

粒径分布を考慮した地吹雪の NBKE 乱流モデルによる解析

長岡技術科学大学大学院	学生会員	石黒慎太郎
第一建設工業株式会社		鈴木健史
長岡技術科学大学環境・建設系	正会員	福嶋祐介
科技庁防災科研新庄雪氷防災研		小杉健二
科技庁防災科研新庄雪氷防災研		佐藤 威

1. はじめに

固体粒子の浮遊を伴い、固体と気体あるいは液体の二相からなる流れを固気あるいは固液二相流という。このような流れでは、流体中に存在する固体粒子の様相が様々であり、固体粒子と流体との密度差、濃度、粒径によって流れの構造が著しく異なる。そのため、取り扱いが非常に難しい。厳冬期山岳地帯で発生する煙型雪崩は、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り、乱流状態の空気の流れである風によって、雪粒子が浮遊状態で流れるものである。

2. 研究の目的

固気二相流では固体粒子の密度が気体の密度に比べて大きく、ブーシネスク近似は許容されないと考えられる。このような混相流体を非ブーシネスク流体と呼ぶことにする。本研究で開発した非ブーシネスク $k-\varepsilon$ (NBKE) 乱流モデルは、固体粒子の濃度変化を考慮し、固体粒子の拡散方程式、 x 方向のレイノルズ方程式、乱れエネルギー k の方程式、分子粘性逸散率 ε の方程式を基礎方程式としている。今回提案するモデルでは、雪粒子の粒径分布を考慮しているのが特徴である。

科学技術庁防災科学技術研究所新庄雪氷防災研究支所の低温風洞装置にて吹雪の実験を行い、風速分布、飛雪流量の計測を行った。実験により得られた諸量を NBKE 乱流モデルによる数値解析結果と比較しその妥当性を検証する。

3. 吹雪実験の概要

実験は科技庁防災科研新庄支所にある雪氷防災実験棟の低温風洞装置で行った。風洞装置は幅 100cm、高さ 100cm の正方形断面を擁する全長 14m の風洞装置である。風洞装置底面には厚さ 20mm の雪を敷き詰め、設定風速 10m/sec の下で実験を行った。測定断面は上流から 5.2m、6.1m、7.1m 位置である。風速の測定には熱線流速計を、飛雪流量の測定には飛雪粒子計数装置(SPC)を用いた。上流 5.0m を雪層に水を噴霧することにより凍結して固めた。このため測定範囲は吹雪が発達過程の非平衡状態にある。このため測定位置 5.2m では十分に吹雪が発達していなかったため、今回の数値計算と比較したのは上流から 6.1m と 7.1m の測定結果である。

4. 粒径分布を考慮した NBKE 乱流モデル

固液二相流の流れに対して、ナビエ・ストークス

方程式、固体粒子の輸送方程式をもとにレイノルズ方程式、レイノルズ応力の方程式、乱れエネルギー k の方程式を導いた。さらに、均一流体の k 方程式と分子粘性逸散率 ε の方程式の関係による類推から非ブーシネスク流体に対する ε 方程式を導いた。このようにして得られた非ブーシネスク $k-\varepsilon$ 乱流モデルの基礎方程式は、固体粒子の拡散方程式、 x 方向のレイノルズ方程式、乱れエネルギー k の方程式、分子粘性逸散率 ε の方程式から成り、定常、等流の条件では、以下のように表される。

・ 固体粒子の拡散方程式

$$\frac{v_t}{\sigma_t} \frac{dc}{dz} = -w_s \cos \theta \quad c \quad (1)$$

・ x 方向のレイノルズ方程式

$$\frac{d}{dz} \left(\rho v_t \frac{du}{dz} \right) + \rho_a R \frac{v_t}{\sigma_t} \frac{dc}{dz} \frac{du}{dz} + \rho_a g I = 0 \quad (2)$$

・ 乱れエネルギー k の方程式

$$\frac{d}{dz} \left(\rho \frac{v_t}{\sigma_k} \frac{dk}{dz} \right) + P + G - \rho \varepsilon = 0 \quad (3)$$

・ 分子粘性逸散率 ε の方程式

$$\frac{d}{dz} \left(\rho \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz} \right) + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \{ P + (1 - c_{3\varepsilon}) G \} - c_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} = 0 \quad (4)$$

ここで、 v_t は渦動粘性係数、 P は乱れエネルギーの生成項、 G は負の生成項であり次のようになる。

$$v_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (5)$$

$$P = \rho v_t \left(\frac{du}{dz} \right)^2 - k \rho_a R \frac{d}{dz} \left(\frac{v_t}{\sigma_t} \frac{dc}{dz} \right) \quad (6)$$

$$G = g \cos \theta \rho_a R \frac{v_t}{\sigma_t} \frac{dc}{dz} \quad (7)$$

u は流下方向の風速、 c は雪粒子の体積濃度、 g は重力加速度、 z は上向き座標、 w_s は沈降速度、 σ_t は乱流シュミット数、 θ は斜面の傾斜角である。また、 $\sigma_k, \sigma_\varepsilon, c_\mu, c_{1\varepsilon}, c_{2\varepsilon}, c_{3\varepsilon}$ は $k-\varepsilon$ 乱流モデルの数値定数である。

また、上記の基礎方程式は雪粒子の粒径が単一の場合である。ここでは雪粒子の粒径分布を考慮できるように修正を行った。粒径が n 段階に分割される

ものとする。その k 番目の体積濃度を c_k 、粒径が d_{sk} 沈降速度が w_{sk} であるものとする。このとき、この粒径の輸送方程式は次のようになる。

$$\frac{v_t}{\sigma_t} \frac{dc_k}{dz} = -w_{sk} \cos \theta c_k \quad (8)$$

全粒径に対する体積濃度 c 、底面付近の濃度 c_b は次式で表される。

$$c = \sum_{k=1}^n p_k c_k \quad ; \quad c_b = \sum_{k=1}^n p_k c_{bk} \quad (9)$$

ここで、 p_k は粒径 D_{sk} の割合である。底面で壁関数法を、上面でフラックス零の境界条件を与えた。

5. 実験結果と数値解析結果の比較

風速分布と飛雪流量分布の実験値との比較を行うため、数値解析を行った。計算に含まれるパラメータは、底面粗度 k_s 圧力勾配 I である。これらの値は風速分布の解析値が実験値と同じになるように定めた。また、雪粒子の粒径は3段階に分割し、SPCで測定された粒径 D_{sk} 、比率 p_k を用いた。

図1に上流から 5.2m、7.1m 位置における風速分布の実験値を黒丸印で、数値解析結果を赤線で示している。風速分布の数値解析結果は実験の結果とよく一致している。今回の実験での吹雪量は小さかったので風速分布は吹雪がない場合とあまり差がない。

図2に上流から 6.1m、7.1m 位置における飛雪流量分布結果を示す。飛雪流量は単位面積あたりの吹雪量フラックスで定義され、 $\rho_s u c$ で定義される。粒径が一樣であるとして計算した結果を黒線で、粒径を3段階に分割した結果を赤線で示している。測定値は黒丸である。粒径分布を考慮することで精度よく飛雪流量の分布を再現できることがわかる。このように、吹雪の流動解析においては粒径分布が飛雪流量に与える影響は大きい。

6. おわりに

固体粒子を含む流れを非ブーシネスク流体として取り扱った $k - \varepsilon$ (NBKE) 乱流モデルを用いて解析を行った。吹雪の風洞実験を行ない、設定風速 10m/s のもとで3断面の流速と飛雪流量を測定した。粒径分布を考慮した数値解析により、底面付近の飛雪流量分布を単一粒径を仮定した解析に比べさらに精度よく実験結果を説明することができた。これは、底面付近では大小様々な粒径をもつ粒子が存在し、吹雪の運動形態である、転がり、跳躍、浮遊が発生しているからである。以上のように NBKE 乱流モデルにより、固気二相流である吹雪の風速分布と飛雪流量分布を精度よく再現することができた。

参考文献 福嶋祐介、藤田和成、鈴木健史、小杉健二、

佐藤威、雪氷、61-4、pp. 285 - 286. 1999.

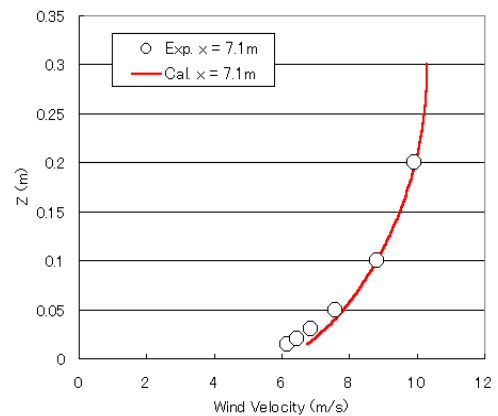
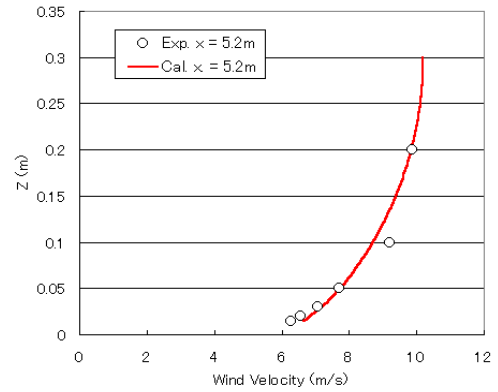


図1 風速分布の実験値と数値解との比較

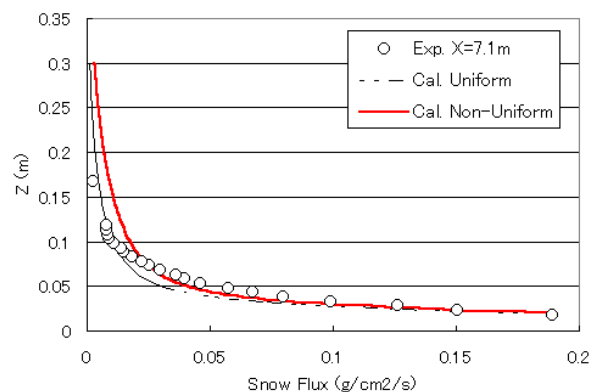
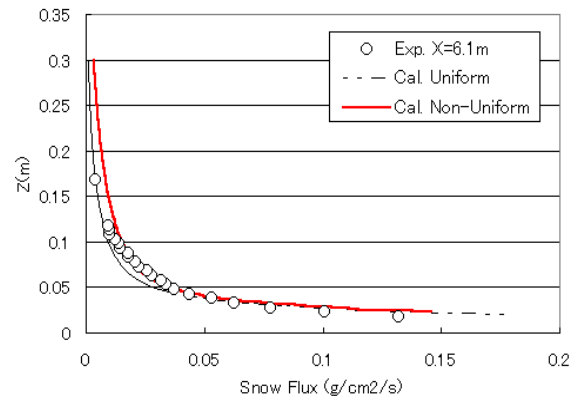


図2 飛雪流量分布の実験値と数値解の比較