

# 風洞を用いた斜面風の研究\*

北 林 興 二\*\*

## 要旨

筆者は冷却あるいは加熱された斜面上の風速分布がどのように変化し、また、どのような現象が発生するかに興味をもち研究をすすめている。本誌上で述べたように(北林, 下形, 1973), 安定成層状態にある, 気流中の昇り斜面上流側では, よどみ領域が発生する可能性がある。その発生を支配するパラメータは密度勾配を考慮したフルード数,  $Fr=U/|gD\Delta\rho_0/\rho_0|^{1/2}$  であり, Long (1962), Yih (1958) 等はその発生限界値として  $1/\pi$  を推論している。筆者は風洞中での実験および剥離現象を記述する理論から, 限界フルード数は Long 等の値より大きく, 1 前後であるという結果を得た。

## 1. まえがき

地形が複雑で入り組んだ我国では, 大気の流れに対する地形および熱の相互作用を研究することは環境問題, とくに大気汚染の観点から重要であろう。この種の問題として, 海陸風, 山谷風, 盆地風などが考えられるが, ここでは問題を単純化し, 安定大気状態で山の上方流側に発生すると考えられる無風域について主に述べる。Yih (1958), Kao (1962) 等によって論じられているように, 密度成層流体中に置かれた二次元 Barrier の上方流側には, ある条件でよどみ域が発生する。Long はこの種の現象を支配するパラメータとして密度勾配をも含んだフルード数  $Fr=U/|gD\Delta\rho_0/\rho_0|^{1/2}$  を提案し, その値が  $1/\pi$  以下でよどみ域が発生すると述べている。Kao は非粘性流体の仮定のもとに密度成層流体中のよどみ域の状態を研究した。

筆者はよどみ域の発生に対して斜面上流側の気流の剥離がトリガーとして作用するのではないかと考え, 粘性をも考慮した剥離モデルによりよどみ域の発生条件を調べている。以前, 本誌上で述べたように剥離の発生とよどみ域の発生を同じものと考えれば, 斜面上流側でのよどみ流はフルード数が1の程度で発生すると考えられる。一方, 有限な横幅をもつ準二次元斜面モデルの実験では, フルード数が2程度でもよどみ域らしきものが観察された。ただ, この実験結果は斜面モデルの二次元性が充分でなかったため, よどみ域の存在を結論づけるに

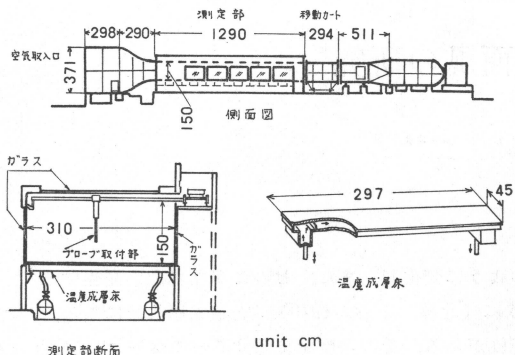
は到らなかった。今回, 風洞の横幅と等しい幅の完全な二次元斜面モデルにより安定成層気流中でのよどみ流の発生とその条件を確かめる実験を行った。前回は煙の流れからよどみ域の観察を行うにとどまったが, 今回はスモークワイヤ法により斜面上流側および斜面上の風速分布を定量的に測定し, よどみ流の発生条件とその特徴を調べた。これまでのところ, 山の上方流側でのよどみ流に着目した大気中での観測はほとんど行われていない。一方, 山の風下側で発生する強風についての研究はかなり行われており, Kuettner と Lilly (1968), Yabuki と Suzuki (1967), Arakawa (1968, 1969), Magata と Ogura (1967) などにより大気中での観測結果, 理論的な研究結果が報告されている。そして, 強風(おろし風, だし風)の発生が寒冷前線などの通過に伴う強い逆転層の存在と密接に関係していることが示されている。Magata 等の研究は十勝平野で発生する山おろし風の日変化を残雪と斜面の相互作用による斜面風として説明した興味あるものである。筆者も斜面上流側だけでなく, 下流側の風の特徴(主に風下側での流れの剥離)を風洞実験および理論により検討し, 風下側斜面での剥離の生成, 消滅を支配する条件がどのようなものであるかを調べた。

## 2. 実験設備および測定法

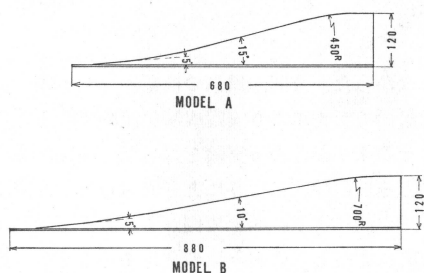
実験は公害資源研究所の温度成層風洞(測定部長さ約13m, 幅3m, 高さ1.5m, 第1図)により行われた。この風洞はボイラーと冷凍機を用いて床面を冷却, あるいは加熱することが可能であり,  $-5^{\circ}\text{C}\sim 60^{\circ}\text{C}$  の範囲で温度を任意に設定することができる。温度成層床はその間に剥離を有する二重板構造の45cm 幅のブロック20

\* On the slope flow experiment by a wind tunnel.

\*\* K. Kitabayashi 公害資源研究所  
—1973年12月10日受理—



第1図 温度成層風洞



第2図 二次元斜面モデル断面 (単位はmm)

ケからなる。この空隙に加熱あるいは冷却された熱媒体を通すことにより、測定部の床面9mの範囲に亘って温度境界層が作られる(服部他)。

二次元斜面モデルは温度成層床の開始点から6mの風下側に置かれた。斜面モデルは熱的に成層床と同等になるようアルミニウム板で作られており、斜面角度15°のもの(モデルA)と、10°のもの(モデルB)が用いられた。また、下り斜面上の風速分布の観察には斜面角度15°のモデルAが用いられた。斜面モデルの形状を図2に示す。

床面を冷却する安定成層実験では気流に15~30°Cに達する温度差があり、流速も1m/s以下と小さいため熱線風速計を用いた風速測定は適当ではない。この実験では理化精機工業で製作したスモークワイヤ装置により流速分布の測定を行った。スモークワイヤのスモーク発生部は写真1に示すものである。この装置の原理は、瞬間的に作られた鉛直方向に直線的な煙をある時間間隔で写真撮影し、その移動距離を時間間隔でわって流速を求めるものである。空気の動きの目印となる瞬間的な煙は、鉛直に張られた50μのタングステン線に流動パラフィンを提供し、それに高電流を瞬間的に加えて燃焼させ

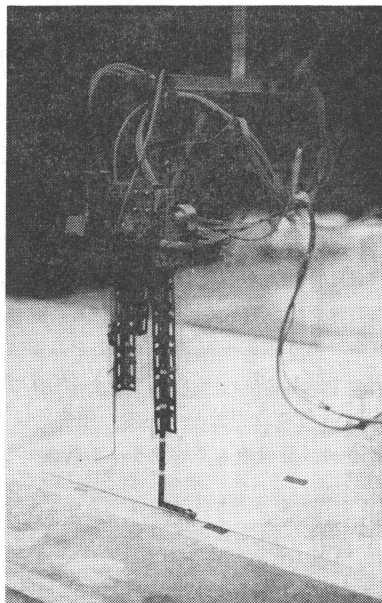


写真1 スモークワイヤ装置取付状態(発煙部)

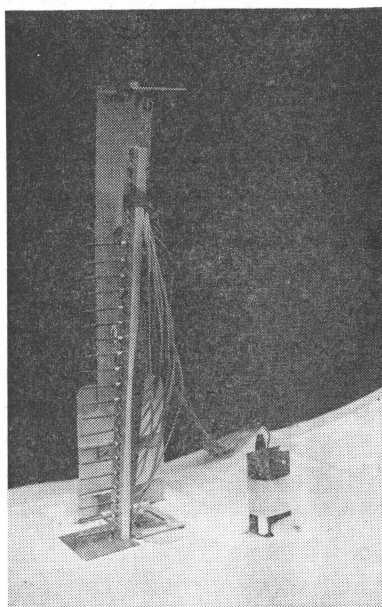


写真2 多点式サーミスタ温度計取付状態

ることにより作られた。煙の撮影は風洞内を暗くし、カメラのシャッターを開放にしたうえでストロボを0.1秒、あるいは0.2秒間隔で発光させて行われた。

スモークワイヤによる流速の測定は原理的にLagrange的なものであり、平均流速を表わしているか

どうか問題となる。このため、今回の測定では1点について最低4枚の写真をとり、その平均として流速分布を求めた。流れは安定成層状態にあり層流に近いので乱れは小さく、流速変動もほぼ5%以下であった。

温度分布の測定には20ヶのサーミスタ素子を2cm間隔で鉛直方向に並べた20点式サーミスタ温度計(写真2)が用いられた。サーミスタからの電圧信号は計数型電圧計により読みとられ、較正曲線を用いて温度分布が求められた。

3. 斜風風の理論的な取扱い

これまで行われてきた斜面や山のまわりでの特徴的な気流に対する取扱いには次のようなものがある。

a) 二次元あるいは三次元の山腹で、斜面の加熱に伴う流速分布やその日変化 (Lykosov & Gutman, 1972, Hsueh, 1970, Shakina, 1965) の研究は主に境界層中の流速分布とその時間変化の解析を目的としたものであり、移流項を無視した線型方程式で議論している。

b) Long (1955, 1962), Yih (1958), Kao (1965) 等の非線性、定常、密度成層流モデル。このモデルは a) に掲げた境界層より大きなスケールの現象、例えば、山越え気流などを記述するための方法であり、粘性項・移流項・コリオリ力の項などは無視されている。従って、密度成層水路など、室内実験との対比は大変良い。ここで Kao の研究は一樣流速分布、直線的な密度勾配の状態での Barrier 上流側に発生するよどみ域をフルード数のある範囲に対して理論的に研究したものであり、ここで行う研究と同じ目的に立っている。

筆者は Long, Kao 等の取扱いで欠けている粘性項・慣性項などをも取り入れた方法で二次元斜面上の流れを記述することを考えた。本質的には Howarth (1938) による剥離モデルを浮力効果を含むよう書き換えたものであるが、簡単に述べると (北林, 下形, 1973), 圧力勾配の項を一般流の加速 (昇り斜面の場合), あるいは減速 (下り斜面の場合) で置き換えた流れ方向の運動方程式

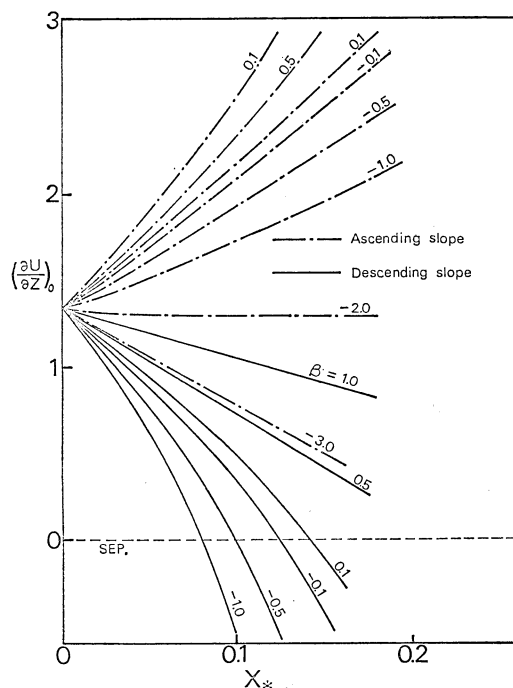
$$U \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = U_{\infty} \frac{\partial U_{\infty}}{\partial x} - \frac{4\rho}{\rho_0} g \sin \phi + K_M \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (1)$$

と熱エネルギー輸送の方程式

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = K_H \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (2)$$

を基礎方程式として用いる。ここで  $v, w$  はそれぞれ流

れ方向、鉛直方向の風速成分、 $U_{\infty}$  は一樣流の風速、 $\rho$  は空気密度、 $g$  は重力加速度、 $\phi$  は斜面角度、 $K$  は渦粘性あるいは渦拡散係数、 $\theta$  はポテンシャル温度とする。(1)式で一樣流の風速  $U_{\infty}$  を  $x$  についてリニアな関数で、また密度を温度の関数として表わし、流線関数、温度分布関数を用いて (1), (2) 式を書き換える。さらに、流線関数、温度分布関数として流れ方向の距離 (斜面の開始点を原点とする) に対して展開した形を仮定すると、原方程式は線型の常微分方程式群に書き換えられ容易に解が得られる。この時、流れの特徴的なパラメータとして  $\beta = \sin \phi / \delta F_r^2$  ( $\delta$  は鉛直方向、水平方向スケールの比) が得られる。この方法を用いた結果、上り斜面上流側では  $\beta = -5.0$  ( $\delta = \sin \phi$  と仮定すると  $F_r \approx 0.6$ ) 前後で剥離が発生するという効果が得られた。ただ、この方法では境界層は斜面の開始点から同時に発達すると仮定されており、斜面の上流側で境界層がすでに存在する場合を論ずることができない。このように、昇り斜面上での流れを記述するためには、ここで述べた Howarth 改良法はそれ程適したものではな



第3図 Howarth 改良モデルで得られた剥離パラメータ  $(\frac{\partial u}{\partial z})_{z=0} / U_{\infty}$  と無次元風下距離  $x_*$  との関係

い。しかしながら、下り斜面の場合には山の頂上付近で風速分布が一樣となり上流側の影響はあまり大きくないと考えられ、この方法が有効となる。実際、Howarthの方法は下り斜面のように流路が広がる場所での剥離を記述するために考えられたものである。図3はHowarth改良法によって得られた剥離パラメータ

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{z=0}$$

と無次元風下距離の関係を示したものである。

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{z=0} = 0$$

は剥離の発生条件であり、この線に達した点で流れの剥離が始まる。図3から知られるように、 $\beta \geq 1$  では剥離が抑制されることがわかる。図4は冷却された下り斜面 ( $\beta=5.0$ ) 上のいくつかの風下距離での流速分布の計算効果を示してある。冷却の効果が強い場合には剥離が抑制されるだけでなく、境界層下部の流れが風下方向に加速され、風速分布が境界層底部で極大値をとるという結果を示している。図3から Howarth モデルによる冷却された下り斜面での剥離消滅限界値として  $\beta=1$  ( $\delta = \sin \phi$  とすると  $F_r=1$ ) が得られる。したがって、フルード数が1程度以下では下り斜面での剥離が消滅し、山を下る“おろし風”が発生すると予想される。

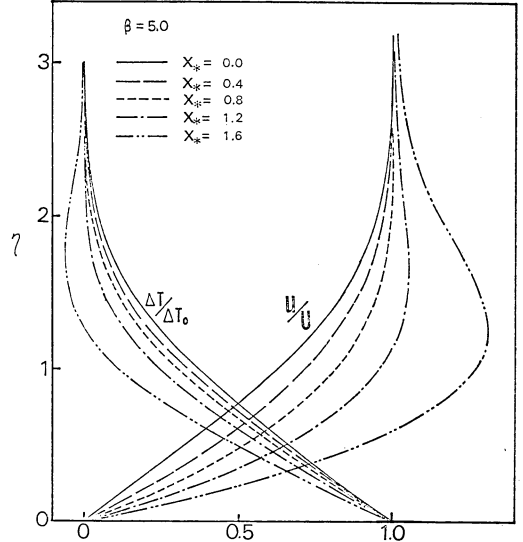
以上述べたように、Howarth 改良式を昇り斜面での流れを記述するために用いるのは適当ではない。筆者は以下に述べる Pohlhausen (1921) の剥離モデルを改良した方法で昇り斜面での風速分布を再検討した。

(1) 式と同様にして、圧力勾配を一樣流  $U_\infty$  の流れ方向変化で置き換えると、流れ方向の運動方程式は、

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = U_\infty \frac{dU_\infty}{dx} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\tau}{\rho_0} \right) + \frac{A\theta}{\theta_0} g \sin \phi \quad (3)$$

で表わされる。ここで  $\tau$  は摩擦力、 $\theta$  はポテンシャル温度、その他の記号は(1)式と同じである。(3)式を地表面  $z=0$  から境界層上限  $\delta$  まで積分すると、 $\zeta$ 、 $\delta_*$  をそれぞれ境界層の運動量厚さ、排除厚さとして、(4)式のように書き換えられる。

$$U_\infty \frac{d\zeta}{dx} + (2\zeta + \delta_*) U_\infty \frac{dU_\infty}{dx} = \frac{\tau_0}{\rho_0} + \frac{A\theta_0}{\theta_0} g \delta_* \sin \phi \quad (4)$$



第4図 Howarth 改良モデルで計算された冷却下り斜面での風速と温度の分布

ここで、ポテンシャル温度の偏差  $\Delta\theta$  の鉛直分布として

$$\Delta\theta = \Delta\theta_0 \left( 1 - \frac{u}{U_\infty} \right)$$

が仮定されている。ここでさらに次の様に無次元を導入する。

$$\begin{aligned} b &= \frac{\delta}{\delta_0}, \quad \zeta_* = \frac{\zeta}{\delta_0 b}, \quad \delta_* = \frac{\delta_*}{\delta_0 b}, \quad \eta = \frac{z}{\delta} \\ x_* &= \frac{x}{L}, \quad U_* = \frac{U}{U_0}, \quad F_r = \frac{U_0}{\left( \left| \frac{A\theta_0}{\theta_0} g D \right| \right)^{1/2}} \\ A &= b^2 \left( \frac{dU_*}{dx_*} + \frac{L \sin \phi}{D F_r^2} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

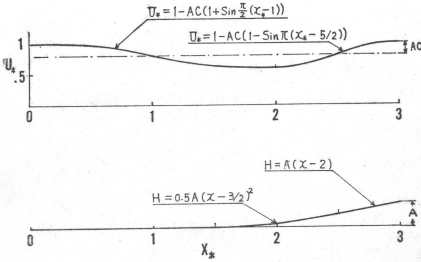
ただし、 $\delta_0$ 、 $U_0$  はそれぞれ、斜面上流での境界層厚さと一樣流の流速、 $A$  は剥離パラメータ、 $D, L$  は鉛直方向、流れ方向の長さスケールであり、 $A \leq -12$  で剥離が発生し、 $\zeta_*$ 、 $\delta_*$  と  $A$  は次の関係にある。

$$\zeta_* = \frac{37}{315} - \frac{A}{945} - \frac{A^2}{9072} \quad (6)$$

$$\delta_* = \frac{3}{10} - \frac{A}{120} \quad (7)$$

$$\frac{u}{U_\infty} = 1(1-\eta)^3(1+\eta) + \frac{A}{6}\eta(1-\eta)^3 \quad (8)$$

この変換により、(4)式は次のように書き換えられる



第5図 Pohlhausen モデルで用いた斜面の形とその上での一様流の変化パターン

$$\frac{db}{dx} = \frac{b}{\zeta_*} \left[ -\frac{d\zeta_*}{dx_*} - (2\zeta_* + 8_*) \frac{dU_*}{dx_*} + \frac{1}{b^2} \left( 2 + \frac{A}{6} \right) + \delta_* \frac{\sin \phi}{F_r^2} \right] \quad (8)$$

(8) 式は、斜面の存在によって引き起される一様流の風速変化  $dU_*/dx_*$  および斜面角度  $\phi$  を  $x_*$  の関数として与えることにより、境界層厚さの比  $b$  を与える。 $\zeta_*$ ,  $\delta_*$  は  $b$  の値を用いて、(5), (6), (7) 式から求められる。

風洞実験によると、斜面が存在する場合その上流では風速が減少し、斜面の中腹から頂上近くで高風速が出現する。これを考慮して、一様流  $U_*$  の流れ方向変化として図5の形を仮定し、種々のフルード数に対する流速分布の変化を計算してみた。図6は一様流の流速変化の幅が $\pm 3\%$ 、斜面の最大傾斜  $dh/dx = 0.1$  の場合の風速分布を示している。 $F_r \leq 1.4$  では斜面のふもと近くで  $A$  が  $-12$  に達し剝離が発生する。一方、一様流の流速変化の幅を  $7.5\%$  とした場合、剝離を起すフルード数は  $2.0$  に増加する。しかし、この限界フルード数は流速の変化割合にそれ程敏感ではないと言えよう。つまり、一様流の流速変化パターンを図5の形に仮定する限り、剝離限界フルード数は  $1.4 \sim 2$  程度と予想される。

4. 風洞による斜面風の観察

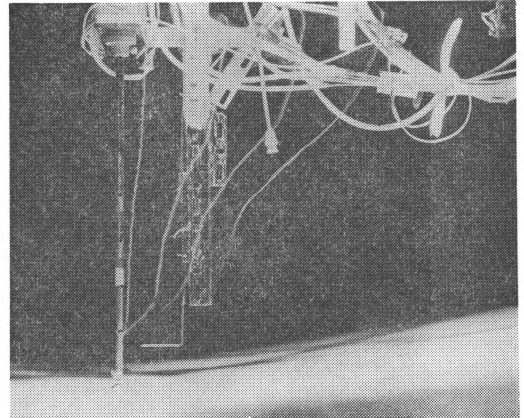
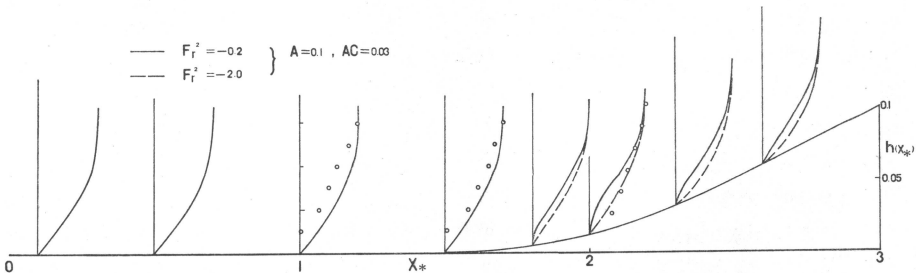


写真3 スモークワイヤによる昇り斜面での流速分布観察例一様流速40cm/s,  $F_r$  数1.2, ストロボ時間間隔0.2秒 ( $F_r$  数は一様流速を流速スケールとして算出した)

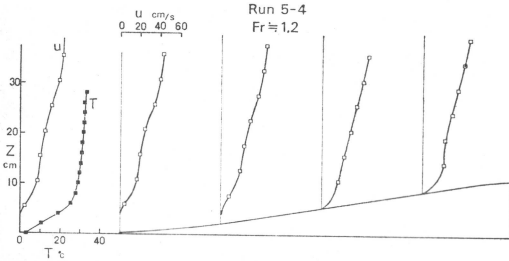
3. に述べた2つの現象、つまり、安定成層状態で昇り斜面上流側に発生するよどみ流と、下り斜面上の流れの剝離の消滅がフルード数によってどのように変化するかを調べるため、風洞による模型実験を行った。以下でその結果について述べる。

4.1. 昇り斜面上流側に発生するよどみ流

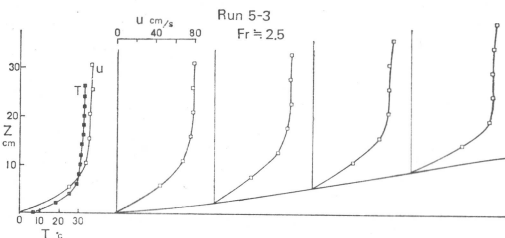
昇り斜面上流側のよどみ流に対する実験は斜面角度が最大 $10^\circ$  の斜面モデルBについて行った。風洞の床面は冷凍機によって冷却され、ほぼ $0^\circ\text{C}$  に保たれた。また、風速は  $30 \sim 80\text{cm/s}$  の範囲で4段階に変えられた。スモークワイヤによる流速の測定は斜面の開始点より  $40\text{cm}$  上流から斜面の頂上近くまで  $20\text{cm}$  間隔で5点について行われた。測定は各点について4, 5回繰り返され、流速分布はその平均として求められた。写真3は風速が  $40\text{cm/s}$  の時に斜面開始点で得られたスモークの様子を示している。この時、ストロボの時間間隔は  $0.2\text{sec}$  で



第6図 Pohlhausen モデルで計算された斜面上の風速分布 (○印は  $F_r = 1.2$  の場合の風洞実験結果)



第7図 安定成長気流中の斜面に浴う風速分布の変化。一様流の風速は40cm/s  $F_r$  数1.2(写真3と対応)



第8図 安定成層気流中の斜面に浴う風速分布の変化。一様流の風速は80cm/s  $F_r$  数2.5(写真4と対応)

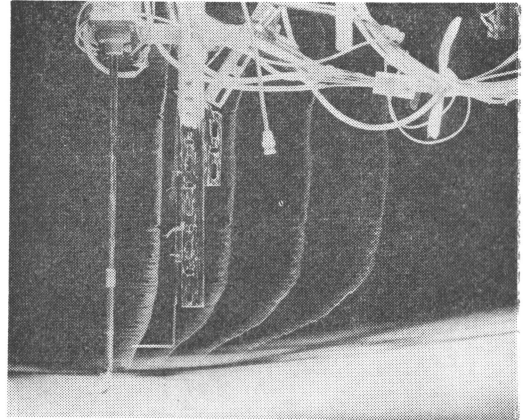


写真4 スモークワイヤによる昇り斜面での流速分布観察例一様流速80cm/s,  $F_r$  数2.5, ストロボ時間間隔0.1秒

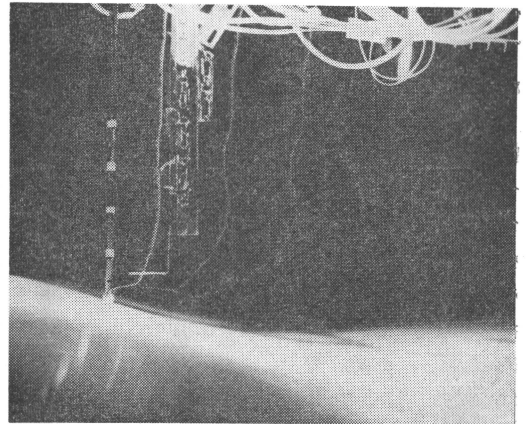


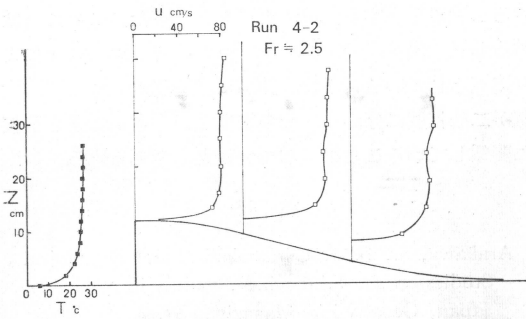
写真5 スモークワイヤによる下り斜面での流速分布観察例一様流速80cm/s,  $F_r$  数1.5, ストロボ時間間隔0.1秒

あるが、煙の拡散はほとんど見られず流れが層流に近いことを示している。この写真で明らかなように、床面から5cm程度までの下層では煙の移動がほとんど見られず、そこによどみ域が形成されていることが知られる。この時、斜面に沿う風速分布の変化は図7に示されている。代表風速を一様流の風速とし40cm/s、鉛直方向のスケールを斜面の高さと等しく12cmとすると、この時のフルード数は1.2程度である。ただし、代表流速を斜面高さ位置での風速とすると  $F_r$  数は0.7程度となる。図中には、斜面の上流側40cmの点で測定された温度の鉛直分布も示してある。温度の変化は10cmより下層で急激であり、それ以上ではほとんど一定であるのに対し、風速はかなりなだらかな鉛直分布を示している。また、床面から5cm以下の層では明らかによどみ域が形成されている。

温度条件をほとんど上と同じに保って、風速を80cm/sと2倍にした時のスモークの流れが写真4である。ストロボの時間間隔は0.1secであるが、煙の拡散は比較的少なく、床面近くのよどみ域はもはや見られない。図8はこの時の風速と温度の鉛直分布である。風速分布も温度分布もほとんど似たような形を示しており、流れが少

し乱流状態に近づいたことを示している。この時のフルード数は2.5程度であり、よどみ域は明らかに存在していない。

これらの一連の実験の結果、斜面モデルB(傾斜角 $10^\circ$ 、模型の長さ90cm)について、床面と一様流の温度差を $25^\circ\text{C}$ 前後とした時のよどみ域の存在限界風速は60cm/s程度であることが明らかとなった。したがって、よどみ域の存在限界フルード数は1.7前後と推定される。この値は前節で述べた Pohlhausen の剝離モデルによる推定値1.4~2とほぼ一致し、Long, Kao 等の推定値 $1/\pi$ の5倍程度となっている。ただしこの値は代表風速を斜面高さでの風速とすると0.7前後となる。



第9図 安定成層気流中の下り斜面に浴う風速分布の変化。一様流の風速は80cm/s  $Fr$  数 2.5 (写真5と対応)

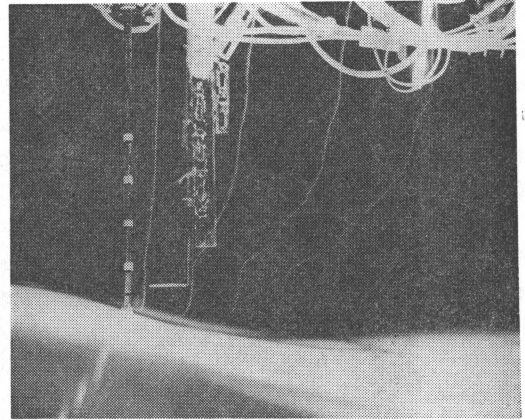
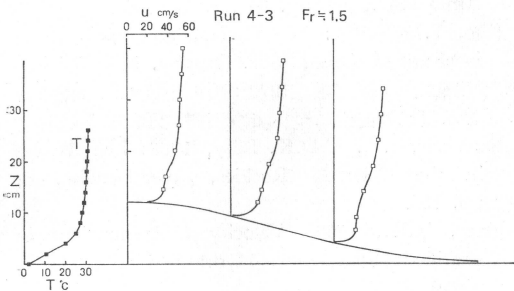


写真6 スモークワイヤによる下り斜面での風速分布観察例一様流速 60cm/s,  $Fr$  数 1.5, ストロボ時間間隔 0.2秒



第10図 安定成層気流中の下り斜面に浴う風速分布の変化。一様流の風速は60cm/s  $Fr$  数 1.5 (写真6と対応)

4.2. 下り斜面で発生する剝離流

下り斜面における風速分布の測定は斜面角度 $15^\circ$ のモデルについて行われた。斜面モデルAは高さ12cm、長さ約70cmであり、モデルBより角度が急であるため下り斜面とした時には剝離が発生し易い。斜面モデルAの上流側にはモデルBが置かれ、全体としてなだらかな二次元の山を形成するよう配置された。温度鉛直分布はBモデルの上流側でのみ測定されており、下り斜面上の温度分布を表わしてはいない。

写真5は風速80cm/sの時のスモークの流れの状態を示している。斜面近くに剝離領域が形成されていることがはっきりと示されている。この時のストロボの時間間隔は0.1secである。斜面に沿う流速分布と斜面上流側での温度分布は図9に示されている。剝離領域は頂上のすぐ風下から発達し、その高さは斜面から5cm程度である。流速分布は剝離部分を除くと非常にフラットであり、頂上より上流側での境界層を考慮しないHowarthの方法でも充分取扱えることがわかる。この時の真のフルード数は斜面上での温度分布が測定されていないため

厳密には求められない。斜面上流側でのフルード数は2.5程度である。

写真6は風速が60cm/sの時のスモークの状態である。スモークはほぼ斜面に接して流れており、剝離領域が存在しないことは明らかであろう。流速分布と上流側の温度分布を第10図に示す。境界層底部での風速は風下方向にあまり変化しないが、剝離域は完全に消滅している。この時の斜面上流側でのフルード数は1.5程度である。

これらの実験結果から、この斜面モデルについての剝離限界フルード数は1.5程度と推定される。つまり、安定成層中で密度勾配をも考慮したフルード数が1.5より小さければ下り斜面での剝離域が消滅することを示している。この値はHowarthモデルによる推定値であるフルード数に比較的近いものと言えよう。

今回の実験では、40cm/sの一様流速条件でも下り斜面での風速分布を測定し、Howarthモデルで予想される境界層底部での高風速が発生するかどうかを検討した。その結果、この程度のフルード数( $Fr \approx 1.0$ )では高風速、つまり、大気中で言う“おろし風”に相当するものは発生しないことが確かめられた。このことは、大気中で発生する山の風下側での強風が、YabukiとSuzuki, Arakawa等の結論のとおり、強い上空逆転層、つまり、強い密度不連続に起因することを裏付けているのかも知れない。

5. 斜面風についての考察

大気中において発生する種々の現象を流体力学の理論、あるいは室内実験により研究する分野は Geophys-

cal Fluid Mechanics と呼ばれ、近年盛んに行われている。小倉 (1966) により解説されているように、大気あるいは海洋の現象を理論あるいは実験により解明しようとする場合、着目する現象のスケールにより最も重要な影響項が含まれるよう現象を単純化することが必要となる。普通 100km 以下の水平スケールをもつ大気中の力学的現象では、地球自転に伴うコリオリ力はあまり本質的ではない。例えば、山越え気流の取扱いでは理論的にも (Scorer, Long 等)、実験的にも (Long) コリオリ力は無視される。ここで取扱った斜面風も水平スケールが 10km から数 10km と考えコリオリ力は無視している。

これまでに報告された斜面風に関する研究のうちで、筆者の研究と最も関係の深いものは十勝平野の風の日変化に関する Magata と Ogura (1966) のものであろう。Magata 等の研究は、積雪のある低温の斜面と日射により高温となる平野の間に斜面を下る方向の循環流が発生し、これが日変化することを数値モデルにより説明したものである。Magata 等の考え方を拡張すると、一般流が斜面を上る方向に吹いている場合でもその風速が小さい限り斜面を下る風が存在し、斜面上流側に一般流と逆方向あるいは大気の静止した領域が形成されることが推定される。これはこの報告で扱っているよどみ域と同一のものと考えられる。これとは少し異なるが、Yabuki と Suzuki の報告で示されているおろし風のデータによると、一般に風上側風速は風下側に比較してずっと小さく、ある場合にはほとんど無風と思われる状態もある。これがよどみ域の形成によるものである可能性はあるが断言するにはさらに詳細なデータが必要である。

実際に大気中でよどみ域が形成されたとした場合、どの程度の温度差、風速であることが必要かを試算してみる。限界フルード数を 1.0、山の高さを 500m とすると、地上と 500m のポテンシャル温度差  $2^{\circ}\text{C}$  について、風速は  $5.7\text{m/s}$  以下、温度差  $1^{\circ}\text{C}$  について風速が  $4\text{m/s}$  以下という結果が得られる。

山の風下側で発生する強風 (おろし風) は簡単な剝離モデルでは強い密度勾配の存在だけで出現する。しかしながら風洞実験では比較的強い密度勾配にもかかわらず

おろし風に相当する強風は出現しなかった。このことはおろし風の出現が Yabuki と Suzuki や Arakawa により述べられているように、強い密度不連続、つまり、大気が二層程度に分かれ、その密度差が大きいことと密接に関係していることを示しているとも考えられる。

## 文献

- Arakawa, S., 1969: Climatological and Dynamical Studies on the local winds, mainly in Hokkaido, Japan, *Geophysical Magazine*, **34**, 4.
- 服部久雄他, 1966: 大気拡散実験用風洞, 公害, **1**, 1.
- Hsueh, Y., 1970: A Note on the Boundary Layer Wind Structure above Sloping Terrain, *Jour. Atmos. Sci.*, **27**, pp. 322.
- Kao, T.W., 1965: The Phenomenon of Blocking in stratified Flows, *Jour. Geophys. Res.* **70**, 4.
- 北林興二, 下形茂雄, 1973: 山の上流側におけるよどみ領域の発生について, *天気*, **20**, 3.
- Kuettner, J.P., & D.K. Lilly, 1968: Lee Waves in the Colorado Rockies, *Weatherwise*, **5**, pp. 180.
- Long, R.R., 1962: Velocity Concentrations in stratified Fluids, *Jour. Hydraulics Div. HY 1*, pp. 9.
- Lykosov, V.N. & L.N. Gutman, 1972: Turbulent Boundary Layer over a sloping underlying Surface, *Izv. Atmos. Oceanic Phys.* **8**, 8.
- Magata, M. & S. Ogura, 1967: On the Airflow over Mountains under the Influence of Heating and Cooling, *Jour. Met. Soc. Japan*, **45**, 1.
- 小倉義光, 1966: 最近の気象力学 (I), *気象研究ノート*, **17**.
- Pohlhausen, K., 1921: Zur näherungsweise Integration der differential Gleichung der laminaren Reibungsschicht, *ZAMM*, **1**, pp. 252.
- Shakina, N.P., 1965: A model of the Development of a mountain Breeze, *Izv. Atmos. Oceanic Phys.* **1**, 4.
- Yabuki, K. & S. Suzuki, 1967: A Study on the Airflow over Mountain, *Bull. University of Osaka Prefecture*, ser. B, **19**.
- Yih, C.S., 1958: On the Flow of a stratified Fluids, *Proc. 3rd US Nat. Cong. Appl. Mech.*, pp. 857.