、風上の (1) の部分の乱流の大きさ L と大体等しい。従って第 6 図 (3) のパワースペクトルの谷は、風上の乱流場から運ばれてきた風の運動と大体同じ運動の雪粒がこの部分に堆積して、風の運動エネルギーを奪い、パワースペクトルに谷を生じたと解釈できないだろうか。測定例が少なく断言はできないが興味ある問題である。この吹溜りの部分の平衡状態の議論と併せて今後の問題としよう。また第 5 図の (1), (2) でははっきりしたピークはみられない。第 6 図の (4) に第 1 のエネルギーの山がみられるが、これがカルマンの渦と関係があるかどうかはわからない。低周波と高周波の変動部分はいろいろな点で誤差が大きいと思われるので考察の対象にしない。

また、どの場合のパワースペクトルでも周波数が増すにしたがって減少しているが、ある周波数の範囲では、減少の勾配は大体 $-5/3$ になっており乱流理論で言う inertial sublayer の勾配である。これは Kolmogoroff の理論における等方性の乱流状態にあることを示している。即ちいま ε を単位時間、単位質量当りの energy 逸散量、 n を周波数とすれば、等方性乱流に対するパワースペクトル密度 $F(n)$ は次の (5) 式で示される。

$$F(n) \sim \varepsilon^{2/3} n^{-5/3}. \quad (5)$$

第 5, 6 図からは 0.05~0.2 cps で等方性が成り立っているようであり高周波程これからの変動が大きい。

IV. 結 語

雪面と風の相互作用の研究の一つとして、障害物の周囲の風の乱流と吹溜りの問題を取りあげたが、これらは防雪柵の問題とも関連するし、最近石田等⁵⁾により雪庇周辺の風の乱流状態についても超音波風速計による測定が試みられ、この種の問題とも関係を持つものであろう。このような風と雪面との相互作用の研究は、吹溜りや雪面模様や雪庇の現象を介して、普通は見えない風の乱流構造の一断面を見る方法として有意義である⁶⁾。

障害物の周りに出来る wind scoop 附近の風の乱流測定から次の事が推定された。

1. 障害物のために、障害物のすぐ周りには煙や雪粒の軌跡から認められるカルマン渦に似た渦が発生し、この渦に含まれる雪粒は、この部分の乱流強度が大きいために、これと接する乱れの小さい流れの中に併合する確率が高い。

2. 従って乱流強度の大きい部分を囲む乱流強度の小さい流れの所では、飛雪の空間密度が大きくなり過飽和になる機会が多く、堆積が卓越して吹溜りが作られる。その結果障害物の周囲には wind scoop が形成される。

3. 以上のことは、パワースペクトルからも説明できる。吹溜り上では、障害物によって乱されない風上側の卓越乱流場と同じ周波数の所にスペクトルの谷があらわれる。これは風上側の乱流運動とはほぼ同じ運動の飛雪粒子が吹溜り部の位置で堆積し、スペクトルの谷があらわれたと考えられよう。

以上の結果は、測定が少ない事と障害物の附近が一様な平坦な雪原上の測定ではない等により断定的なものではない。ただ第1図にみられる如く観測した吹溜りが、一般的な wind scoop の形を成している事から、かなり一般性のあるものではないかと考えられる。この wind scoop の形成の機構に関しては、ある平衡状態に達する過程の機構には立ち入らなかったため、更に詳しい渦の観測と場所的な地ふぶき量の測定（例えば、飽和量を定量的に決めること）が必要である。

本報告を書くにあたり、主に計算機のプログラムの作製や論文の推敲に際して御指導を受けた石田完教授に深く感謝いたします。又農業技術研究所の井上栄一博士からは有益な助言をいただいたことを感謝します。計算は全て北海道大学大型計算機センターの FACOM 230-60 によって行なった。

文 献

- 1) Cornish, V. 1914 Waves of Sand and Snow. T. Fisher Unwin, London, 383 pp.
- 2) Seligman, G. 1962 Snow Structure and Ski Fields. R. & R. Clark, Ltd., Edinburgh. 555 pp.
- 3) Pelevin, V. S. 1960 Problem of snowdrifts around buildings in Antarctica. *Inform. Bul. Sov. Antarct. Exp.*, **3**, 156-161.
- 4) Blackman, R. B. and Tukey, J. W. 1959 The Measurement of Power Spectra. Dover Publications, Inc., New York, 190 pp.
- 5) 石田 完・小林俊一・小林大二・石川信敬 1971 天塩地方山地の雪庇調査 I. 低温科学, 物理篇, **29**, 29-101.
- 6) 福岡義隆 1971 風を見る方法—視覚気象学入門—. 自然, **4**, 61-67.

Summary

Turbulent fluctuations in the horizontal velocity component were measured by using two sonic anemometers under a condition of snowdrifting around a snowdrift, so-called "wind scoop", caused by an obstruction. A plan of a wind scoop around a small hut and location of the sonic anemometers is shown in Fig. 2. The helicoidal stream around the hut shown in the plan was observed by the trajectories of smoke and drifting snow particles. The locations of the sonic anemometers are marked by numbers (1)-(4) in

Fig. 2. Number (1) is windward and (2) is leeward against the hut respectively. Number (3) is on the snowdrift or outside the wind scoop and (4) is inside of it. Runs (1) and (2) are simultaneously measured; so are Runs (3) and (4). The data from the sonic anemometers were analysed as to the autocorrelation function and power spectrum, as are shown in Figs. (3)-(7). The scale of turbulence and its mean passage time at measurement points calculated from analyses of the autocorrelation function are shown in Table 1. In the inertial subrange, an autocorrelation function

$R(\tau)$ may be expressed as follows:

$$1 - R(\tau) = \left(\frac{\tau}{T_0} \right)^{3/2}, \quad (1)$$

where τ is the lag time and T_0 is the mean passage time. The scale of turbulence L is defined by the following equation:

$$L = T_0 \times U, \quad (2)$$

where U is the mean wind speed at a measurement point. From Table 1, the power of exponent was 0.78 outside the wind scoop, while it was 0.57 inside it. The exponent is nearly equal to $2/3$ in equation (1) which expresses isotropic turbulence. The intensity of turbulence in the wind scoop was larger than at the outside: the former was 47.8 to 25.8% and the latter 17.4 to 18.8%. However, the scale of turbulence was of the same order except on the snowdrift. On the snowdrift (location (3)), the scale of turbulence was about 110 m; it was two times the scale in other places (locations (1), (2) and (4)). In the wind scoop, the fluctuating velocity perpendicular to the main air stream is large, so snow particles drifting in the air are carried back into the main air stream. Accordingly, the main air stream tends to become oversaturated, as snow particles are supplied from the air in the scoop area. This oversaturated stream forms a drift on location (3), resulting in predominant accumulations there.

The power spectra of u -fluctuation shown in Fig. 7 indicate an interesting depression peak on Run (3). The frequency of this peak was 0.17 cps and corresponded to the wavelength 54.7 m that nearly equals the scale of turbulence in the windward undisturbed by an obstruction. This fact shows that snow particles moving in the same turbulent field in the windward were deposited at parts of the snowdrift in location (3). There are no remarkable peaks on other power spectra shown in Fig. 6 and 7. The power spectrum in the inertial subrange is given by the so-called “ $-5/3$ ” law as follows:

$$F(n) = \varepsilon^{2/3} n^{-5/3}, \quad (3)$$

where ε is the rate of energy dissipation and n is the frequency. It is shown that the frequency limit of the inertial subrange ranges from 0.05 to 0.2 cps.