

雪崩の粒子流モデルとその適用に関する研究

GRANULAR FLOW MODEL OF AVALANCHE AND ITS APPLICATION

高橋 保¹・辻本浩史²

Tamotsu TAKAHASHI, Hirofumi TSUJIMOTO

¹フェロー 工博 京都大学教授 京都大学防災研究所 (〒611 宇治市五ヶ庄)

²正会員 工修 財団法人日本気象協会関西本部 (〒537 大阪市東成区東今里 3-16-11)

To contribute for delineation of the hazardous area by avalanche, a theory for the mechanics of flow, erosion and deposition is presented. In this model, avalanche is modeled as a granular flow including snow balls, in which the probability of snow balls' flocculation depends on the temperature of snow. The constitutive equations are obtained in taking the inelastic collision, the kinetic momentum transport and static skeleton stress into account. Using this model, the dry-type avalanche at Mt. Gongen-dake in 1986, and the wet-type avalanche at Mt. Shirouma-dake in 1992 are reproduced by the numerical simulation. The results of calculation agree well with the actual phenomena.

Key Words : avalanche, granular flow, numerical simulation

1. はじめに

豪雪地帯を多く抱えるわが国では、古来より雪崩によって多くの人的・社会的被害がもたらされてきた。雪崩による災害を防ぐためには、発生予知による目先の危険回避とともに、危険地帯のゾーニングや防護柵の設置といった長期的な対策が重要であり、このためには雪崩の通過経路や到達範囲を精度良く推定できる流動モデルが必要となる。従来の研究では、雪崩を非ニュートン流体的に扱ったモデル¹⁾や1個の質点として解析したモデル²⁾が中心であり、その他には、雪崩を無数の雪玉の集合体としたモデル³⁾や、乾雪雪崩を対象としてサーマル理論を応用したモデル⁴⁾も提案されてきた。近年では、雪崩を雪氷粒子からなる粒状体流れとして位置づけ、流路実験や理論研究^{5),6),7)}を通じて応力構造の理解を深めようとする研究も行われるようになった。

著者ら⁸⁾は、様々な雪質の雪氷粒子を長時間流動させる実験を行い、流動の様子や流速分布および底面の滑り速度について検討を行った。その結果をもとに理論考察を行い、先に提案した粒状体流れの構成則⁹⁾を基に、気温・雪温に応じた流動形態の違いや、雪の付着性による雪塊の生成を考慮できる雪崩の抵抗則を導いている。

本研究では、このモデルをさらに発展させ、通過・堆積範囲の推定を行うために必要となる侵食・堆積機構についての実験・理論的検討を行い、流動から

堆積までを一貫して扱うことができる雪崩の流動モデルを提案する。また、得られたモデルを平面二次元流動・堆積シミュレーションモデルに拡張し、実現象における表層雪崩本体部の再現計算を行う。

なお、本研究では、主に雪粒子が高濃度で流動している雪崩本体部を対象としており、上部に形成される雪煙部分についての検討は行っていない。

2. 雪崩の流動機構

(1) 内部構造

著者ら⁸⁾は、様々な雪質の雪を流動させて流路実験を行い、雪崩を雪氷粒子からなる粒状体流れとしてとらえて内部構造を検討してきた。その結果、雪崩の構造が図-1のようであり、

- 雪粒子同士は互いに接触し合うような高濃度で流動し、流速分布は直線的にたった形となっている。
- 雪温が高い湿雪の場合には雪粒子が凝集して雪塊が生成され、雪塊同士は互いに衝突しながら流下する。この結果、流速分布には下に凸の傾向が現れる。
- 底面に顕著な滑りが認められ、その大きさは雪温が低いほど大きい。

ことなどが確かめられた。

このような流動の様子や得られた流速分布から、雪崩の流動を支配する応力として主要な応力は形式

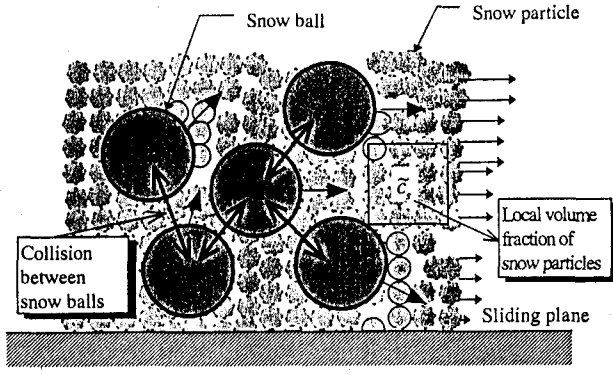


図-1 雪粒子と雪塊からなる流れ

的に次式で示される。

$$\tau = \tau_s + \tau_{cs} + \tau_{cl} + \tau_{kl} \quad (1)$$

$$p = p_s + p_{cs} + p_{cl} \quad (2)$$

$$\tau_s = p_s \tan \phi_s \quad (3)$$

ここに、 τ_s ：雪粒子と雪塊を含めたマクロな接触によるせん断応力、 τ_{cs} ：雪粒子同士の衝突によるせん断応力、 τ_{cl} ：雪塊同士の衝突によるせん断応力、 τ_{kl} ：雪塊の運動量輸送によって生じるせん断応力、 p_s ：接触による圧力、 p_{cs} ：雪粒子の衝突による圧力、 p_{cl} ：雪塊同士の衝突による圧力、 ϕ_s ：内部摩擦角である。

式(1)～式(3)に含まれる各項の表記方法については様々¹⁰⁾であるが、高橋・辻本⁹⁾は斜面上の粒状体流れの応力構造を議論しており、この考えを粒径の異なる雪粒子と雪塊からなる流れに応用すると、例えば、せん断応力が次のように示される⁹⁾。

$$\tau_s = \alpha \rho_m g (H - z) \cos \theta \tan \phi_s \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \tau_g &= \tau_{cs} + \tau_{cl} + \tau_{kl} \\ &= (K_1 + K_2 + K_3) \rho_{pl} d_{pl}^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \end{aligned} \quad (5)$$

$$\text{ここに、} K_1 = \frac{1}{g_{0l}} \frac{4\sqrt{15}}{75\sqrt{\pi}} \frac{1+e_s}{\sqrt{1-e_s}} \tilde{c}_{s0} g_{0s} \frac{\rho_{ps}}{\rho_{pl}} \frac{d_{ps}^2}{d_{pl}^2},$$

$$K_2 = \frac{4\sqrt{15}}{75\sqrt{\pi}} \frac{1+e_l}{\sqrt{1-e_l}} c_l^2 g_{0l}, \quad K_3 = \frac{1}{3g_{0l}\sqrt{15\pi}(1-e_l)},$$

α ：粒子を支える圧力のうち静的な部分が占める割合、 ρ_m ：流れのみかけの密度、 g ：重力加速度、 H ：流動深、 θ ：流路勾配、 e_i ：反発係数、 c_i ：濃度（雪粒子の場合は局所的な濃度）、 ρ_{pi} ：密度、 d_{pi} ：粒径で、 $i=s, l$ はそれぞれ雪粒子、雪塊を示す。また、 g_{0i} は Radial distribution function で

$$g_{0i} = \left\{ 1 - (c_i/c_*)^{1/3} \right\}^{-1} \quad (6)$$

で定義される。なお、雪粒子の局所的濃度と雪塊濃度との関係は、雪塊が全く含まれない場合の雪粒子

濃度 $\tilde{c}_{s0}$ を用いて、

$$\tilde{c}_s = \tilde{c}_{s0} - c_l \quad (7)$$

としている。また、 α は雪粒子と雪塊を合わせたマクロな濃度 $\tilde{c}_m$ の関数であり、本研究では次のように表している。

$$\alpha = \left(\frac{\tilde{c}_m - c_{s \min}}{c_* - c_{s \min}} \right)^m; \quad c_{s \min} \leq \tilde{c}_m \leq c_* \quad (8)$$

ここに、 $c_{s \min}$ は接触応力が生じる限界濃度、 c_* ：最密充填密度、 m ：定数である。

ここで、濃度 c_i については深さ方向に一定とした近似が成り立つとすれば、式(4)～式(5)を用いて二次元等流状態における底面せん断力が次のようになる。

$$\tau_b = \rho_m f U^2 \quad (9)$$

$$f = \left(\frac{4}{25} K + \frac{4}{5} \sqrt{K} U_{sl} + U_{sl}^2 \right)^{-1} \quad (10)$$

$$K = \frac{\rho_m}{\rho_{pl}(K_1 + K_2 + K_3)} \left(\frac{H}{d_{pl}} \right)^2 \left(1 - \frac{\alpha \tan \phi_s}{\tan \theta} \right) \quad (11)$$

ここに、 τ_b ：底面せん断力、 f ：抵抗係数、 U ：断面平均流速、 U_{sl} ：無次元滑り速度である。

式(9)～式(11)において、 $\tan \theta \leq \alpha \tan \phi_s$ のような場では $K=0$ となり、流れは底面の滑りに支配される剛体的なものとなる。滑り速度の大きさは、雪質によって異なることが実験において確認され、雪崩の流動モデルの中で重要な意味をもっている。本研究では、境界面での運動量変化に着目して底面の滑り速度を定式化した Johnson と Jackson¹¹⁾ の研究を参考にして、無次元滑り速度を次式で与えている⁸⁾。

$$U_{sl} = U_{slc} + U_{slf} \quad (12)$$

$$U_{slc} = \frac{4\sqrt{3}c_*(1+e_s)\tilde{c}_{s0}}{\phi'\pi} \sqrt{\frac{(1-\alpha)\tan\theta}{2(1+e_s)g_{0s}\tilde{c}_{s0}}} \quad (13)$$

$$U_{slf} = \frac{2\sqrt{3}c_*(\tan\theta - \tan\delta)\alpha}{\phi'\pi g_{0s}} \sqrt{\frac{2(1+e_s)g_{0s}\tilde{c}_{s0}}{(1-\alpha)\tan\theta}} \quad (14)$$

ここに、 U_{slc}, U_{slf} ：それぞれ衝突応力、接触応力に起因する滑り速度、 ϕ' ：雪粒子が底面に衝突した際に運動量を失う割合を示す係数、 δ ：雪粒子と底面の間の摩擦角である。式(13)、式(14)において ϕ' 、 δ の値は雪温が低いほど、底面が滑らかなほど小さい値をとる。

(2) 雪粒子の雪塊化

本研究で用いる雪崩の構成則の特徴は、乾雪と湿雪による流動特性の違いが、底面の滑り速度や流動層に含まれる雪塊濃度の違いによって表現できる点である。滑り速度については既に示したが、雪崩のもう一つの大きな特徴は、乾雪雪崩と湿雪雪崩では、

流動層内に生成される雪塊の割合が大きく異なり、このことが流動特性を特徴づけている点である。提案した構成則をより有効に用いるためにも、その生成過程をモデル化することが必要となる。本研究では、付着性強い雪粒子が衝突の際に凝集することによって雪塊が生成されると考え、粒子の衝突回数に着目して次のように考えている⁸⁾。

粒径 i と粒径 j の粒子が衝突して粒径 k の粒子が生成されるとすると、その生成速度は

$$\frac{dn_k}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{i+j=k} N_{ij} - \sum_{i=1}^{\infty} N_{ik} \quad (15)$$

となる。ここに、 n_k : 粒径 k の粒子の数密度、 N_{ij} : 粒径 i と粒径 j の粒子間で起こる単位時間、単位体積あたりの衝突回数である。

雪粒子は図-1に示すような高濃度流れの中では、上下方向の運動が抑制されるために、比較的層流状態で流動しながら他の雪粒子と衝突していると考えられる。このような場合、衝突回数は

$$N_{ij} = \frac{(d_{pi} + d_{pj})^3}{6} \frac{du}{dz} n_i n_j \quad (16)$$

となる。衝突が行われている局所的な場が $d_{pi} \approx d_{pj} \approx d_m$ のほとんど同一粒径の粒子で構成されているとすれば、式(16)を式(15)に代入して、すべての k について合計すると、層流的なせん断場での粒子の総数変化が

$$\frac{dn_{\infty}}{dt} = -\frac{4}{\pi} V E_T \frac{du}{dz} n_{\infty} \quad (17)$$

で与えられる。ここに、 $V = \pi d_m^3 n_{\infty} / 6$ である。ただし、 E_T は雪質によって衝突時の凝集頻度が異なる特性を表すための係数で、とりあえず

$$E_T = \exp\left(-\frac{|T_s|}{a}\right) \quad (18)$$

として与える。ここに、 T_s : 雪温、 a : 定数である。

式(17)を解くことで、雪粒子の造粒作用による数密度の変化が計算できる。さらに、雪崩が雪粒子と雪塊の二粒径のみで構成されているとすると、

$$n_{\infty} = \frac{6c_l}{\pi d_{pl}^3} + \frac{6\tilde{c}_s}{\pi d_{ps}^3} \quad (19)$$

が成立する。 $\tilde{c}_s$ については式(7)を用いると、式(19)から雪温に対応した雪塊濃度 c_l の時間変化が得られることになる。

3. 雪崩の侵食・堆積機構

これまで示してきた雪崩流動モデルを用いて実現象の再現計算や、発生規模を想定した上での危険範囲の設定を行うためには、侵食・堆積過程のモデルが必要となる。大規模な雪崩走路跡の調査結果¹²⁾で

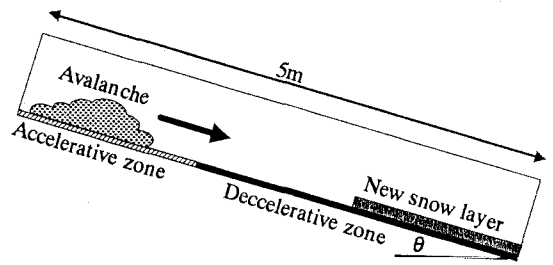


図-2 実験流路の概要

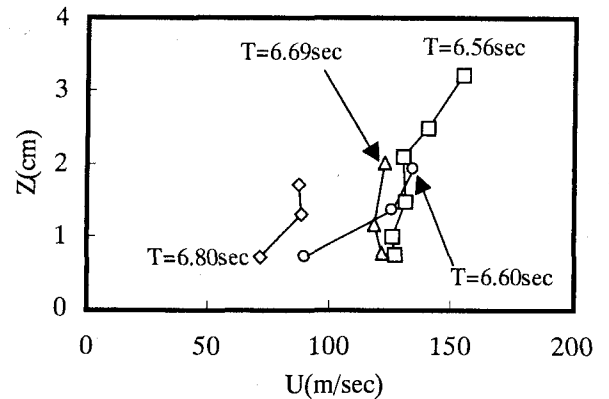


図-3 堆積過程にある雪崩の流速分布

は、侵食崖が形成されていることや走路底面が圧雪状態になっていたことが報告されているが、このような場における侵食・堆積の様子を実験で確かめ、モデル化を試みた研究例は少ない。そこで、本研究では、長さ 5m、幅 10cm の直線流路を京都大学防災研究所穂高砂防観測所に設置して侵食・堆積過程の実験を行った。

図-2に示すように、底面を滑りやすくした上部流路で新雪を加速させて模擬雪崩を流下させ、塩化ビニール板を張り付けた流路下部における流動状況を側面から高速度ビデオで撮影した。実験は種々の勾配、気温のもとで行われたが、このうち図-3は、減速・停止する流動層の流速分布を時間的に追跡したものである。この図より、堆積過程の流動層内部では、底面付近の流速から減少して行く傾向があるものの、滑り速度は依然として顕著であり、全体としては剛体的な挙動を示しながら徐々に減速していくと考えて良さそうである。このような挙動は、土石流や泥流の堆積過程が濃度の支配則から議論されることが多いのとは対照的である。そこで、本研究では、式(10)において $K=0$ が成立するような緩傾斜帯での雪崩は、底面の滑りによって減速しながら進行し、一定の基準値 U_{min} 以下になると、全層が非常に短い時間 (ΔT) で停止すると考え、堆積速度を次式で与える。

$$i_d = -H/\Delta T \quad (20)$$

なお、 $K=0$ が成立するのは、式(8)で示された α や、 ϕ_s の値によっても変化するが、おおよそ 38 度

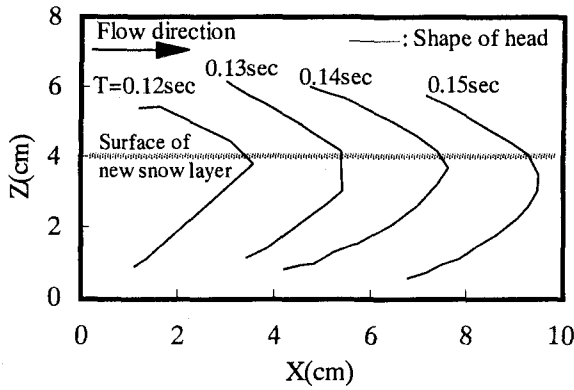


図-4 新雪堆積層上を進行する雪崩先端部

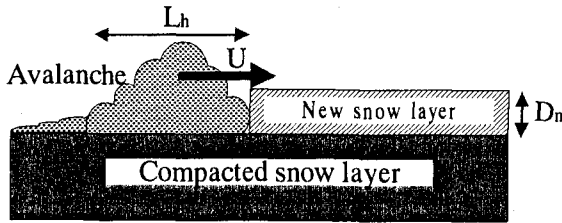


図-5 雪崩先端部の侵食モデル

より緩勾配の斜面である。

次に、図-4は流路上に自然状態で柔らかく積もった約4cmの新雪上を流下する模擬雪崩先端部の様子を示したものである。先端部の位置を1/100秒毎に描いたものであるが、雪崩が新雪層を押しつぶし、侵食しながら進行している様子が示されている。実際の雪崩を目撃した証言¹²⁾では「ブルドーザが押し進むように雪面をかきわけながら、表面の雪を前方に押し出すように流下した。」とあるが、今回の実験結果も、その様子を再現しているといえよう。このような点を考慮し、本研究では侵食モデルを図-5に示すように、長さ L_h の雪崩先端部が通過する間に、層厚 D_n の新雪が速やかに取り込まれると考え、その侵食速度を

$$i_e = D_n U / L_h \quad (21)$$

で与えることにする。

4. 平面二次元流動・堆積シミュレーション

(1) 支配方程式

雪崩を非圧縮性と仮定し、流動深方向に積分して平面二次元流動・堆積シミュレーションの基礎方程式を導くと、質量保存則、運動量保存則は以下のように示される¹³⁾。

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = i \quad (22)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial (UM)}{\partial x} + \frac{\partial (VM)}{\partial y} \\ & = gH \sin \theta_{bx0} - gH \cos \theta_{bx0} \frac{\partial (H+z_b)}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\rho_m} \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial (UN)}{\partial x} + \frac{\partial (VN)}{\partial y} \\ & = gH \sin \theta_{by0} - gH \cos \theta_{by0} \frac{\partial (H+z_b)}{\partial y} - \frac{\tau_{by}}{\rho_m} \end{aligned} \quad (24)$$

ここに、 U, V : x, y 方向断面平均流速、 $M = UH$ 、 $N = VH$ 、 z_b : 堆積面の厚さ、 $\theta_{bx0}, \theta_{by0}$: x, y 軸の傾斜角である。 i は堆積・侵食速度で、堆積

($\sqrt{U^2 + V^2} \leq U_{\min}$) の場合 $i = i_d$ 、侵食の場合 $i = i_e$ である。また、 τ_{bx}, τ_{by} は x, y 方向の底面せん断力で、式(10)で表される抵抗係数を用いて、それぞれ

$\tau_{bx} = \rho_m f U \sqrt{U^2 + V^2}$ 、 $\tau_{by} = \rho_m f V \sqrt{U^2 + V^2}$ と表現される。また、数密度の保存則は次のようである。

$$\frac{\partial (n_\infty H)}{\partial t} + \frac{\partial (n_\infty M)}{\partial x} + \frac{\partial (n_\infty N)}{\partial y} = i n_b - I_v H \quad (25)$$

ここに、 n_b は侵食の場合は侵食される積雪層の数密度、堆積の場合は流動層の数密度である。また I_v は式(17)で示される衝突・凝集による数密度の減少速度($= dn_\infty / dt$)である。

(2) 再現計算

実際に発生した乾雪雪崩と湿雪雪崩を対象に再現計算を行った。計算に用いる諸定数は、著者ら⁸⁾の流路実験や理論考察の結果および現地調査の報告¹⁴⁾等を基に、 $\tilde{c}_{s0} = 0.56$ 、 $d_{ps} = 0.002m$ 、 $d_{pl} = 0.1m$ 、 $e_s = 0.4$ 、 $e_l = 0.4$ 、 $m = 0.2$ 、 $a = 0.8$ とし、侵食・堆積速度に含まれる諸量については $U_{\min} = 0.5m/s$ 、 $L_h = 100m$ として、これらの値は雪崩のタイプによらず一定とした。乾雪雪崩と湿雪雪崩で異なるのは、滑り速度に関するパラメータ ϕ', δ である。

a) 乾雪雪崩

乾雪雪崩の再現計算として、新潟県能生町で1986年1月26日に発生し、13名が犠牲となった乾雪表層雪崩を対象とした。雪温は現地観測データから推定した $-6^\circ C$ を与えた。 ϕ', δ の値は、著者らの実験結果⁸⁾から、乾雪雪崩の場合に湿雪雪崩よりも小さい値となることが分かっているが、それぞれの代表的な値を得るまでには至っていない。そこで、ここでは若干の試行計算を行い $\phi' = 0.04, \delta = 2^\circ$ とした。侵食される新雪層の厚さ D_n は、現地調査結果をもとに、標高600m以上は $D_n = 2.5m$ 、それ以下は $0.5m$ としている。地盤高は、国土地理院の標高データから作成した25m格子データに若干の平滑化を加えたものを用いている。

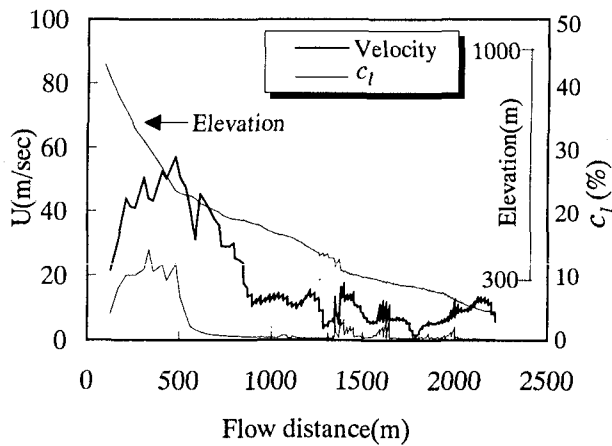


図-6 計算による雪崩先端部の標高、速度および雪塊濃度の時間変化（乾雪雪崩）

推定された雪崩発生域の形状から、上流端での流入幅、流動深はそれぞれ 100m、2.5m とし、 $24\text{m}^2/\text{s}$ の単位幅流量を 10 秒間継続して与えて計算を行った。流入地点では雪粒子濃度 $\bar{c}_s = 0.56$ 、雪塊濃度 $c_l = 0.0$ の一定値を与えている。その結果、図-6 に示すように雪崩は標高 600m 付近までの平均斜度約 45° の急斜面で加速し、緩斜面に入る時点での流速は約 60m/s となった。この時点までに雪塊が生成され、その濃度 c_l は約 10% 程度となっている。その後は侵食によって雪粒子を取り込むことや、緩傾斜帯における雪崩内部の歪み速度が小さいために雪塊の生成が抑制されることから濃度は減少している。この結果は、堆積層に雪塊が含まれてはいるものの、自然積雪層との区別が困難であった実際の雪崩堆積域の特徴を再現しているものと考えられる。雪崩は新雪を取り込みながら、約 200 秒後には上流端における流入量の約 8 倍の流動量となって先端部は図-7 に示すように柵口集落に到達している。計算された雪崩の通過経路は実績を良好に再現していることが分かる。図-7 時点での雪崩流動量の計算値は $2.2 \times 10^5 \text{m}^3$ であり、現地調査の結果得られた雪崩堆積量 $(1 \sim 3) \times 10^5 \text{m}^3$ と比較して妥当な値となった。なお、雪崩は上部に雪煙をとまなう形態であったと考えられている。雪煙部の形成過程については不明な点も多いが、Hopfinger¹⁵⁾は流動速度が約 10m/s に達すると雪煙部が形成されることを指摘している。計算で得られた急斜面での 60m/s 近い流動速度や、本体部の大部分が雪粒子から成っている結果を考慮すると、雪粒子は乱れによって浮遊し、雪煙部を形成した可能性が高いことを、このモデルも示している。

b) 湿雪雪崩

再現計算の対象は、1992 年 5 月 4 日に長野県の北アルプス白馬岳東斜面の大雪渓で発生した大規模表層雪崩である。発生時の雪崩発生地点の気温からは乾雪・湿雪の区別は明確でないが、撮影された写真

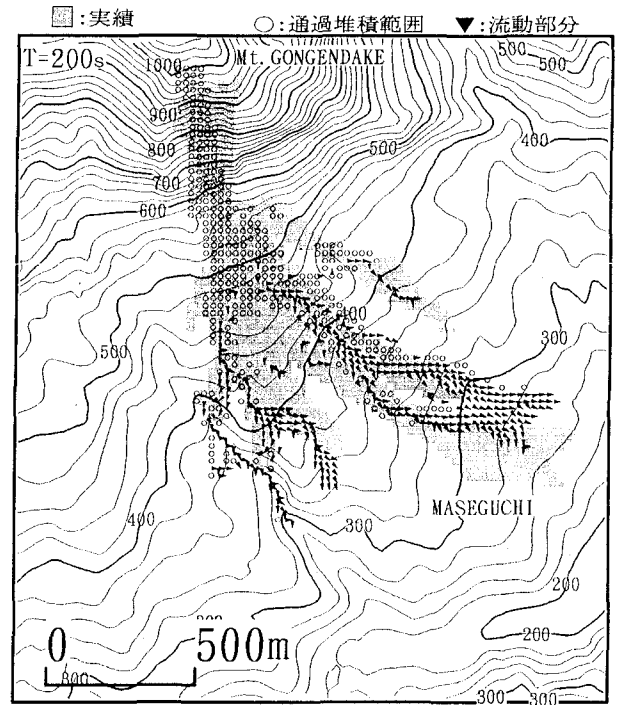


図-7 計算による流動・堆積範囲と実績堆積範囲の比較（乾雪雪崩）

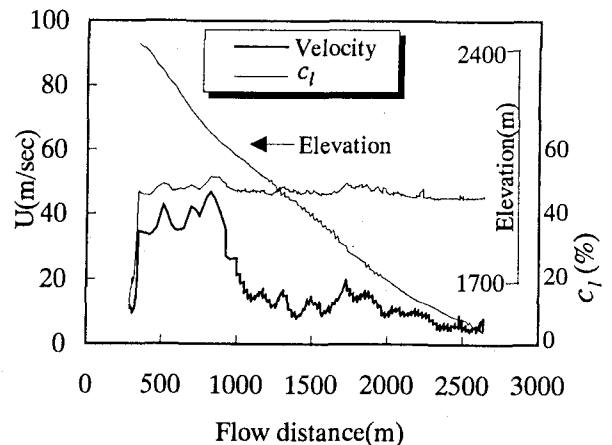


図-8 計算による雪崩先端部の標高、速度および雪塊濃度の時間変化（湿雪雪崩）

や現地証言¹²⁾から湿雪雪崩であった可能性が高い。雪温は現地観測データから推定した -2°C を与え、 ϕ, δ の値については、乾雪雪崩の場合と同様に若干の試行計算の結果 $\phi = 0.125, \delta = 5^\circ$ としている。また、標高 2200m 以上は $D_n = 2.0\text{m}$ 、それ以下は 0.2m とした。上流端で流入幅は推定された雪崩発生域の形状から 275m とし、その他の計算条件や流入境界条件については乾雪雪崩と同一とした。計算の結果、図-8 に示すように雪崩は約 40m/s まで加速した後、勾配が徐々に緩やかになる斜面を約 10m/s の速度で流下している。約 300 秒後には、上流端における流入量の約 6 倍の流動量となって先端部は図-9 に示すよ

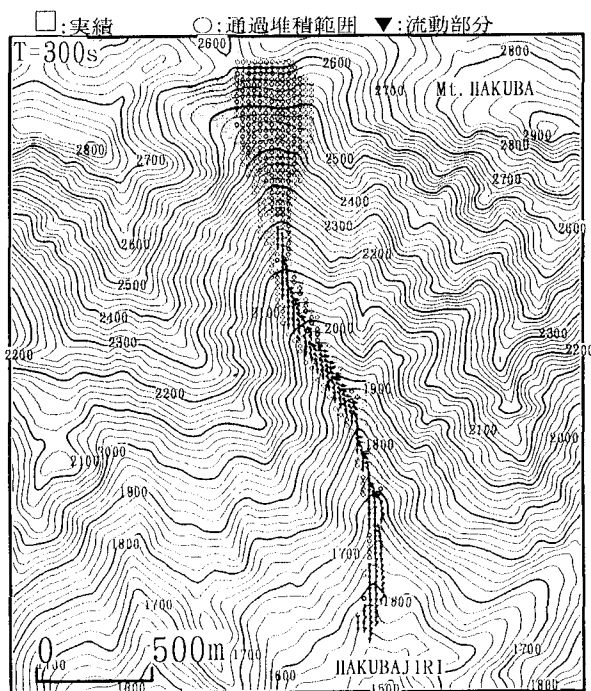


図-9 計算による流動・堆積範囲と実績堆積範囲の比較
(湿雪雪崩)

うに標高 1500m 付近まで到達している。この付近での流速の計算値は 5~6m/s 程度で、「かけ足程度の速度」と証言された実際の状況と近い値になっており、計算された雪崩の通過経路も実績を良好に再現していることが分かる。なお、設定した雪温では雪塊が早い時点で生成され、その濃度 c_f は 45% 程度である。流下中の雪崩を写した写真には、雪塊が多数集まって形成された先端部がとらえられており¹²⁾、計算の妥当性が伺える。図-9 時点での雪崩流動量の計算値は $4.2 \times 10^5 \text{ m}^3$ であり、現地調査の結果得られた雪崩堆積量 $3.9 \times 10^5 \text{ m}^3$ とほぼ一致している。

5. おわりに

本研究では、粒状体流れの構成則に基づいた雪崩流動モデルを用いて、実際の雪崩を対象とした再現計算を行った。その結果、流動・堆積範囲の再現性は良好で、雪温による雪塊の生成濃度についても実際の現象を再現することがわかった。今後は、適用事例を増やしながらモデルに含まれるパラメータの検証を行うとともに、乾雪雪崩上部に形成される雪煙部のシミュレーションへとつなげていく予定である。

謝辞：本研究の実験遂行にあたり、穂高砂防観測所の沢田豊明助教授、志田正雄技官、水災害部門の里深好文助手、吉田義則技官、大学院生の奥村裕史君に多大な協力をいただいた。また、本研究

には文部省科学研究費基盤研究(B)(2)「課題番号：08458102、地上における高速固気混相流（火砕流及び雪崩）の流動機構、研究代表者：高橋 保」の援助を受けた。関係各位に感謝する次第である。

参考文献

- 1) Voellmy, A. : Über die Zerstörungskraft von Lawinen, Sonderdruck aus der Schweiz, Bauzeitung, 73, pp.159-165, 1955.
- 2) Salm, B. : Contribution to avalanche dynamics, IASH-AIHS Pub.69, pp.199-214, 1966.
- 3) Nakanishi, H., Simomura, T. and Fujisawa, K. : Numerical simulation of motions of avalanches by "BALL MODEL", Proceeding of the Japan-U.S. workshop on snow avalanche, landslide, debris flow prediction and control, pp.207-212, 1991.
- 4) 福嶋祐介：粉雪雪崩の流動機構の解析，雪氷，48 巻，pp.189-pp.197, 1986.
- 5) Nishimura, K., Maeno, N. and Nakagawa, M. : Chute flow experiments of ice spheres, Proceeding of the Japan-U.S. workshop on snow avalanche, landslide, debris flow prediction and control, pp.191-196, 1991.
- 6) 小杉健二，佐藤篤司，阿部修，納口恭明，山田譲，西村浩一，和泉薫：ピンポン球雪崩の運動と構造，平成 5 年度日本雪氷学会全国大会講演予稿集，pp.8, 1993.
- 7) 寺田秀樹，大浦二郎，中村良光，宮本邦明：氷球の見かけの反発係数に着目した雪崩の流動機構(2)，平成 5 年度砂防学会研究発表会概要集，pp.309-312, 1993.
- 8) 高橋保，辻本浩史：雪崩の流動機構に関する研究，京都大学防災研究所年報，第 40 号 B-2, 1997.
- 9) 高橋保，辻本浩史：斜面上の粒状体流れの流動機構，土木学会論文集 No.565/Ⅱ-39, pp.57-71, 1997.
- 10) Bagnold, R.A. : The shearing and dilatation of dry sand and 'singing' mechanism, Proc. Roy. Soc. A, Vol.295, pp.219-232, 1966.
- 11) Johnson, P.C. and Jackson, R. : Frictional-collisional constitutive relations for granular materials, with application to plane shearing, J. Fluid Mech., vol.140, pp.223-256, 1987.
- 12) 寺田秀樹，藤澤和範，大浦二郎，小川紀一郎，白杵伸浩：1992 年 5 月 4 日白馬大雪渓の大雪崩について，雪氷，55, pp.183-189, 1993.
- 13) 高橋保，中川一，佐藤広章：扇状地における土砂氾濫災害危険度の評価，京都大学防災研究所年報，第 31 号 B-2, pp.655-676, 1988.
- 14) 自然災害科学総合研究班：新潟県能生町表層雪崩災害に関する総合的研究，自然災害特別研究突発災害研究成果 No.B-60-8, 1986.
- 15) Hopfinger, E.J. : Snow avalanche motion and related phenomena, Ann.Rev.Fluid Mech., 15, pp.47-76, 1983.

(1997. 9. 30 受付)