

三次元地形と流動幅の変化を考慮した二次元煙型雪崩の 流動シミュレーションモデル

2-D Simulation Model of Powder Snow Avalanches with Variable Width Using 3-D Digital Map

福嶋 祐介*, 大澤範一**

*長岡技術科学大学工学部 **東京建設コンサルタント(株)

Yusuke Fukushima* and Norihito Oosawa**

*Nagaoka University of Technology **Tokyo Kensetsu Consultant Co. Ltd.

E-mail:fukushima@nagaokaut.ac.jp

1. 序論

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、水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、一様密度の流体中に温度差などによって密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。

福嶋(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。サーマル理論と福嶋の煙型雪崩理論は、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。

福嶋(1986)の理論によって雪崩の傾斜面の状況に応じた移動側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。福嶋・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、このモデルでは一次元モデルと同じように煙型雪崩の横方向の広がりが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。また、地形情報を手入力する必要があった。

一方、福嶋ら(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。

サーマルモデルの構造は複雑ではないがそれなりの数値解析の知識を必要とする。浅野(2001)は数値解析とその結果の表示、出力をパッケージ化したソフトウェアとして一次元の煙型雪崩シミュレータを開発した。

本研究では、国土数値情報から得られる3次元標高データを入力値とし、煙型雪崩の流下

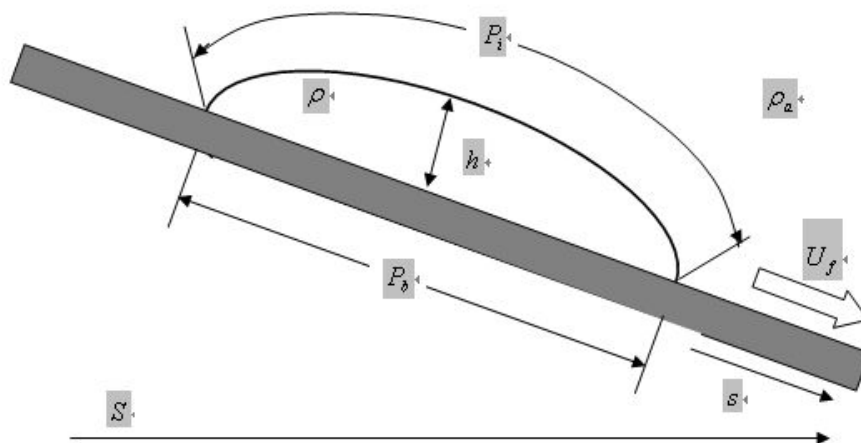


図 1 煙型雪崩の模式図と記号の説明

速度，最大高さ，雪粒子濃度，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する（日本雪氷学会，2001）．また，フェルミーモデルによる流下速度の解析結果との比較も行う．

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，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．これに対して二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.(1980)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．図 1 のように雪崩の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（福嶋・早川）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． x ， y 方向の流下速度を U_x ， U_y とする．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

$$\frac{dV_0}{dt} = E_a U_{abs} S_i \tag{1}$$

(2) 雪粒子の質量保存式

$$\frac{d}{dt} CV_0 = v_s (E_s - c_b \cos \theta) S_b \quad (2)$$

(3) x 方向の運動量保存式

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

(4) y 方向の運動量保存式

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

(5) 乱れエネルギーの保存式

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

(6) x 方向の水平位置に関する式

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

(7) y 方向の水平位置に関する式

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

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 は雪粒子平均濃度、 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、 θ は斜面の平均傾斜角、 k_v は付加質量係数、 ρ は雪崩の平均密度、 ρ_a は空気の密度、 g は重力加速度、 θ_x は x 方向の傾斜角の平均値、 τ_i は界面でのせん断応力、 τ_b は底面でのせん断応力、 θ_y は y 方向の傾斜角の平均値、 $K = \frac{1}{V_0} \int_{V_0} \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) dV$ 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、 ξ_p は無次元係数である。 x 、 y 方向は斜面上で直行していないので流下速度の絶対値 U_{abs} 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、 γ は以下に示す角度である。

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

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。

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

ここで、 b_{max} は最大横広がり幅、 α_B は最大広がり幅を規定する無次元パラメータである。

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。本モデルを完結させるためには、新たな仮定としていくつかの構成関係式が必要である。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.

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

ここに α は摩擦係数である. 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たと

$$\tau_i = \tau_b = c_D U_{abs}^2 \quad (12)$$

ここで, c_D は抗力係数である. したがって α と c_D は独立ではなくこれに加えて, 粘性逸散率に関する係数 β の間には以下の関係が成立する.

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

雪崩形状を規定する式についても多くの式が必要である. 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 (福嶋ら, 1993). 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, 雪崩の底面積, 空気との界面の面積は次の様に表される.

$$V_0 = \left(\frac{\pi}{6} \right) P_b b_{\max} h \quad (14) \quad S_b = \left(\frac{\pi}{4} \right) P_b b_{\max} \quad (15) \quad S_i = \alpha_1 S_b \quad (16)$$

底面での面積 S_b は平均傾斜角 θ で傾斜した斜面に対する面積を求めて用いている. α_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 h には次の関係が成り立つものとする.

$$P_b = \xi_b h \quad (17) \quad P_i = \xi_i h \quad (18)$$

ここで, ξ_b と ξ_i は形状係数であり, 他の形状係数と合わせて福嶋(1986)が求めた以下のような関係式を用いることにする.

$$\xi_i = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \sqrt{(4\xi_b^{-2} + 1)\xi_b} \quad (19) \quad k_v = 2/\xi_b \quad (20)$$

$$\xi_b = 4/(3\pi) \quad (21) \quad \xi_b = 8.47\theta^{-1/3} \quad (22)$$

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 ρ と雪粒子の平均濃度, 底面での密度 ρ_b と底面濃度 c_b には以下の関係がある.

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

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 については開水路の浮遊砂流のデータを用いた Garcia(1990)の式を採用することにした.

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

ここで, $A_1 = 1.0 \times 10^{-7}$ であり, 無次元係数 Z , 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.

$$Z = \frac{R_p^{0.6} u_*}{v_s} \quad (26) \quad R_p = \sqrt{RgD_s} D_s / \nu \quad (27a) \quad u_* = \sqrt{(\tau_b / \rho_b)} \quad (27b)$$

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。

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

雪粒子の沈降速度 v_s を求めるためには、静止空気中で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。

$$c_D = \frac{24}{\text{Re}} (1 + 0.150 \text{Re}^{0.687}) \quad (30) \quad \text{Re} = D_s v_s / \nu \quad (31)$$

で表される。ここに、 Re は粒子レイノルズ数である。計算では雪粒子の特性として粒径 D_s 、密度 ρ_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形状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 50m メッシュ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 θ_x 、 θ_y は福島・早川(1992)の方法により求めることができ、次式で表される。

$$\theta_x = \tan^{-1} \left(\frac{\sin \theta_0 \cos \phi}{\cos \theta_0} \right) \quad (32) \quad \theta_y = \tan^{-1} \left(\frac{\sin \theta_0 \sin \phi}{\cos \theta_0} \right) \quad (33)$$

ここで、 ϕ は最急勾配線の方向、 θ_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 ϕ に近いが慣性力の影響により、 ϕ と若干ずれることがある。雪崩の進行方向を ψ とし、雪崩の進行方向の斜面の傾斜角を θ 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後部の部分ではなく先端部分であり、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、それに含まれる三角形要素に対して θ_{xi} 、 θ_{yi} 、 θ_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。

$$\theta_x = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \theta_{xi} \quad (35a) \quad \theta_y = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \theta_{yi} \quad (35b) \quad \theta = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \theta_i \quad (35c)$$

この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点情報に基づいた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。

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(2001)から報告されている。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。

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る。流下方向の長さは式 (10), (17) 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。現地のデータと直接の比較はできないが、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 α_B は、雪崩の形状に関して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 $\alpha_B = 0.06$ としてシミュレーションしたが、 α_B をこれよりも小さくすれば雪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、横長の楕円形状になる。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 α_B を与えることが二次元解析モデルにおいては非常に重要である。

雪崩の高さは図 2 のように、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) を見ても明らかのように周囲空気の連行係数も大きくなる。その結果、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や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。

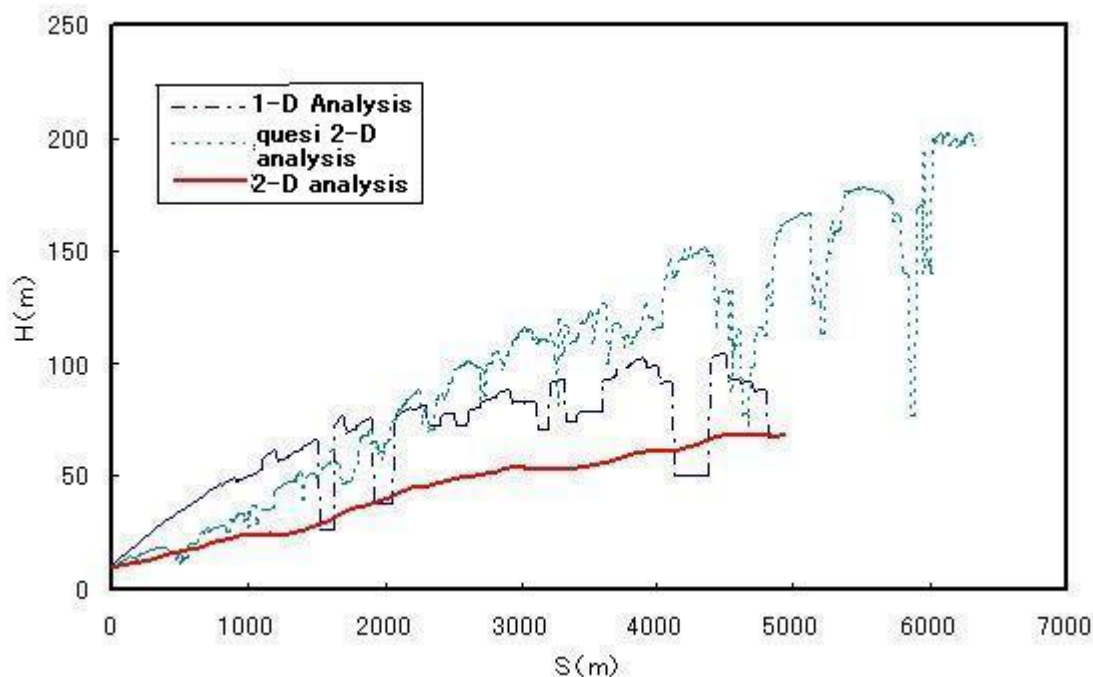


図 4 雪崩の最大厚さの流下距離変化

4. 二次元解析モデルの解析結果

煙型雪崩の二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 $R = (\rho_s - \rho_a) / \rho_a = 710$ とした。雪崩の初期層厚は $h_0 = 10 \text{ m}$ 、雪崩の初期最大広がり幅を $b_{\max 0} = 20 \text{ m}$ 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 $c_D = 0.02$ とした。初期濃度は $c_0 = 1.0\%$ とし、初期速度は $U_{\text{abs}0} = 0 \text{ m/s}$ ($U_{x0} = 0 \text{ m/s}$, $U_{y0} = 0 \text{ m/s}$) とした。また $U_{\text{abs}0} = 0 \text{ m/s}$ 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、雪崩が発生位置からの最急勾配線の方向に加速しうる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 α_B によって大きく変化する。ここ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 $\alpha_B = 0.06$ とし解析を行なった。

雪粒子の粒径は性質は時間と共に変化するが、ここでは雪粒子の粒径に $D_s = 0.05 \text{ mm}$, 0.15 mm , 0.25 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。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。

図 3 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 4500 m の地点で急激に減少する。図には示さないが、 $D_s = 0.15 \text{ mm}$ 以上のケースで雪崩が静止に至っていることがわかる。図 3 で、 U_x は東西方向の流下速度成分、 U_y は南北方向の流下速度成分、 U_{abs} は流速の絶対値である。流下速度 U_x は流下距離に対して大きく変化を繰り返している。これは東西方向の傾斜角が大きく変化しているためである。これに対して U_y , U_{abs} の変化は小さい。

5. 煙型雪崩の各解析モデルの比較

5.1 煙型雪崩の各解析モデルの比較

一次元解析モデルと準二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、二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一次元、準二次元解析の解析手法と二次元解析モデルの解析手法は大きく異なる。

準二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、二次元解析モデルでは雪崩前方の地形を平均した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、二次元解析モデルと準二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。

5.2 雪崩の高さの水平距離変化

図 6 より、雪崩の高さは準二次元解析モデルのほうが二次元解析モデルにくらべ非常に高くなっている。しかし準二次元解析モデルと二次元解析モデルでは高さの導出方法は大きく

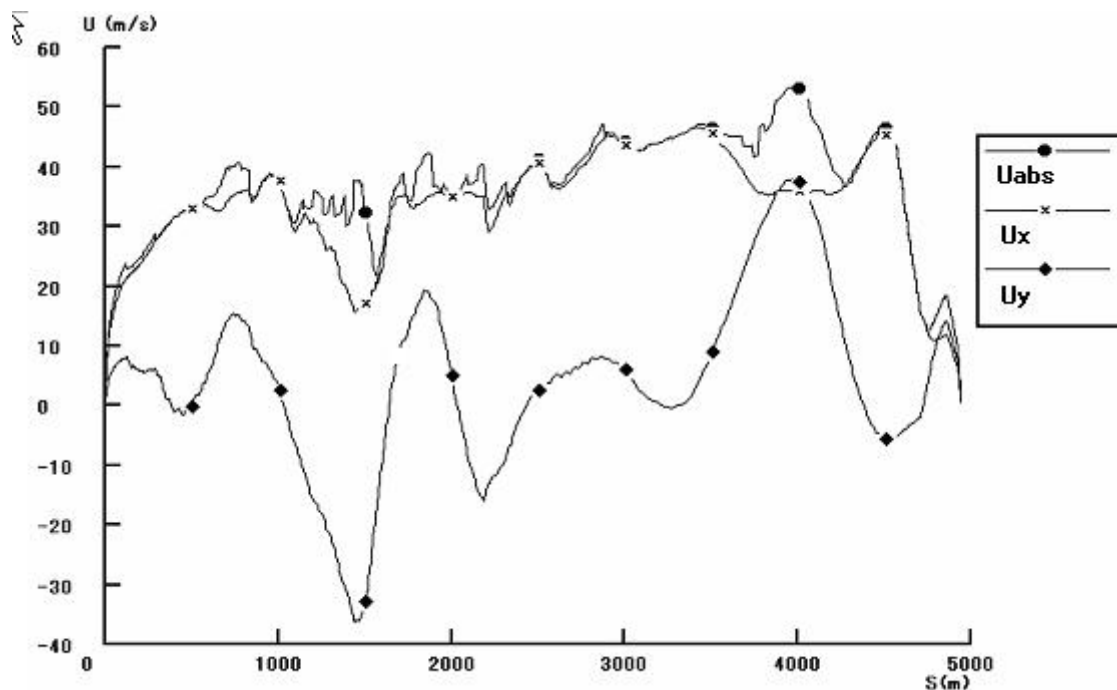


図 3 雪崩の流下速度の流下距離変化

異なり，二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 α_B 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雪崩の初期高さ，初期流下速度，初期エネルギーなどの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．

また準二次元解析モデルは雪崩の高さが激しく上下しているが二次元解析モデルでは数値の変化は緩やかでなめらかな曲線を描いている．これは二次元解析モデルでは雪崩前方の地

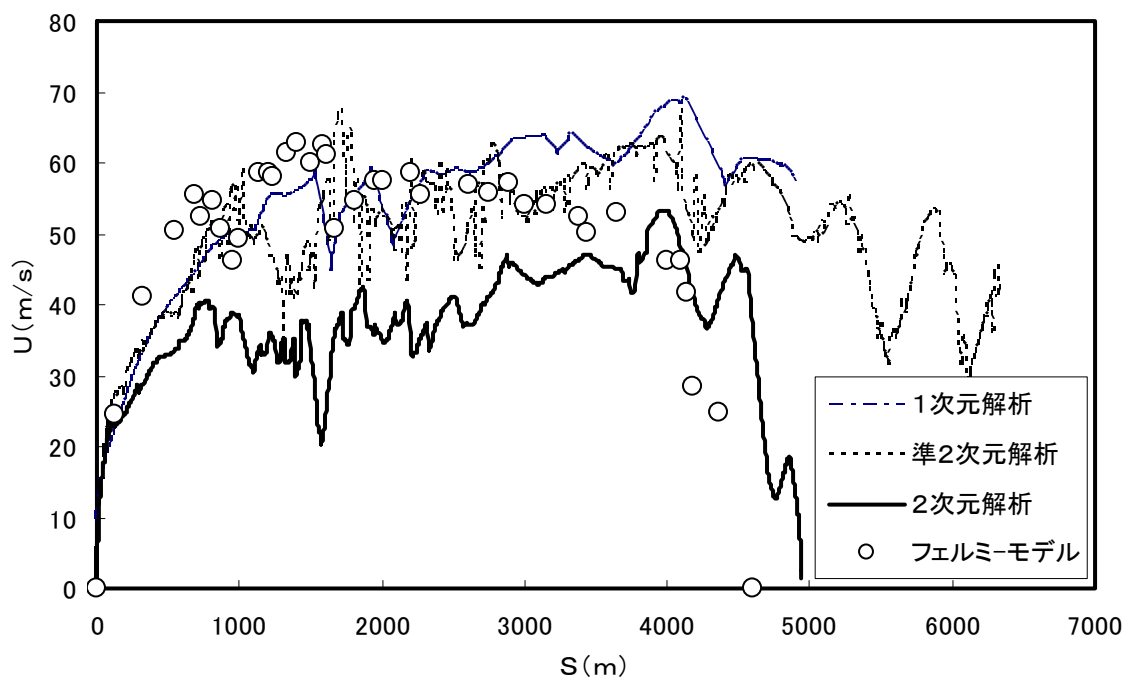


図 4 各モデルによる流下速度の比較

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。このように二次元モデルでは、平均的な斜面特性が考慮される。

5.3 フェルミーモデルとの比較

図 4 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 4 より、二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、流下距離 $S < 3500$ m の範囲では数値に違いがあるものの、 $S < 1000$ m の範囲で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、二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。

準二次元解析モデルでは、速度は二次元解析モデルにくらべて全体的に大きな値をとり、流下距離 4500m を過ぎても、やや減速はするものの静止にまでは至らない。これは、底面や空気との界面に生じる摩擦が二次元解析モデルにくらべて小さいためであると考えられる。

今回の二次元モデルでは流動幅全体にわたって流動し抵抗が生じていると考えているため、一次元解析、準二次元解析から計算される値に比べて、流下速度の値が小さく計算されている。実際には流下速度は中央部で大きくなると考えられる。また、フェルミーモデルが流れ型を前提としているが二次元モデルの流下速度の値に比べて大きく計算されているのは、フェルミーモデルでは抵抗係数の値によって流下速度の値が大きく変化することによる。

6. 結論

国土数値情報 2 次メッシュによる三次元地形の情報を取り込み、雪崩の流動幅の式を組み込んだ煙型雪崩の新しい二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、流下速度、流動幅、雪崩の到達距離などの大規模な表層雪崩の特徴を表現できる。本解析では、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。

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。ここに記して深甚なる感謝の意を表します。

文 献

- [1] 浅野正彦, “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 (2002).
- [2] Beghin, P., Hopfinger, E.J. and Britter, R. E., “Gravitational convection from instantaneous sources on inclined boundaries”, *J. Fluid Mech.*, 107, (1981), 407-422.
- [3] 福嶋祐介, “粉雪雪崩の流動機構の解析”, *雪氷*, 48-4, (1986), 189-194.
- [4] 福嶋祐介, “新潟県柵口地区表層雪崩の流動解析”, *雪氷*, 49-1, (1987), 1-8.
- [5] 福嶋祐介, 早川典生, “三次元地形を考慮した粉雪雪崩の数値解析”, *雪氷*, 54-1, (1992), 1-8.
- [6] 福嶋祐介, 早川典生, 備前亨, “三次元傾斜サーマルの流動特性”, *土木学会論文集*, 473/II-25, (1993), 17-24.
- [7] 福嶋祐介, 菊地卓郎, 西村浩一 “地吹雪における雪の連行係数に関する考察”, *雪氷* 64-5,

- (2002), 533-540.
- [8] Garcia, M., “Depositing and eroding sediment driven flows: turbidity currents”, St. Anthony Falls Hydraulic Lab., Univ. of Minnesota, Project Report, 306, (1990), p.179.
- [9] Graf, W.H., “Hydraulics of Sediment Transport”, Water Resources Publications, (1984) 40-42.
- [10] 日本雪氷学会, “3.17 左俣谷雪崩災害調査報告書 (概要版), ” (2001).
- [11] Parker, G., “Condition for the ignition of catastrophically erosive turbidity currents”, Marine Geology, 46, (1982), 307-327.