

低温風洞での吹雪実験に対する非ブーシネスク $k - \varepsilon$ 乱流モデルによる検討

福嶋祐介¹・藤田和成²・鈴木健史³・小杉健二⁴・佐藤威⁵

¹正会員 工博 長岡技術科学大学 教授 工学部環境・建設系(〒940-2188 新潟県長岡市上富岡町1603-1)

²正会員 工修 (株)北海道水工コンサルタント(〒060-0806 札幌市北区7条6丁目2-34)

³工修 第一建設工業(株)(〒950-8582 新潟市八千代1-4-34)

⁴科学技術庁防災科学技術研究所新庄雪氷防災研究支所(〒996-0091 新庄市十日町高壇1400)

⁵科学技術庁防災科学技術研究所新庄雪氷防災研究支所(〒996-0091 新庄市十日町高壇1400)

低温風洞装置を用い、実際の雪を用いて吹雪を発生させる実験を行った。風速分布を熱線流速計で、飛雪流量分布をsnow particle counter(SPC)で測定した。また、SPCでは雪粒子の粒径分布も測定できる。実験結果と比較するため、先に発表した非ブーシネスク $k - \varepsilon$ 乱流モデルによる数値解との比較を行った。計算で得られた風速分布は底面付近で小さく上方に向かうに従って風速が増加するという境界層流れの流速分布の特性を示し、実験による分布は計算による分布で良く説明できる。飛雪流量分布は底面近傍では実験と計算の結果は良く一致する。計算で得られた吹雪時の風速分布は開水路の浮遊砂流と同様、底面付近で勾配が大きくなり、log+linear則で表されることが示された。

Key Words : snow drift, turbulence model, Boussinesq approximation, SPC, snow drift flux, wind velocity, log+linear law

1. 序論

風すなわち空気の流れによって固体粒子が輸送される流れは、固気二相流と呼ばれる。海岸地域や砂漠地帯においては、大量の砂が浮遊状態で輸送される飛砂と呼ばれる現象が知られている。厳冬期山岳地帯で発生する煙型雪崩も、風の乱れによって乾いた雪粒子が浮遊状態で流れる現象である。同様に、平地でも地吹雪と呼ばれる現象がある。火山の活動に伴って発生する火砕流は雪崩や吹雪と類似の流れである。固気二相流と類似の現象に固液二相流がある。これは水などの液体の流れによって固体粒子が浮遊状態で流される現象である。このような流れの代表例として河川における土砂浮遊流が挙げられる。

吹雪が発生すると、視程が悪くなり道路交通が困難になる。この対策を考えるために、風速と雪粒子濃度との関係、さらには視程距離の関係を調べる必要がある。また、降雪は吹雪が原因で堆雪が一様に起こらず、偏って分布する例が多い。これにより屋根雪の積雪分布が一様ではなくなるため、荷重が不均一になる。したがってどのような境界の形状が吹雪による堆積状況に影響を与えるのかを調べ、これに対する対策を講ずる必要がある。

吹雪に関する現地観測、実験については幾つかの貴重な研究がある。大浦ら¹⁾は飛雪の写真観測により野外

での跳躍(saltation)の模様を撮影し、跳躍が卓越する低い地吹雪の特性を明らかにしている。成田²⁾は南極みずほ観測拠点で地吹雪の観測を行い、雪面の硬さ、飛雪形、温度が地吹雪現象に及ぼす影響について考察を行っている。Kikuchi³⁾は低温風洞による実験結果とともに雪粒子のsaltationの運動軌跡を記述する方程式を提案した。

一方、雪粒子の空間密度や飛雪流量に関する理論的研究もある。塩谷⁴⁾は渦動粘性係数が一定の場合と混合距離の仮定を用いて、それぞれの場合に雪の空間密度式を求めた。小林⁵⁾は降雪がある場合の吹雪の乱流拡散において、渦動粘性係数が高さ方向に一定の場合と壁からの距離に比例する場合について、吹雪の空間密度分布式を求め、南極みずほ基地での観測結果と比較している。小林⁶⁾はさらに、降雪がある場合とない場合について雪粒子の空間密度を求める算定式を示し、雪粒子の移動量、雪粒子の堆積と雪面波模様について考察した。Takeuchi⁷⁾はそれまでに発表されていた吹雪輸送量と飛雪流量の高度分布の算定式と実測結果との比較を行い、算定式の適用性を検討した。

吹雪の運動や堆積についての数値解析例は以下の通りである。Fohn⁸⁾は、流速の対数分布則を求める仮定と同様な方法により、山を越える吹雪時の風速分布と吹雪の空間密度分布を求め、このような条件での飛雪流量の算定式を提案した。Uematsu et al.⁹⁾は混合距

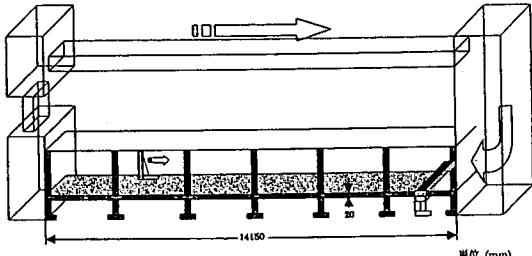


図-1 低温風洞装置

離理論を用いた雪粒子の輸送方程式をもとに、三次元非定常で複雑な幾何形状をもつ地形で生ずる吹雪の流動を解析し、観測結果と比較している。この解析ではブーシネスク近似が採用されている。

著者らは吹雪の流動解析を適切に行うため、運動方程式、乱れ運動エネルギー、分子粘性逸散率のそれぞれの式において密度変化をすべての項において考慮する、非ブーシネスク $k - \varepsilon$ 乱流モデルを提案している¹⁰⁾。本研究はこのモデルを検証することを目的とし、モデルとの比較に用いた実験は防災科学技術研究所新庄雪氷防災研究支所での低温風洞装置を用いて行った。実験では熱膜風速計と SPC(Snow Particle Counter、木村他¹¹⁾)により、風速分布と飛雪流量分布の測定を行った。また、SPC では吹雪の粒径分布の測定もできる。これらの実験結果と比較するため、先に発表したモデルにより数値解析を行い、風速と飛雪流量の鉛直分布の実験結果と比較した。

2. 吹雪の室内実験

(1) 実験の概要

実験は科学技術庁防災科学技術研究所新庄雪氷防災研究支所、雪氷防災実験棟内にある風洞装置で行った。実験に用いた風洞装置は図-1に示すような幅 100cm、高さ 100cm の正方形断面を擁する全長 14m の風洞装置で、上面・側面はポリカーボネイトでできており観測は容易である。風洞装置底面には厚さ 20mm の雪を敷き詰め、風速 10m/s、12m/s の下で実験を行った。測定位置の約 10m 上流の位置で雪を毎秒 67cm^3 の量で供給した。ただし、この給雪量ではどちらの設定風速でも厳密な意味での定常流れを維持することはできない。しかし、風洞の上流部では雪層が洗掘され、下流部に供給されている。飛雪流量の測定は水路の上流部から 10m 下流の位置で行った。上流部での巻き上がられた雪粒子が下流に流れ、飛雪流量の測定位置では擬似的に定常流れになっていることを目視で確かめた後、SPC での測定を行った。実験は、室温 -15°C 、湿度 25–50% の下で行い、敷き詰めた雪の密度は 0.46g/cm^3 、平均粒径は

0.22mm であった。ここでの平均粒径とは、後述する SPC (Snow Particle Counter、木村ほか¹¹⁾) によって計測された粒子によって算出したものであるので厳密な意味での敷き詰めた雪の粒径ではないことに留意する。

SPC は、レーザー平行光中を飛雪粒子が横切るときの影の面積から、飛雪粒子が球であると仮定してその直径を算出する。飛雪粒子の直径は 32 のクラスに分類され、各クラスの単位時間あたりの測定部通過粒子数がカウントされる。各クラスの代表粒径があらかじめ決められていて、その体積と密度(氷の密度)から代表質量が決まっているので、代表質量通過粒子数の全クラスの積算が質量フラックス(飛雪流量 = mass flux あるいは snow drift flux)となる。飛雪流量は吹雪量とも呼ばれるが、厳密には区別され(雪氷学会編¹²⁾)、SPC が測定するのは飛雪流量である。計測できる雪粒子の大きさの範囲は $50\mu\text{m} \sim 500\mu\text{m}$ であり、 $500\mu\text{m}$ 以上の粒子については $500\mu\text{m}$ としてカウントする。検知領域の大きさは、幅 25mm、高さ 2mm、奥行き 0.5mm である。

熱線風速計は、熱線プローブの温度を周囲の温度よりもかなり高温(実験時は円錐型プローブで 150°C)に保った状態で風速を測定する。温度補正を行うため、熱電対プローブを設置し周囲の温度を測定した。その温度を元に、風速値を補正した。吹雪時においては熱膜風速計のプローブに雪が氷状となって測定が不可能となることが分かった。そのため、一定時間吹雪を発生させ表面にリップルが形成されるのを待って、その後雪表面を霧吹きで凍らせて固定して風速測定を行った。設定風速を 10m/s 、 12m/s として風を送り、熱線風速計により底面から 15mm の位置から上方 300mmまでの位置での風速をサンプリングタイム 0.002 秒間隔で 8 秒間の計測を行った。先に述べた熱線風速計の制約から、飛雪流量との同時測定は行うことができなかった。

風速 10m/s 、 12m/s の下で、上流約 10m の位置から給雪装置により雪を供給し、一定時間送風し流れがほぼ定常になるのを待って、SPC で計測を行った。縦断方向に 1m の間隔を開けて 2 断面の計測を行ったが、2 断面の違いはほとんど見られなかった。このことから給雪装置・送風機から十分離れていて、壁面からの境界層が十分に発達した流れであることを確認した。供給する雪粒子の量に制約があるため、1 測点での計測間隔は 1 秒間隔の 8 秒間の計測である。

実験ではトラバースにより動作プログラムを組んでしまうと、あとは全自动で計測が行われる。我々はその側面から自動で動く計測器の挙動を確認しつつ、ビデオカメラ・デジタルカメラによって風洞内で起こした吹雪の様子を観察した。雪粒子は底面から 10cm ぐらいまでははっきり見えるぐらいに白く、濃く分布しているが、それより上側へ行くと次第に薄くなり、30cm

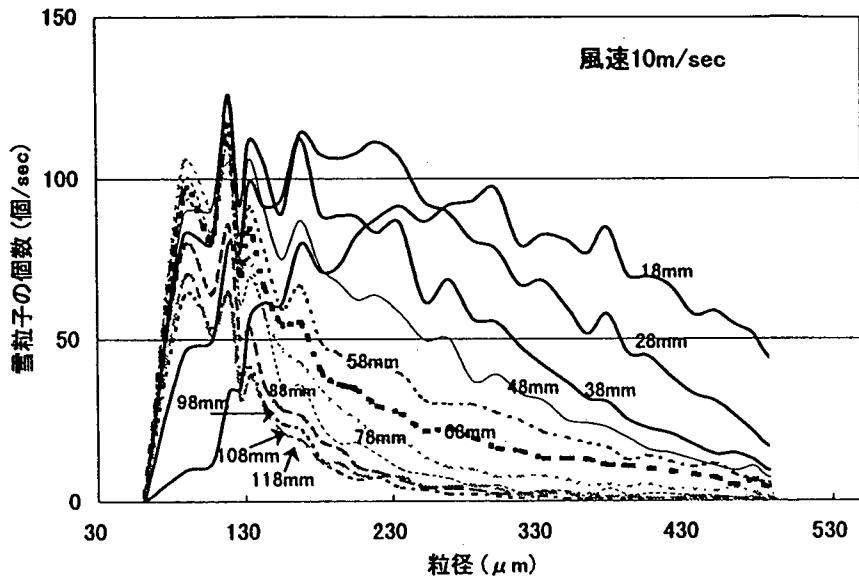


図-2 高さごとの雪粒子の粒径分布の変化($U_0=10\text{m/s}$)

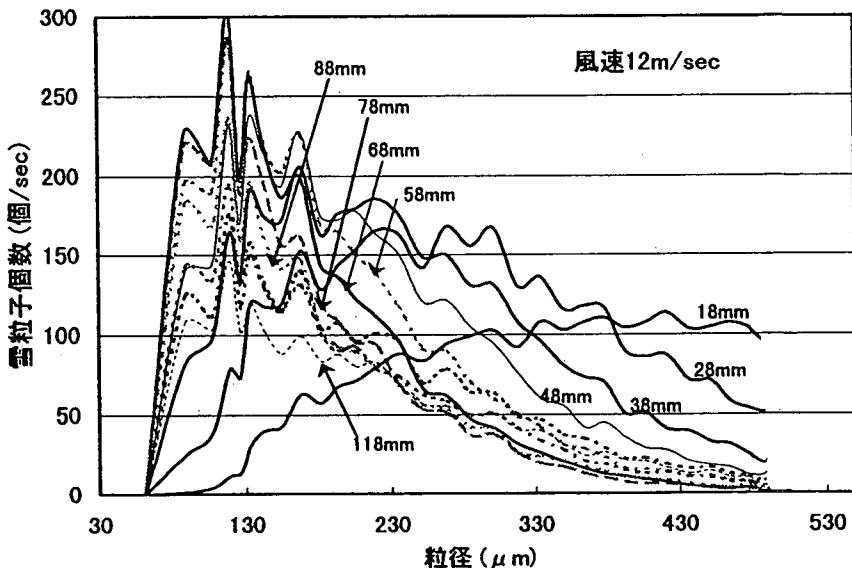


図-3 高さごとの雪粒子の粒径分布の変化($U_0=12\text{m/s}$)

ぐらいでほとんど見えないぐらいになる。

(2) 実験結果

a) 飛雪粒子の粒径分布

吹雪の飛雪流量とともに流速分布をSPCによって計測した。各測定点の位置は、底面から18mmの位置を基準にして、そこから5mmおきに、118mmの位置までである。これを図示したのが図-2、図-3である。一点での測定時間が8秒と短いため、得られた分布は多少の変動がある。図-2のように底面からの高さが大きくな

るほど、大きな粒径の雪粒子の数が小さくなり、分布形が左側にシフトしてゆくことが分かる。設定風速12m/sの場合の図-3も図-2と同様な傾向にある。

b) 風速分布

図-4、5には設定風速10m/s、12m/sの条件の風速測定結果を、図-6、7に同じ設定風速での飛雪流量の測定結果を示す。これらの図には実線が記されているがこれは後述する数値解析の結果である。

吹雪の実験によって得られた風速データは雪面から次第に流速が大きくなり、あるところで一定の値をと

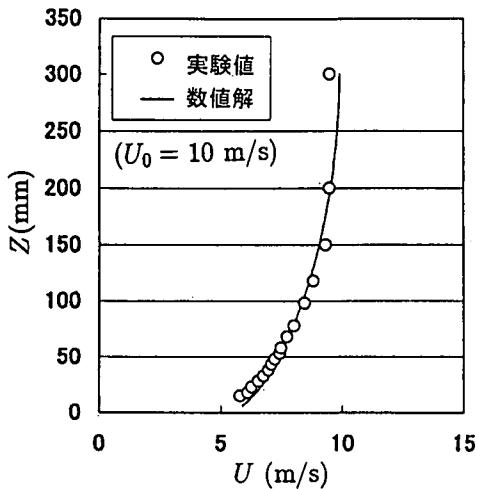


図 - 4 風速分布の実験結果と数値解との比較 ($U_0 = 10 \text{ m/s}$).

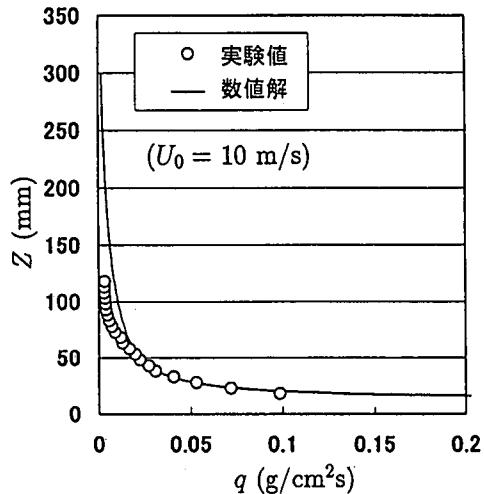


図 - 6 飛雪流量分布の実験結果と数値解との比較 ($U_0 = 10 \text{ m/s}$).

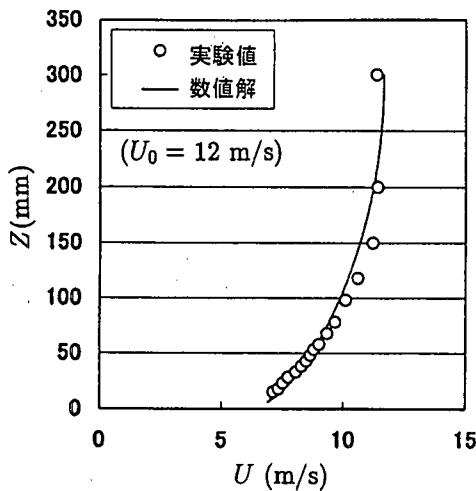


図 - 5 風速分布の実験結果と数値解との比較 ($U_0 = 12 \text{ m/s}$).

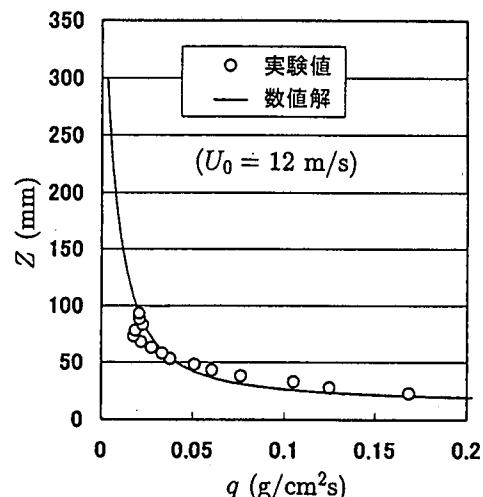


図 - 7 飛雪流量分布の実験結果と数値解との比較 ($U_0 = 12 \text{ m/s}$).

る、という壁面流れの理想的なものであった。流速分布が対数則に従うか対数+直線則に従うかはあとで数値解の結果とともに考察する。

c) 飛雪流量分布

図-6, 7には設定風速 10 m/s と, 12 m/s の場合の飛雪流量の鉛直分布の実験で測定した結果を示す。この図で実線は数値解である。この図で分かるように、飛雪流量の分布は、底面に近いところで大きく高さが大きくなるに従い、急激に減少する。これは福嶋ら¹⁰⁾が、浮遊砂流の濃度分布で解析した結果と比べるとさらに急激な変化である。このような飛雪流量の分布が底面付近で急激に変化することが吹雪の特徴であるかも知れない。

3. 吹雪に対する定常・等流の基礎方程式

固体と流体との二相流が傾斜角 θ の斜面上を流下する場合を考える。図-8に示すように斜面に沿ったデカルト座標系を x, z とする。ここで、 x を斜面方向の座標、 z を斜面と直交方向上向きにとる。これらに対応する流速成分を u, v とする。流れの場に作用する外力は重力であり、重力加速度を g とする。流れは主流方向に卓越し、これと直交方向の流速は十分小さく境界層近似が成立する場合を考える。静止した流体中での雪粒子の沈降速度を w_s とする。

以下の式の展開では、雪粒子の平均体積濃度 $\bar{\alpha}$ が 1 に

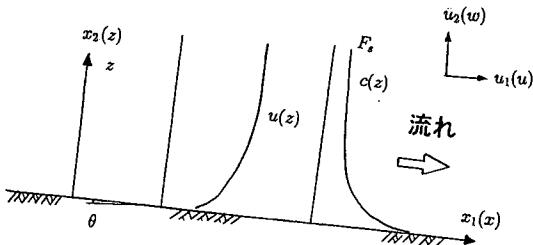


図-8 吹雪の模式図と記号

比べて十分小さい場合を取り扱う。粒子濃度が小さいことは、必ずしもブーシネスク近似が成立することを意味するものではない。すなわち、雪粒子の体積濃度が小さく $\hat{c} \ll 1$ でも、雪粒子の密度が流体の密度に比べてかなり大きな場合には、相対密度差が $\Delta\rho/\rho_a \gg 1$ となる場合があるからである。吹雪の場合がこれに相当する。以下で本論文で用いた非ブーシネスク流体に対する $k-\varepsilon$ 乱流モデルの概略を示す。この式の導出の詳細については福嶋¹⁰⁾を参照されたい。

雪粒子の密度を ρ_s 、流体の密度を ρ_a とする。雪粒子の体積濃度を \hat{c} とするととき、固体と流体の混相の密度 $\hat{\rho}$ は、次式で与えられる。

$$\hat{\rho} = \rho_a + (\rho_s - \rho_a)\hat{c} = \rho_a(1 + R\hat{c}) \quad (1)$$

ここで、 $R = (\rho_s - \rho_a)/\rho_a$ は雪粒子の流体中での相対比重であり、 $R\hat{c}$ が流体に対する相対密度差となる。また、流速成分 \hat{u}, \hat{w} 、雪粒子の体積濃度 \hat{c} 、圧力 \hat{p} がそれぞれ平均値と変動量に分けられるものとする。すなわち、

$$\hat{u} = u + u'; \quad \hat{w} = w + w'; \quad \hat{c} = c + c'; \quad \hat{p} = p + p' \quad (2)$$

ここで、 u, w が平均流速成分、 u', w' が変動流速成分、 c が平均濃度、 c' が変動濃度、 p が平均圧力、 p' が変動圧力である。体積濃度の変動に伴って混相の密度 $\hat{\rho}$ も変化し、 ρ を平均密度、 ρ' を密度の変動成分とする。これらと濃度との関係は次式で表される。

$$\hat{\rho} = \rho + \rho'; \quad \rho = \rho_a(1 + Rc); \quad \rho' = \rho_aRc' \quad (3)$$

以上の準備のもとで二次元非圧縮、定常等流の固気混相流に対する基礎方程式は、変動量の高次項を省略して、次のように表される。

乱れ運動エネルギー k 、分子粘性逸散率は次式で定義される。

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'}; \quad i = 1..3 \quad (4)$$

$$\varepsilon = \nu \frac{\partial u_i / \partial x_j}{\partial x_j / \partial x_i}; \quad i = 1..3 \quad (5)$$

このとき、渦動粘性係数 ν_t は k と ε を用いて次式のよう に表される。

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6)$$

ここで、 c_μ はモデル定数である。

基礎方程式として、雪粒子の質量保存則、流下方向のレイノルズ方程式、乱れ運動エネルギー k の方程式、分子粘性逸散率 ε はこの順で次のようになる。

$$\frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{dc}{dz} = -w_s \cos \theta (c - F_s) \quad (7)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\rho \nu_t \frac{du}{dz} \right) + \rho_a R \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{dc}{dz} \frac{du}{dz} + \rho_a g I_p = 0 \quad (8)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\rho \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{dk}{dz} \right) + P + G - \rho \varepsilon = 0 \quad (9)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\rho \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz} \right) + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \{ P + (1 - c_{3\varepsilon})G \} - c_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} = 0 \quad (10)$$

ここで、 σ_t は乱流シユミット数、 σ_k 、 σ_ε 、 $c_{1\varepsilon}$ 、 $c_{2\varepsilon}$ 、 $c_{3\varepsilon}$ はモデルに含まれている定数、すなわちモデル定数である。 $w_s F_s$ は単位時間、単位面積あたりの降雪量、 I_p は次式で表される無次元の圧力勾配である。

$$I_p = - \frac{1}{\rho_a g \cos \theta} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (11)$$

また、乱れ運動エネルギーの生成項 P 、乱れ運動エネルギーの負の生成項 G は次のように表される。

$$P = \rho \nu_t \left(\frac{du}{dz} \right)^2 + k \rho_a R \frac{d}{dz} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{dc}{dz} \right) \quad (12)$$

$$G = g \cos \theta \rho_a R \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{dc}{dz} \quad (13)$$

境界条件は底面近傍 ($z = z_0$)、境界層の外縁 ($z = d$) において、次のように与える。 $z = z_0$ (底面) で

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z_0}{k_s} + A_r \quad (14)$$

$$c_b = F_s + E_s \quad (15)$$

$$\frac{k}{u_*^2} = \frac{1}{\sqrt{c_\mu}} \quad (16)$$

$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa z_0} \quad (17)$$

ここで、 c_b は底面近傍 $z = z_0$ での濃度、 κ はカルマン定数、 u_* は摩擦速度、 k_s は相当粗度、 A_r は流速の対数分布則に含まれる実験定数 ($A_r = 5.5$)、 E_s は底面での雪粒子の運行係数である。 $z = d$ (境界層外縁) で

$$\frac{du}{dz} = \frac{dk}{dz} = \frac{d\varepsilon}{dz} = 0 \quad (18)$$

非ブーシネスク流体としたことの効果は、拡散項の中で密度が考慮されていること及び、式(8)の左辺第二項、式(12)の右辺第二項により表される。これらには無次元パラメータ $\chi = R c_b$ が陰に含まれている。境界条件式(18)は、境界層の外縁で u が一様流速になると考えた。基礎方程式(9)には圧力勾配 I_p が含まれており、この値を変えると境界層外縁での流速が変化する。

吹雪時の雪粒子の運動形態は、浮遊砂の場合と同様、転動、跳躍(サルテーション)、浮遊に分類できることが知られている(成田²⁾)。この分類については多くの議論があるが、転動とサルテーション、サルテーション

表 - 1 $k - \varepsilon$ 乱流モデルの数値定数

c_μ	$c_{1\varepsilon}$	$c_{2\varepsilon}$	$c_{3\varepsilon}$	σ_k	σ_ε	σ_t
0.09	1.44	1.92	0.8	1.0	1.3	1.0

表 - 2 実験結果との比較に用いた計算条件

U_∞ (m/s)	c_b (%)	D_s (mm)	θ °	I_p (-)	k_s (mm)	h (m)
10	0.06	0.175	0.0	0.176	6.33	0.3
12	0.06	0.18	0.0	0.245	6.33	0.3

と浮遊の境界は明瞭に分けることができないと考えられる。さらに本研究のように、特に実験室規模の現象がどちらの輸送形態であるかは難しい点である。というものも実験室ではあるが実際の雪粒子を用いて行った実験では吹雪の層厚は高々15cmであり、多くの雪粒子は浮遊状態にあるが、サルテーションによるものも含まれていると推定される。そこで本研究では、浮遊とサルテーションを区別せず、すべての雪粒子に対し、ある基準点よりも上方の領域にある雪粒子のすべてが拡散方程式で取り扱うことができると言える。すなわち、何らかの理由で（例えば、サルテーション（跳躍）のように他の粒子が底面に落下し別の分子に当たってその粒子を跳躍させる、あるいは乱流拡散により浮遊させられる）、一旦浮き上がった粒子の運動をここで述べた拡散方程式と境界条件でとり扱う。このとき、境界条件を与える高さ（位置）が重要で、そこでの体積濃度（底面近傍の体積濃度 c_b ）を与えることによりそれより上部の流れを数値解析する。このように数値解では、浮遊とサルテーションを区別していないが、実験においても両者は厳密には区別できないことから、両者を比較するのも意味がある。

非ブーシネスク $k - \varepsilon$ 乱流モデル中には幾つかのモデル定数が含まれる。ここではこれらがブーシネスク $k - \varepsilon$ 乱流モデルの標準値と等しいと考え、表-1の値を用いた。ただし、非ブーシネスクモデル中のパラメータに対して、標準値を用いることの妥当性については今後いろいろな流れ場を計算することで検討する必要がある。

4. 吹雪の流動解析結果と実験値との比較

以上で得られた、非ブーシネスク $k - \varepsilon$ 乱流モデルを吹雪の流動解析に適用する。この場合、固体粒子である雪粒子の密度は周囲流体である空気の密度に比べて非常に大きい。従って雪粒子の濃度が1%以下であっても

雪・空気の二相流においてはブーシネスク近似は妥当ではない。今、気温が0°の場合を考える。純氷の密度 $\rho_i = 917.0\text{kg/m}^3$ であり、空気の密度は $\rho_a = 1.293\text{kg/m}^3$ である。雪粒子の見かけ密度の測定結果が 0.46g/cm^3 程度であったことから、計算ではこれを単純化し、雪粒子の密度を純氷の密度の50%とするとき、空気中の相対比重は $R = (\rho_s - \rho_a)/\rho_a = 353.6$ となる。従って、雪粒子の体積濃度が0.1%以下であっても吹雪中での密度は空気の密度に比べてかなり大きい（ $\chi = R c_b = 0.35$ ）。降雪強度を $F_s = 0$ 、底面近傍の高さとして $z_0 = 8\text{mm}$ 、底面での濃度として $E_s = c_b$ の値を与えた。

実験値と比較する上で計算のため用いた吹雪諸量は、前項で述べた通りである。本研究で開発した非ブーシネスク $k - \varepsilon$ 乱流モデルでは、雪粒子の浮遊に伴う密度変化を考慮できるというのが特徴の1つであるが、粒径分布については沈降速度として間接的に考慮する。風速12m/sの下では底面付近の平均粒径は0.376mmであるのに対して、最も粒径が小さな場所では0.163mmとなっており径にして倍以上の違いが見られる。後述するように、この粒径の違いは流速分布、飛雪流量分布いずれの場合にも粒径の影響が大きい底面の境界付近で表れた。このように飛雪流量の分布に対する粒径の影響はかなり大きいこと推定される。ただし、今回の計算では粒径は一様と考え、表-2に示す値を用いた。といふのも、吹雪に対し $k - \varepsilon$ 乱流モデルの計算そのものが妥当であるか否かを知るため、単純な条件を設定したものである。もちろん、今回の実験から吹雪内を流動する雪粒子は粒径分布を持つことが分かったのでこれを考慮した解析もまた必要と考える。

雪面上の粗度は雪質などの条件により大きな幅があるが、一般的に0.1~10mm程度といわれている。吹雪が発生した場合にはしてないときに比べ粗度が増大することが知られているが、ここでは吹雪を発生させた場合も同一値を使用した。境界高さ（境界層外縁部までの高さ）は、実験結果より流速が最大で、飛雪流量が最小であると思われる高さを推定した。

計算では、雪粒子の静止空気中での沈降速度 w_s を見積もる必要がある。空中を落下する一般の雪片の幾何形状、密度と落下速度の関係は単純ではない。様々な形を持つ雪片を球形とする代わりに、ここでは大胆に密度を純氷の半分となるとして間接的に雪の様々な形状を代表させて考え、粒子の落下速度を求ることとする。本論文で扱う基礎方程式では雪粒子の特性量は、粒径や幾何形状は陽には現れず、沈降速度のみがパラメータとして式(7), (12)に含まれている。計算では、雪粒子の直径 D_s を与え、Olsonの式(Graf¹³)により沈降速度を計算した。

実験値との比較計算に用いた条件を表-2にまとめて

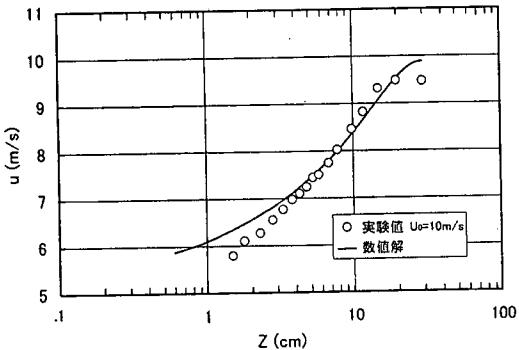


図 - 9 風速分布の片対数紙表示($U_0 = 10 \text{ m/s}$).

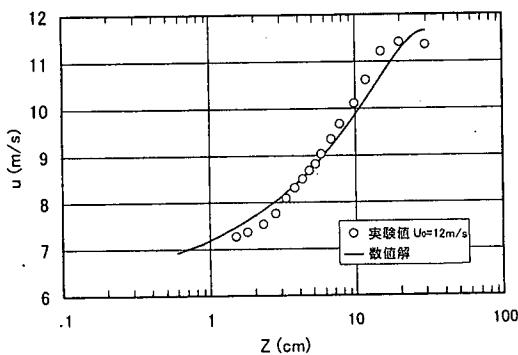


図 - 10 風速分布の片対数紙表示($U_0 = 12 \text{ m/s}$).

示す。ここで、無次元圧力勾配 I_p 、底面の相当粗度 k_s を変化させ、風速分布の実験値と計算値が最も一致するように設定した。また飛雪流量が実験値と一致するように底面濃度 c_b を同定した。

図-4から7に設定風速 10 m/s , 12 m/s の場合の風速分布と飛雪流量の分布の数値解析結果も示されている。計算では無次元圧力勾配 I_p と k_s を変化させ、風速分布が一致するように調節した。実験結果の風速分布と一致した相当粗度の値は $k_s = 6.33 \text{ mm}$ であった。この値は、実験での風速分布の測定の際の底面の凸凹の大きさと同じ程度の大きさであり、十分に妥当な k_s の値である。したがって計算で得られた風速分布は実測値と良く一致しているといえる。飛雪流量についても底面濃度を変化させ測定値と合うような値を選んだのだから底面付近で両者の一致がよくなるのも当然と言える。底面付近の $7 \sim 8 \text{ cm}$ ほどの高さまで両者はよく一致している。一方、これより高い位置の範囲ではで解析結果と測定値の差が大きくなつた。これについては実験の精度(粒径が小さい範囲でのSPC感度の問題)と共に单一の粒径を計算条件として与えたことの影響ではないかと考えている。すなわち、粒径の小さい範囲でSPC

によって飛雪流量を上手く測定できない可能性が考えられる。

吹雪によく似た浮遊砂流れでは、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いた場合、流速が $\log + \text{linear}$ 則 (Itakura and Kishi¹⁴⁾) に従うことが確かめられている(細田¹⁵⁾)。図-9から10に計算と実験で得られた風速分布を片対数紙上にプロットしたものを見ると、先に述べたように、実験では吹雪時の風速分布が不可能だったので、雪面に水を噴霧し雪面を固定した後測定を行っている。図-9の実験結果(10 m/s)は底面付近ではほぼ直線にのつており、対数分布則で近似できることがわかる。一方、図-10の 12 m/s の場合の実験結果が底面付近で対数則から少しずれるようである。この理由は明確ではない。一方これらの二つの図で計算結果(実線で表されている)は底面付近で $\log + \text{linear}$ 則の特徴が現れてる。つまり本解析で吹雪の風速分布は浮遊砂流れと同様に $\log + \text{linear}$ 則で表されることが分かった。

5. 結 論

先に発表した非ブーシネスク $k-\varepsilon$ 乱流モデルの妥当性を検討することを目的とし、低温風洞内で吹雪の室内実験を行った。実験結果は以下のようであった。SPC によって各測定位置での雪粒子の粒径分布を求めることができた。これによると、底面近くでは大きな粒径の雪粒子が多いが、上方に向かうに連れて、大きな粒径の粒子が減少し、小さな粒径の粒子が増加することが確かめられた。

熱膜流速計による風速分布では、吹雪が存在する条件では流速計のプローブに雪粒子が付着するため測定が不可能となつた。そこで、雪面に水を噴霧し凍結させて測定を行つた。その結果、典型的な壁面乱流の対数則で近似できる風速分布を得た。

実験条件を考慮した数値解析結果を行うことによって、風速分布の室内実験の結果をかなりの精度で説明できることが示された。一方、飛雪流量の比較では、高さ方向の実験値の減少が数値解よりややおおきくなつた。この理由として、SPCによる測定では 50μ 以下の粒径が測定できないことと、数値モデルで单一粒径を仮定していることも原因とも考えられる。

数値解で得られた風速分布を片対数紙にプロットしたところ、開水路の浮遊砂流と同様、吹雪の風速分布の数値解が $\log + \text{linear}$ 則に従うことを示した。

今回の実験では装置の制約により、飛雪流量が小さい実験しか行うことができなかつた。このため、非ブーシネスク $k-\varepsilon$ 乱流モデルの検討という意味では、さらにより大きな飛雪流量の場合での測定値との比較を行う必要がある。

謝 辞：本研究の一部は、文部省科学研究費、基盤研究(C)（課題番号09650563 代表者 福嶋祐介）の補助を受けた。ここに記して、感謝します。

参考文献

- 1) 大浦浩文, 小林大二, 小林俊一: 低い地ふぶきにおける飛雪の運動, 低温科学 物理編, 第25号, pp. 89-97, 1967.
- 2) 成田成器: 雪面の硬さ, 飛雪形, 温度が地吹雪現象に及ぼす影響, 低温科学 物理編, 第35号, pp. 77-89, 1977.
- 3) Kikuchi, T.: A wind tunnel study of the aerodynamic roughness associated with drifting snow, *Cold Region Science and Technology*, 5, pp. 108-118, 1981.
- 4) 塩谷正雄: 吹雪密度の垂直分布に対する一考察, 雪氷, Vol 15, No. 1, pp. 6-9, 1953.
- 5) 小林俊一, 降雪時の吹雪空間密度の高度分布式, 低温科学 物理編, 第43号, pp. 79-83, 1984.
- 6) 小林俊一, 吹雪時の雪粒子の移動と限界, 地学雑誌, 100 (2), pp. 240-249, 1991.
- 7) Takeuchi, M.: Vertical profile and horizontan increase of drift-snow transport, *Journal of Glaciology*, Vol. 26, No. 94, pp. 481-492, 1980.
- 8) Fohn, P.M.B.: Snow Transport over mountain crest, *Journal of Glaciology*, Vol. 26, No. 94, pp. 469-480, 1980.
- 9) Uematsu, T., Nakata, T., Takeuchi, Y. and Kaneda, Y.: Three-dimensional numerical simulation of snow-drift, *Cold Region Science and Technology*, Vol.20, pp. 65-73, 1991.
- 10) 福嶋祐介, 鏡原聖史, 野口和義: 非ブーシネスク $k - \varepsilon$ 乱流モデルによる固気・固液二相流の解析, 土木学会論文集, No.621/II-47, pp. 41-52, 1999.
- 11) 木村忠志, 石丸民之丞, 加藤務: 吹雪計SPC-S7の開発, 1996年度日本雪氷学会全国大会講演予稿集, p. 51, 1996.
- 12) 日本雪氷学会編, 雪氷辞典, 古今書院, 1990.
- 13) Graf, W.H.: *Hydraulics of Sediment Transport, Water Resources Publications*, p.42, 1984.
- 14) Itakura, T. and Kishi, T.: Open channel flow with suspended sediment, *J. Hydraulic Div. ASCE*, Vol.106, HY8, pp. 1325-1343, 1980.
- 15) 細田尚: 開水路流れにおける乱流拡散機構に関する水理学的研究, 京都大学学位論文, pp. 169-173, 1990.

(1999. 6. 3 受付)

EXPERIMENTS ON SNOW DRIFT IN LOW TEMPERATURE WIND TUNNEL AND ITS SIMULATION USING NON-BOUSSINESQ $k - \varepsilon$ TURBULENCE MODEL

Yusuke FUKUSHIMA, Kazunari FUJITA, Takefumi SUZUKI, Kenji KOSUGI and Takeshi SATO

The experiments on snow drift were carried out using the low temperature wind tunnel at Shinjo Branch of Snow and Ice Studies, NIED in Shinjo, Yamagata Pref. The wind velocity profiles were measured by the hot film anemometer and the snow drift flux profiles were measured by the snow particle counter (SPC). The size distribution of snow particles were also measured by SPC. These results obtained by the experiments show that the higher the measuring position is, the smaller the size of snow particles is. The numerical analyses were made using the non-Boussinesq $k - \varepsilon$ turbulence model and the results were compared with the experimental results. The numerical results of the velocity profiles show the typical profile in a boundary layer. The snow drift flux obtained by the numerical analysis agrees well with the experimental results near the bed. The velocity profile in snow drift is expressed by the log+linear law.