

# 三次元地形と流動幅の影響を考慮した煙型雪崩の流動モデルの開発

大澤 範一\*・福島 祐介\*\*

Simulation Model for Powder Snow Avalanches in Three Dimensional Topography Considering Effect of Width

Norihito OOSAWA\* and Yusuke FUKUSHIMA\*\*

Large part of countries in Japan is mountains area. Many villages and large structures have the potential of damage by powder snow avalanche. In order to prevent these disasters, the understandings on characteristic of powder snow avalanche are necessary. A hazard map can be made based on such knowledge. Also, the constructions of facilities preventing these disasters are possible.

The flow mechanisms of powder snow avalanches are similar to the thermal flow on the inclined boundaries. The models and the numerical simulator on such flows are developed considering the three dimensional topography. These models were originally proposed by one of the authors (Fukushima, 1986). The present simulation model can use the digital map and analyze the route and the lateral spreads of powder snow avalanches in addition to the travel speed, the concentration of particles, the kinetic energy of turbulence.

**Key words :** simulation model, powder snow avalanches, three-dimensional topography, national numerical map

## 1. 序 論

日本は国土の約70%を山林が占め、集落や構造物が山岳地帯周辺に密集している。そのため厳冬期には、しばしば雪崩が発生し家屋の倒壊などの災害が生じる。これらの現象の被害を未然に防止するためには、その流動特性を把握することが肝要である。煙型雪崩の流動シミュレーションにより、流動範囲や流下特性を知ることができれば、ハザードマップの作成や災害軽減施設の設計に反映できる。煙型雪崩は何らかの原因により、巻き上げられた粒子が、その重力のために斜面方向に流下する現象であり、この流動特性の点において、泥水流や火砕流と非常に類似した現象であり、密中の傾斜面上のサーマル流動に酷似している。

サーマルとは、一様密度の大気中に温度差などによって度の異なる空気が放出された場合、その密度差によって上昇あるいは下降するものである。福島(1986、1987)は、この点に着目し、サーマル理論を発展させた煙型雪崩の理論を提案した。サーマル理論と福島の煙型雪崩理論は、概略において同じであるが大きく異なる点がある。それはサーマル理論では浮力源が一定に保たれると仮定するが、煙型雪崩理論では、負の浮

力源すなわち雪粒子の総量が流下方向に変化する点である。煙型雪崩においては、雪粒子の巻き上げを考慮しないと、爆発的に成長する雪崩流動を表現できないし、斜面への雪粒子の沈降を考慮しないと、煙型雪崩が緩勾配斜面に到達したときに静止することを再現できないことによる。

福島の理論によって雪崩の傾斜面の状況に応じた移動速度の変化や静止位置などに関して妥当な結果が得られた。しかしながら、このモデルは基本的に一次元モデルであって、流下経路、すなわち、流下方向の縦断形状を入力データとして与える必要があった。福島・早川(1992)は、三次元地形を考慮した煙型雪崩の流動シミュレーションモデルを提案した。このモデルによって3次元の地形データを入力することにより、煙型雪崩の中心部分の流下経路をも計算できるようになった。しかし、このモデルでは煙型雪崩の横方向の広がり一次元モデルと同じように一様であると仮定されている。このため、横方向の広がりや雪崩が運ぶ雪粒子総量が計算できない欠点があった。

一方、福島・早川・備前(1993)は、3次元傾斜サーマルの流動特性を調べる目的で実験を行った。この実験は一定角度に設定した十分に幅の広い斜面上で淡水中に塩水を流入させたものである。彼らはこの実験結果を整理し、流動幅をも未知数とする三次元傾斜サーマルモデルを提案した。

本研究では、国土数値情報から得られる3次元標高

原稿受付：平成15年5月14日

\*東京建設コンサルタント

\*\*長岡技術科学大学環境・建設系

データを入力値とし、流下速度、最大高さ、塩水濃度、乱れエネルギーに、流下経路と最大流動幅も未知数とした煙型雪崩の流動モデルを提案する。モデルの適合性を検討するため、2000年3月岐阜県吉城郡上宝村神通川水系蒲田川支流左俣谷で発生した大規模な表層雪崩に適用し、流下速度に対してフェルミーモデルによる解析結果と比較し、他の結果についても考察する。

## 2. 二次元モデルの解析手法

### 2. 1 シミュレーションモデルの定義

説明の都合上、縦断形状を与えて計算する福嶋(1986, 1987)のモデルを一次元モデル、三次元地形データを用いるが雪崩の形状は一次元とする福嶋・早川(1992)のモデルを準二次元モデル、ここで新たに提案する、三次元地形データを用い、流動幅の変化も考慮するモデルを二次元モデルと呼ぶことにする。一次元モデルでの記号は以下でも共通なものがあるので図1に示しておく。

### 2. 2 基礎方程式

煙型雪崩の特徴は既に述べたように、粒子の巻き上げ、沈降が原因となって、雪崩内に含まれる雪粒子の総量が増減することにある。一次元および準二次元モデルでは雪崩の横方向の広がりが一様であると仮定した。これに対して2次元解析モデルでは横方向の広がり幅を未知数として扱う。一次元(福嶋, 1986)、準二次元(福嶋・早川, 1992)と同様Beghin et al.のサーマル理論を基礎としており、空気の連続式、雪粒子の連続式、2方向の運動方程式、乱れ運動エネルギーの式を用いるが、形状が二次元の半楕円であると仮定した。直交方向にも切断面が楕円形となるような三次元形状を仮定するので、変数は異なるものを用いることにする。準二次元の式と比べると基本的な式は同じであるが、界面の長さ  $P_i$  の代わりに界面の面積  $S_i$ 、底面の長さ  $P_b$  の代わりに底面の面積  $S_b$ 、単位幅の体積  $A$  の代わりに雪崩の体積  $V_0$  を用いるなどの点が異なっている。ま

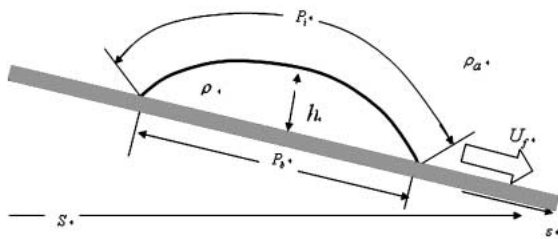


図1 煙型雪崩の縦断図の模式図

た、紛らわしさを避けるために流速成分  $U$ 、 $V$  の代わりに  $U_x$ 、 $U_y$  としている。このとき、空気の連続式、雪粒子の質量保存式、 $x$ 、 $y$  方向の運動量保存式、乱れエネルギーの保存式、 $x$ 、 $y$  方向の位置を決める式は以下のように表される。

(1) 空気の連続式

$$\frac{dV_0}{dt} = E_a U_{abs} S_i \quad (1)$$

(2) 雪粒子の質量保存式

$$\frac{d}{dt} C V_0 = v_s (E_s - c_b \cos \theta) S_b \quad (2)$$

(3)  $x$  方向の運動量保存式

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (\rho + k_v \rho_a) U_x V_0 &= (\rho - \rho_a) g V_0 \sin \theta_x \\ &- (\tau_i S_i + \tau_b S_b) \frac{U_x}{U_{abs}} \end{aligned} \quad (3)$$

(4)  $y$  方向の運動量保存式

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (\rho + k_v \rho_a) U_y V_0 &= (\rho - \rho_a) g V_0 \sin \theta_y \\ &- (\tau_i S_i + \tau_b S_b) \frac{U_y}{U_{abs}} \end{aligned} \quad (4)$$

(5) 乱れエネルギーの保存式

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (\rho + k_v \rho_a) K V_0 &= (\tau_i S_i + \tau_b S_b) U_{abs} \\ &+ \frac{\rho_a}{2} \{ (1 + k_v) E_a U_{abs} S_i \\ &+ R v_s (E_s - c_b \cos \theta) S_b \} U_{abs}^2 \\ &- \rho_a R g v_s V_0 - \beta \rho K^{3/2} V_0 / h \\ &- \xi_p \rho_a R g \cos \theta h \left\{ \frac{C}{2} E_a U_{abs} S_i \right. \\ &\left. + v_s (E_s - c_b \cos \theta) S_b \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

(6)  $x$  方向の位置に関する式

$$\frac{dx}{dt} = U_x \cos \theta_x \quad (6)$$

(7)  $y$  方向の位置に関する式

$$\frac{dy}{dt} = U_y \cos \theta_y \quad (7)$$

ここで、 $E_a$  は周囲空気の連行係数、 $U_{abs}$  は流下速度の絶対値、 $C$  は平均雪粒子濃度、 $v_s$  は雪粒子の空気中での沈降速度、 $E_s$  は雪粒子の連行係数、 $c_b$  は底面での雪粒子濃度、 $\theta$  は斜面の平均傾斜角、 $k_v$  は付加質量係数、 $\rho$  は雪崩の平均密度、 $\rho_a$  は空気の密度、 $g$  は重力加速度、 $\theta_x$  は  $x$  方向の傾斜角の平均値、 $\tau_i$  は界面でのせん断応力、 $\tau_b$  は底面でのせん断応力、 $\theta_y$  は  $y$  方向の傾斜角の平均値、 $K = \frac{1}{2} \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$  は乱れ運動エネルギーの平均値、 $R = (\rho_s - \rho_a) / \rho_a$  は雪粒子の空気中での比重、 $h$  は雪崩の最大高さ、 $\xi_p$  は無次元係数である。流下速度の絶対値は次のようになる。

$$U_{abs} = \sqrt{\{(U_x + U_y \cos \gamma)^2 + (U_y \sin \gamma)^2\}} \quad (8)$$

ここで、 $\gamma$  は以下に示す式で求められる。

$$\gamma = \tan^{-1} \left( \frac{U_x \cos \theta_x}{U_y \cos \theta_y} \right) \quad (9)$$

以上の式に加えて本モデルでは流動幅  $b_{max}$  を未知数としている。ここでは、福嶋ら (1993) の塩水を用いた三次元サーマルの実験式を用いることにする。この式は次のように表される。

$$\frac{db_{max}}{dt} = \alpha_{BB} (\tan \theta)^{-0.264} U_{abs} \quad (10)$$

ここで、 $b_{max}$  は最大横がり幅、 $\alpha_{BB}$  は最大広がり幅を規定する無次元パラメータである。以上が2次元解析モデルの基礎方程式である。

### 2. 3 二次元モデルの構成関係式

式(1)から式(10)には多くの未知数が含まれておりこれだけでは閉じた形になっていない。例えば界面および底面でのせん断応力は次のように仮定される。

$$\tau_i = \rho_a \alpha K; \quad \tau_b = \rho_b \alpha K \quad (11)$$

せん断応力を通常のように平均流下速度の二乗に比例するものと考えると

$$\tau_i = \tau_b = c_D U^2 \quad (12)$$

ここで、 $c_D$  は抗力係数である。 $\alpha$  と  $c_D$ 、粘性逸散率に関する係数  $\beta$  の間には以下の関係が成立する。

$$\begin{aligned} \beta = & \frac{1}{\xi_A} \left( \frac{\alpha}{c_D} \right)^{3/2} \{ (\xi_b + \xi_i c_D) \\ & + \left( 1 - \frac{c_D}{\alpha} \right) \frac{1}{2} (1 + k_v) \xi_i E_a \\ & + \xi_p \cot \theta \frac{\xi_i E_a}{2 \xi_a} \left[ \frac{3}{4} (1 + k_v) \xi_i E_a \right. \\ & \left. + (\xi_i + \xi_b) c_D \right] \} \end{aligned} \quad (13)$$

雪崩形状を規定する式も数多くが必要である。これらも基本的に一次元モデル (福嶋, 1986)、準二次元モデル (福嶋・早川, 1992) に準ずるものとするが、雪崩の形状に違いがあることは考慮されなければならない。煙型雪崩の形状を半楕円体と仮定したことにより、その体積は次の様に表される。

$$V_0 = \left( \frac{\pi}{6} \right) P_b b_{max} h \quad (14)$$

また雪崩の底面積、空気との界面の面積は次のように表される。

$$S_b = \left( \frac{\pi}{4} \right) P_b b_{max} \quad (15)$$

$$S_i = \alpha_1 S_b \quad (16)$$

底面での面積  $S_b$  は平均傾斜角  $\theta$  で傾斜した斜面に対する面積を求めて用いている。 $\alpha_1$  は1以上の値を持つ補正係数である。さらに、底面長  $P_b$ 、界面長  $P_i$  と雪崩の最大高さには次の関係が成り立つものとする。

$$P_b = \xi_b h \quad (17)$$

$$P_i = \xi_i h \quad (18)$$

ここで、 $\xi_b$  と  $\xi_i$  は形状係数であり、他の形状係数と合わせて福嶋 (1986) が求めた関係式を用いることにする。

$$\xi_i = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \sqrt{(4\xi_b^{-2} + 1)\xi_b} \quad (19)$$

$$k_v = 2 / \xi_b \quad (20)$$

$$\xi_b = 4 / (3\pi) \quad (21)$$

$$\xi_b = 8.47\theta^{-1/3} \quad (22)$$

式(22)は福嶋が Beghin et al. (1980) の実験結果をも

とに算出した式である。雪崩の平均密度  $\rho$  と雪粒子の平均濃度、底面での密度  $\rho_b$  と底面濃度  $c_b$  には以下の関係がある。

$$\rho = \rho_a(1 + RC); \quad \rho_b = \rho_a(1 + Rc_b) \quad (23)$$

式 (1), (2) には二つの連行係数が含まれている。空気の連行係数  $E_a$  については従来から用いた次式を用いることとする。

$$E_a = 0.1 \left( \frac{\theta}{90^\circ} \right) \quad (24)$$

雪粒子の連行係数  $E_s$  についてはGarcia (1990) の式を用いることにした。

$$E_s = A_1 Z^5 / (1 + A_1 Z^5 / 0.3) \quad (25)$$

ここで、無次元係数  $Z$  は次のように与えられる。

$$Z = \frac{R_p^{0.6} u_*}{v_s} \quad (26)$$

ここで、 $R_p$  は粒径を用いた粒子レイノルズ数、 $u_*$  は摩擦速度であり、以下で定義される。

$$R_p = \sqrt{RgD_s D_s}; \quad u_* = \sqrt{(\tau_b / \rho_b)} \quad (27)$$

計算にあたっては底面濃度と平均濃度の比  $r_0$  が必要となる。ここでは、Parker (1982) の式を用いる。

$$r_0 = c_b / C = 1 + 31.5 \left( \sqrt{\alpha K} / v_s \right)^{-1.46} \quad (28)$$

雪粒子の沈降速度  $v_s$  を求めるためには、静止空気中の雪粒子の沈降速度が一定になる領域で以下の力の釣り合い式が成り立つ。

$$c_f \pi \frac{D_s}{8} \rho_a v_s^2 = \pi \frac{D_s^3}{6} (\rho_s - \rho_a) \quad (29)$$

ここで、抗力係数の値が必要となるがSchillerの式 (Graf, 1984) を用いることにする。

$$c_D = \frac{24}{\text{Re}} (1 + 0.150 \text{Re}^{0.687}) \quad (30)$$

$\text{Re}$  は沈降速度を用いた粒子レイノルズ数であり

$$\text{Re} = D_s v_s / \nu \quad (31)$$

で表される。計算では雪粒子の特性として粒径、 $D_s$  密度  $\rho_s$  を与え、式 (29) から式 (31) を用いて沈降速度を求めている。

## 2.4 幾何学的形状とそのモデル化

一般的に雪崩の生じる斜面の幾何学的形状は複雑であり、解析を行なうためには斜面の適切なモデル化が必要である。ここでは、国土数値地理情報のデータを基礎に斜面を三角形要素で分割し、それぞれの要素で斜面の最急勾配の方向と最大傾斜角などの斜面特性を表す。 $x$  方向および  $y$  方向の傾斜角  $\theta_x$ 、 $\theta_y$  は福嶋・早川 (1992) の方法により求めることができ、次式で表される。

$$\theta_x = \tan^{-1} \left( \frac{\sin \theta_0 \cos \phi}{\cos \theta_0} \right) \quad (32)$$

$$\theta_y = \tan^{-1} \left( \frac{\sin \theta_0 \sin \phi}{\cos \theta_0} \right) \quad (33)$$

ここで、 $\phi$  は最急勾配線の方向、 $\theta_0$  は斜面の最大斜度であり、斜面の法線方向ベクトルから求めることができる。

雪崩の進行方向はほぼ最急勾配線の方向  $\phi$  に近いが慣性力の影響により、 $\phi$  と若干ずれることがあるので注意を要する。雪崩の進行方向を、 $\Psi$  とし、雪崩の進行方向の斜面の傾斜角を  $\theta$  とすると幾何学的な関係から次式が成り立つ。

$$\theta = \tan^{-1} \{ \cos(\phi - \psi) \tan \theta_0 \} \quad (34)$$

二次元解析モデルにおける斜面特性の導出方法について説明する。雪崩の挙動は複雑に変化する斜面の平均的な特性の影響を受けると考えた。特に流れを決定するのはテイルの部分ではなくフロント部分であり、中心部よりも前方の影響を強く受けるはずである。そこで雪崩の中心部よりも前方を含む四角形地形メッシュを判別する。次に取り込んだ四角形要素をすべて三角形要素に分割し、その各々の三角形要素に対して  $\theta_{xi}$ 、 $\theta_{yi}$ 、 $\theta_i$  を求める。これらを雪崩を含む全ての三角形要素について平均する。すなわち、三角形要素の数を  $n$  とすれば次式のようになる。

$$\theta_x = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \theta_{xi}; \quad \theta_y = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \theta_{yi}; \quad \theta = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \theta_i \quad (34)$$

結果として地形情報についてこのような平滑化を行うことになるので、今回提案する二次元モデルは一次元モデルや準二次元モデルに比べるとシミュレーションの結果も平滑化されたものになる。

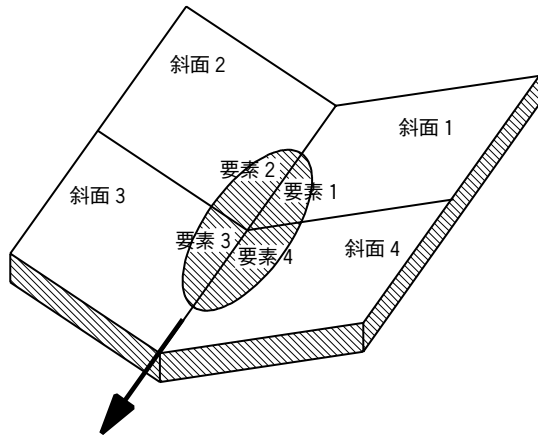


図2 谷形地形を流下する雪崩

雪崩が発生するような地形は谷地形であることが多い。このような条件で底面積を精度よく求めるため以下のような計算を行った。図2のように底面を表す楕円を4つに分割し、それぞれの要素ごとに底面積を計算し、その4つの面積の和を底面積  $S_b$  と雪崩の最大高さ  $h$  から形状係数  $\xi_b$  を計算する。分割数を増やすと精度が向上するが計算時間と記憶容量がかかることになる。

### 3. 左俣谷雪崩の概要

2000年3月27日午前11時50分頃、岐阜県吉城郡上宝村神通川水系蒲田川支流左俣谷穴毛谷の上流で大規模な煙型雪崩が発生した。この雪崩は日本雪氷学会から報告されているが、二次元モデルの検証としてこの雪崩のシミュレーションを行ったのでその概要を説明する。

雪崩の始動時の積雪深は3.4mであり、雪崩の流下距離は約4.6km、雪崩の堆積区末端から発生区上端の見通し角は21°であり、流下速度は約50m/sと推定された。発生区と静止区の高度差、最大到達距離、雪崩による雪の輸送量の点で、これまで国内で記録された雪崩では最大規模であるといえる。

堆積区の調査や樹木の被害調査から、第1波、2波、3波の異なった流れがあったと推察されている。第1波は先行する煙型雪崩で、爆風をともなって穴毛谷右岸および左俣谷左岸の斜面を約50m乗り上げ、左俣谷第1号砂防ダム付近で大部分は停止したが、雪煙の一部は

このあとも流下を続け新穂高ロープウェイ中間駅付近まで到達した。これにより、休憩小屋は左俣谷第1号砂防ダムの直下に流され、その上に第2波のデブリが5m以上堆積した。また、第1波での被災樹木は、穴毛谷右岸、左俣谷左岸の乗り上げ部で多数見られた。第2波は混合型で、穴毛谷から左俣谷本流を流下し、左俣谷第1号下流砂防ダムの下流まで到達した。この第2波で左俣谷第1号砂防ダムの左岸付近に止めてあったバックホウなどの建設機械が、左俣谷第1号砂防ダムの下流の右岸側まで約300m流された。第3波は流れ型で、穴毛谷二ノ沢合流部付近から左俣谷第1号砂防ダム付近まで第2波のデブリを削り取って高さ約10mのリッジを形成しながら流下し、左俣谷第1号砂防ダム下流で停止した。流下速度についてはフェルミーモデルを用いた推定がなされており、今回のシミュレーション結果と併せて後で考察する。

### 3. 2 次元解析モデルの解析結果

煙型雪崩の2次元解析シミュレーションを行なうために、次のような計算条件を設定した。まず空気中の雪粒子は純氷とし相対比重を  $R=710$  とした、雪崩の初期層厚は  $h_0=10$ 、雪崩の初期最大広がり幅を  $b_{\max 0}=20$  とした。抵抗係数、せん断力に関する無次元係数はそれぞれ  $c_D=0.02$ 、与えた。初期濃度は  $c_0=1.0\%$  し、初期速度は  $U_{abs0}=0\text{ m/s}$  ( $U_0=0\text{ m/s}$ ,  $V_0=0\text{ m/s}$ ) とした。また  $U_{bas0}=0\text{ m/s}$  としているため発生直後に粒子を浮遊させるために乱れエネルギーが消費される。このとき乱れエネルギーが負になり解析が終了するのを防ぐために、雪崩が発生位置からの最急勾配線の方角に加速しうよう初期条件として乱れエネルギー  $K$  に大きな値を与えた。

楕円体で仮定した雪崩の形状は、最大広がり幅に関する無次元係数  $\alpha_{BB}$  によって大きく変化する。ここでは雪崩の最大広がり幅が実際の現象と同じような挙動を示すよう  $\alpha_{BB}=0.060$  として解析を行なった。

雪粒子の性質は時間と共に変化するが、ここでは雪粒子の粒径に、 $D_s=0.05, 0.15, 0.25\text{mm}$  の3つの条件を与え、それぞれに対して解析を行なったが、ここでは比較的良好な結果を得た  $D_s=0.15\text{mm}$  の結果を中心に述べる。

#### (1) 雪崩の流下経路

入力する地形データとしては、準2次元解析モデルと同じく国土数値情報標準2次メッシュの笠が岳周辺の地形データを与えた。雪崩の発生位置は、笠が岳の

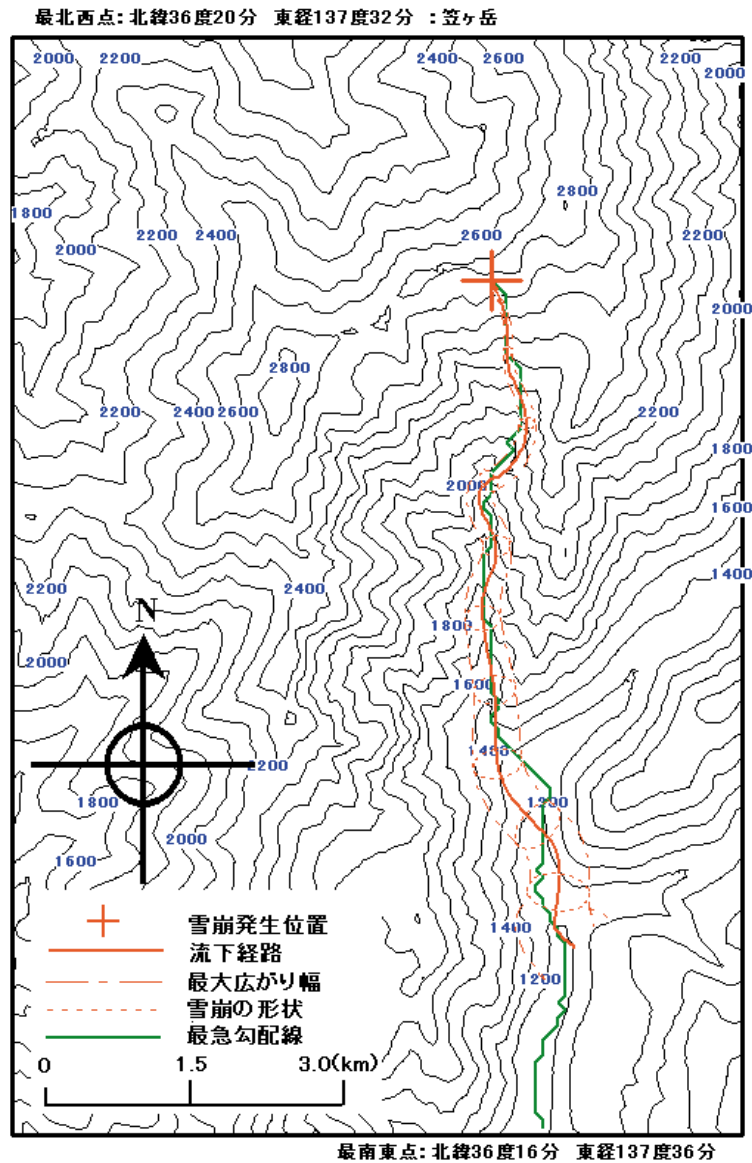


図3 煙型雪崩の流下経路と最急勾配線

頂上より東へ約1400m, 北へ約850mとした。図に解析結果を示す。

図3にシミュレーションでえられたなだれ流下経路を示す。雪崩は、ほぼ最急勾配線に沿って流下し、雪崩はどの粒径のケースでも最急勾配線に沿うように流下している。 $D_s=0.15\text{mm}$ のケースでは雪崩が実際の現象と同じように新穂高ロープウェイ中間駅付近で静止に至っていることがわかる。これはこの付近の斜面の平均傾斜角が小さいことや、雪崩が4000m以上流下したことで地面や空気との界面が大きくなり、式(11)における界面に働く摩擦が大きくなったこと等から速度が減少したためであると考えられる。また粒径が大きくなることで粒子の沈降速度が大きくなり、連行係

数が小さくなったことも原因の一つとして考えられる。

## (2) 雪崩の形状の水平距離変化

図3より雪崩底面の形状は、どの粒径を与えたケースでもやや横長の楕円形状になっている。流下方向の長さは式(10)より雪崩の高さによる値であり、式(14)より雪崩の高さは体積や最大広がり幅の影響を強く受けることがわかる。このように雪崩の形状は、最大広がり幅によって大きな影響をうけ特に式(10)における無次元係数 $\alpha_{BB}$ は、雪崩の形状に関して非常に支配的な係数であると言える。今回の解析ではこの最大広がり幅に関する無次元係数は $\alpha_{BB}=0.060$ シミュレーションしたが、 $\alpha_{BB}$ をこれよりも小さくすれば雪

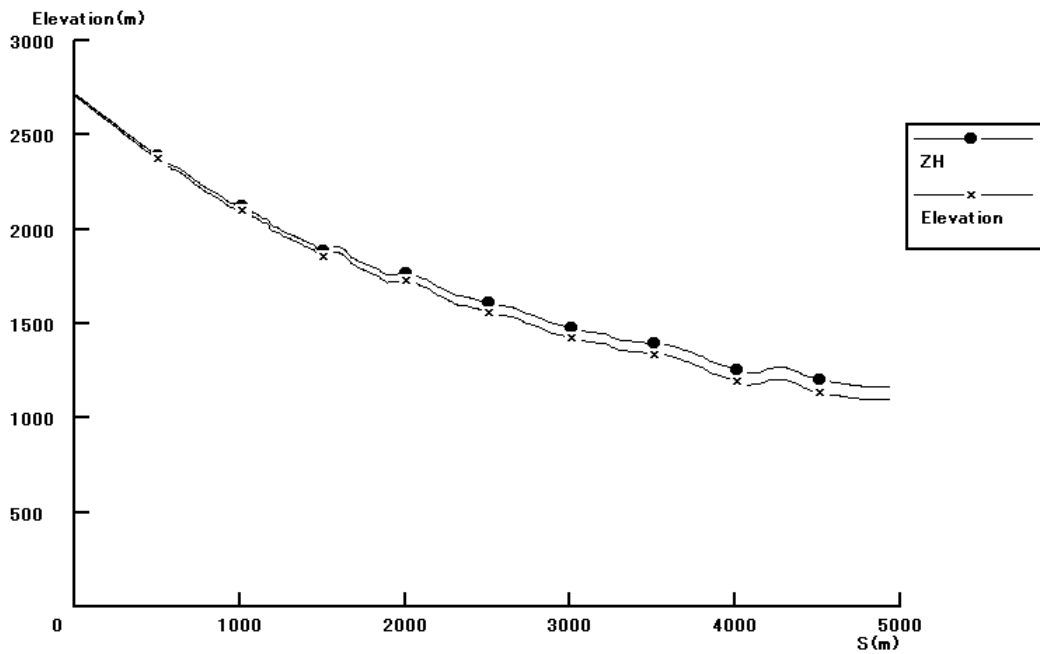


図4 流下経路の地形と雪崩の高さの水平距離変化 ( $D_s=0.15\text{mm}$ )

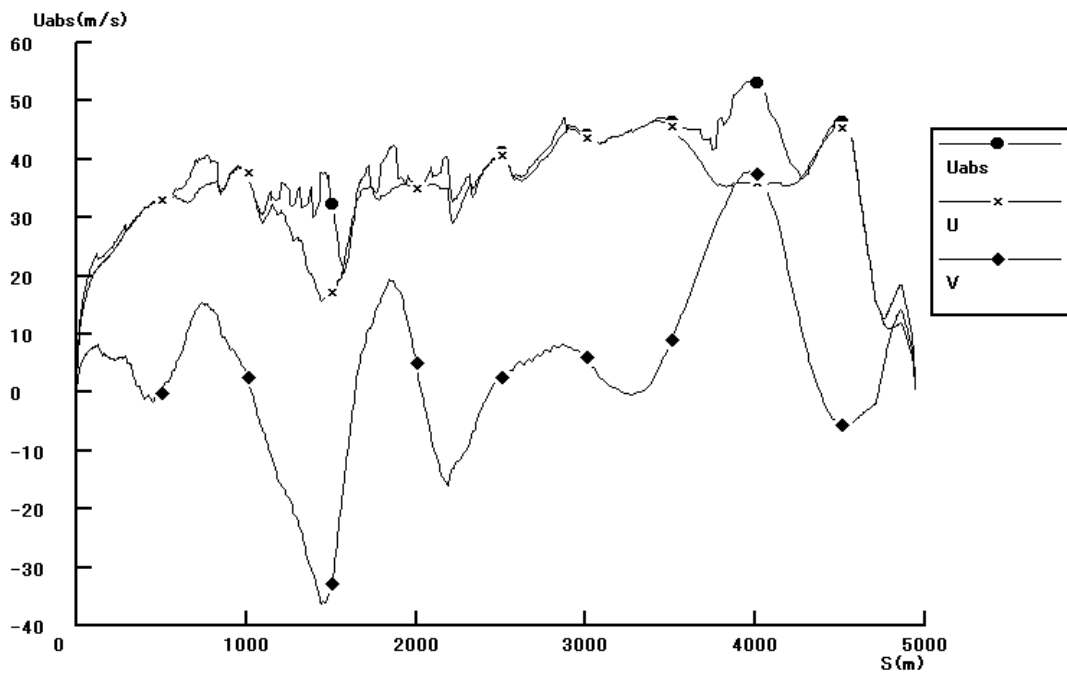


図5 雪崩の速度の水平距離変 ( $D_s=0.15\text{mm}$ )

崩底面の楕円形状は流下方向に対して縦長になり、逆に大きくすればさらに横長の楕円形状になることが予想される。雪崩の形状はその速度や斜面特性の導出等、様々な点に大きな影響を及ぼす要素である。このことから考えても、入力する地形データの斜面の幾何学的形状や初期条件に応じて、的確な最大広がり幅に関する無次元係数  $\alpha_{BB}$  を与えることが2次元解析モデルに

おいては非常に重要であると考えられる。

図4より、雪崩の高さはどの粒径を与えたケースでも発生直後より増加を続け、最終的には4500mまで上昇している。雪崩の高さは最大広がり幅の他にも斜面特性に大きく依存していると考えられる。急勾配な斜面では速度が増加し、また式(24)を見ても明らかに周囲空気の連行係数も大きくなる。その結果、

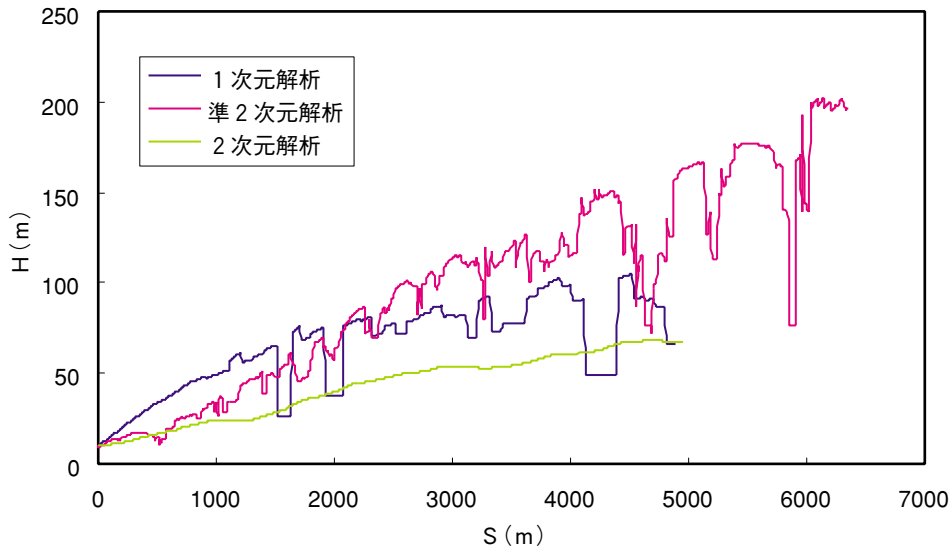


図6 雪崩の最大高さの各モデルによる比較

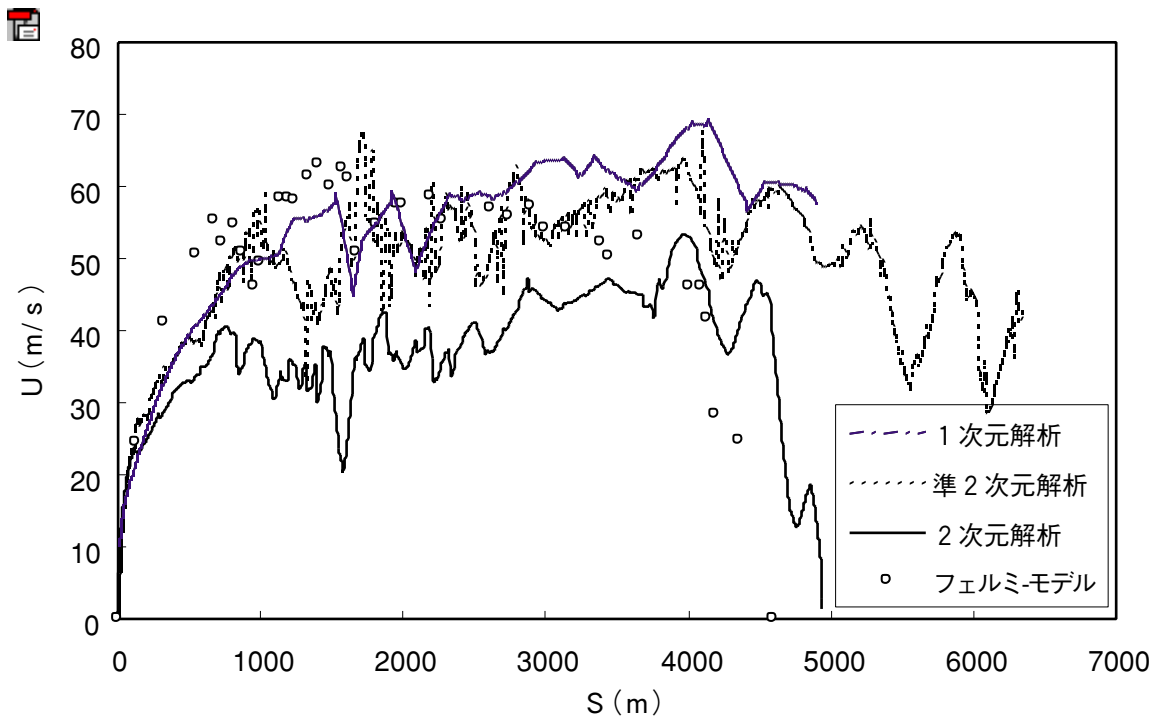


図7 各モデルによる流下速度の対推定値 b

式(1)に示すように雪崩の体積は増加し、相対的に式(14)より雪崩の高さも増加するためである。また式(22)より雪崩の流下方向の長さは高さで斜面の形状係数により求められるものであるから、雪崩の流下方向の長さも斜面特性の影響を大きく受けると考えられる。

(3) 雪崩の速度の水平距離変化

図5より、雪崩の速度は斜面勾配によって増減では

流下距離約4500mの地点で急激に減少し、雪を繰り返している。 $D_s = 0.15\text{mm}$ 以上のケース崩が静止に至っていることがわかる。これは(1)で述べたように雪崩が斜面勾配の小さな地形に流入したこと、地面や空気との界面が大きくなったこと、 $D_s = 0.05\text{mm}$ のケースにくらべ雪粒子の粒径が大きいため粒子の沈降速度が大きく、連行係数が小さいことなどの原因によるものであると考えられる。



## 4. 煙型雪崩の各解析モデルの比較

### 4. 1 煙型雪崩の各解析モデルの比較

1次元解析モデルと準2次元解析モデルの違いは、流下経路が未知数であるか既知数であるかという点であり、両解析モデルとも雪崩の形状は横方向の広がりが一様である半楕円体と仮定し解析を行なう。この仮定より両解析モデルの各パラメータの解析手法は同一であるから、異なった数値が生じるのは単純に初期条件の違いや、流下経路の違いによるものである。これに対して、2次元解析モデルでは前述したように雪崩の横方向の広がりも未知数であるため、楕円体で仮定された雪崩形状の変遷を把握することが容易であり、解析は雪崩の全領域を対象とし行なう。したがって横方向の広がりが一様であると仮定し単位幅あたりで解析する1次元、準2次元解析の解析手法と2次元解析モデルの解析手法は大きく異なる。

準2次元解析では雪崩の挙動が中心部の局所的な斜面特性に依存すると仮定したのに対して、2次元解析モデルでは雪崩前方の地形を平均し斜面特性を表現している。この斜面に対する幾何学的形状のモデル化の違いにより解析結果にどのような差が生じるのかも興味深い。

これらをふまえ、ここでは煙型雪崩における各シミュレーションモデルの解析結果の比較を、2次元解析モデルと準2次元解析モデルの比較に重点をおき説明していく。ここで対象とする解析結果には、初期条件として雪粒子の粒径に $D_s = 0.15\text{mm}$ を与えた解析結果を用い比較していく。

### 4. 2 雪崩の流下経路

図3において最急勾配線が1次元解析モデルの流下経路となる。また2次元解析モデルの流下経路はその中心部の流下経路である。

図3より、準2次元解析モデルおよび2次元解析モデルともに最急勾配線に沿うように雪崩が流下していることがわかる。しかし準2次元解析モデルでは雪崩が停止することなく南へ流下を続けるのに対して、2次元解析モデルでは実際の現象と同じように新穂高ロープウェイ中間駅付近で静止に至っている。これは、2次元解析モデルでは雪崩の界面に生じる摩擦が、式(11)に示すように空気や地面との界面の面積によって求められているため、単位幅あたりで解析されている準2次元解析モデルよりも大きな速度の損失が生じる

ためであると考えられる。また2次元解析モデルでは斜面特性が雪崩前方の地形を平均して求められているために、準2次元解析モデルにくらべ現実的に斜面形状が表現されていると考えられる。この点もこのような解析結果の違いが生じる原因になっていると考えられる。

### 4. 3 雪崩の高さの水平距離変化

図3より、雪崩の高さは準2次元解析モデルのほうが2次元解析モデルにくらべ非常に高くなっている。しかし準2次元解析モデルと2次元解析モデルでは高さの導出方法は大きく異なり、2次元解析モデルでは式(10)で述べたように最大広がり幅に関する無次元係数 $\alpha_{BB}$ によって雪崩の高さは大きく変化する。したがって雪崩の高さの違いは初期条件の与え方や導出方法の違いによるところが大きいと考えられる。

また1.5次元解析モデルは雪崩の高さが激しく上下しているが2次元解析モデルではグラフはなめらかな曲線を描いている。これは2次元解析モデルでは雪崩前方の地形を平均して斜面特性を求めているために、雪崩が影響をうける斜面形状が徐々に変化していくためであると考えられる。

### 4. 4 フェルミーモデルとの比較

図7において本モデルとフェルミーモデルの解析結果の比較を行っている。図7より、2次元解析モデルによる雪崩の流下速度とフェルミーモデルによる雪崩の流下速度は、発生直後の段階では数値に違いがあるものの、発生直後に急激に加速する点や静止にいたる過程が類似していることがわかる。発生直後の数値に違いがあるのはフェルミーモデルでは流下経路が入力データとして与えられているのに対して、2次元解析モデルでは流下経路を求めながら解析を行なうので、これにより生じる斜面特性の違いが少なからず影響していると考えられる。

準2次元解析モデルでは、速度は2次元解析モデルにくらべ全体的に大きな値をとり、流下距離4500m過ぎても、やや減速はするものの静止にまでは至らない。これは既に述べたように底面や空気との界面に生じる摩擦が2次元解析モデルにくらべ小さいためであると考えられる。

## 5. おわりに

国土数値情報2次メッシュと流動幅の式を組み込んだ

だ煙型雪崩の新しい2次元モデルを提案した。このモデルを2000年3月岐阜県吉城郡上宝村神通川水系蒲田川支流左俣谷で発生した大規模な表層雪崩に適用した。新しいモデルは大規模な表層雪崩の特徴を表現できるように見える。流動幅が単純に増加する場合しか表現できないが、多くの雪崩はこのような特徴を持っていると考えられる。

ここで示した煙型雪崩のシミュレーションモデルは若干の修正によって、火砕流へも適用可能である。実際、本シミュレーションはそのような意図を含んで行われたものである。火砕流への適用結果もあるが、紙数の制限と内容が煩雑になることから今回は煙型雪崩のシミュレーションに絞って原稿を書いた。火砕流のシミュレーションに興味のあるかたはご一報願いたい。

## 謝 辞

最後に本研究は文部科学省科学経費補助金基盤研究(C)(2)(課題番号13650565、研究代表者 福嶋祐介)の補助を受けた。ここ記して深甚なる感謝の意を表します。

## 参考文献

- (1) 浅野正彦, 2002: 煙型雪崩の流動シミュレーション手法の検討, 2001年度長岡技術科学大学修士論文.
- (2) Beghin, P., Hopfinger, E.J. and Britter, R. E., 1981: Gravitational convection from instantaneous sources on inclined boundaries, *J. Fluid Mech.*, 107, 407-422.
- (3) 福嶋祐介, 1986: 粉雪雪崩の流動機構の解析, *雪氷*, 48-4, 189-194.
- (4) 福嶋祐介, 1987: 新潟県柵口地区表層雪崩の流動解析, *雪氷*, 49-1, 1-8.
- (5) 福嶋祐介, 早川典生, 1992: 三次元地形を考慮した粉雪雪崩の数値解析, *雪氷*, 54-1, 11-18. 浅野
- (6) 福嶋祐介, 早川典生, 備前亨, 1993: 三次元傾斜サーマルの流動特性, *土木学会論文集*, 473/II-25, 17-24.
- (7) 福嶋祐介, 菊地卓郎, 西村浩一, 2002: 地吹雪における雪の連行係数に関する考察, *雪氷* 64-5, 533-540.
- (8) Garcia, M., 1990: Depositing and eroding sediment driven flows: turbidity currents, St. Anthony Falls Hydraulic Lab., Univ. of Minnesota, Project Report, 306, p.179.
- (9) Graf, W.H., 1984: *Hydraulics of Sediment Transport*, Water Resources Publications, 40-42.
- (10) 日本雪氷学会, 2001: 3.17左俣谷雪崩災害調査報告書(概要版).
- (11) Parker, G., 1982: Condition for the ignition of catastrophically erosive turbidity currents, *Marine Geology*, 46, 307-327.