# MPS法の雪崩への適用に向けての二、三の検討

FUNDAMENTAL STUDIES ON APPLICATIONS OF MPS METHOD FOR COMPUTING SNOW AVALANCHES

## 大塚達也<sup>1</sup>・清水康行<sup>2</sup>・木村一郎<sup>3</sup>・大槻政哉<sup>4</sup>・齋藤佳彦<sup>4</sup> Tatsuya OTSUKA, Yasuyuki SHIMIZU, Ichiro KIMURA, Masaya OTSUKI, Yoshihiko SAITO

1北海道大学大学院 北方圏環境政策工学専攻(〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)
2工博 北海道大学大学院教授 北方圏環境政策工学専攻(同上)
3工博 北海道大学大学院准教授 北方圏環境政策工学専攻(同上)
4株式会社雪研スノーイーターズ(〒064-0804 札幌市中央区南四条西6丁目11-2全日ビル7F)

This study presents some considerations on the applicability of MPS method for snow avalanches. MPS method is a powerful tool to reproduce flow phenomena with large scale surface deformation. In order to apply this method to snow avalanches, we modified the original model to introduce a constitutive equation of Bingham fluid and effects of drag force due to air. The modified model was applied to some simple cases and evaluated the model performances through comparisons with experimental results. Then, the modified model was applied to the snow absorbing frame. The computational results showed that the present model can capture the fundamental aspects of snow avalanche phenomena.

Key Words : snow avalanche, numerical simulation, Bingham fluid, MPS method, air drag

#### 1. はじめに

我が国における冬季の災害防止の観点から雪崩災害防 止のため雪崩防護施設建設は重要な課題である.発生し た雪崩を減勢させる減勢工に関しては,数多くの模型実 験<sup>1)</sup>が行われているが,減勢効果の評価手法および期待 する構造物の効果を得るための柵の空隙率の算定手法の 考え方が確立されていない.このため,減勢工の設計は 経験に頼っているのが現状である.したがって,安全面 においても経済性においても物理的根拠に基づく合理的 な減勢工の設計方法の確立が求められている.雪崩は現 地観測データが極めて少なく,現地スケールの検討を行 うためには信頼できる数値解析モデルの構築が望まれる. これまで提案されてきた雪崩の数値解析モデルは対象と する雪崩の種類や大きさに応じ多種多様であり,流体モ デル,密度流モデル,質量中心モデル,粒子流モデルの 4つに大別される<sup>2)</sup>.

本研究では粉体の集まりである雪崩を流体とみなす流体モデルを用い,連続体の基礎式のLagrange的な離散化を可能とする粒子法(MPS法<sup>3)</sup>)の適用について検討する. MPS法は雪崩のような流体表面が激しく変化する現象を再現するのに最適といわれている.また,雪崩が減勢工 に衝突した際の流体の飛び散り方も従来のEuler的なモデ ルよりも忠実に表現することが可能と考えられる.

しかしながら, MPS法を雪崩現象に適用するためには, いくつかの課題が残されている.その一つは粉体である 雪崩の停止を流体モデルであるMPS法でいかに再現する かという点である.粒子流モデルを用いた高橋ら<sup>4)</sup>は堆 積速度を取り入れることにより容易に雪崩の停止を再現 している.三次元MPS法による雪崩解析は齋藤ら<sup>5)</sup>に よる報告があるものの,雪崩の停止までを表現できるに は至っていない.また,煙り型雪崩のような空気中への 粒子の巻き上がりが卓越する場合には空気抵抗を導入す る必要性がある.同じ粒子的視点のモデルである DEM(個別要素法)では,粒子一つ一つに抗力を導入す ることで空気抵抗を正確には反映できるが,粒子法の場 合に空気抵抗を簡便に導入する手法については検討の余 地がある.

そこで本研究では、MPS法の雪崩現象への適用を踏ま

- え,次の検討を行う.
- 雪崩の停止の再現を目的とした、雪崩をビンガム 流体と仮定した場合の構成則の検討
- 速度の大きい煙り型雪崩の再現に向けての、空気 抵抗の導入方法の検討、

計算結果の検証には、①についてはコンクリートスラ

ンプ試験結果との比較,②についてはピンポン球雪崩実 験<sup>6)</sup>との比較,を行い,実験結果と計算結果を詳細に比 較検討しながら進める.最後に,これらの効果を導入し た修正MPSモデルを雪崩減勢工へ適用し,モデルの妥当 性を確認する.

## 2. 基礎式と数値計算手法

## (1) ビンガム流体の構成モデル

雪崩の停止までのメカニズムを計算に取り込む必要が あるため,雪崩をビンガム流体と仮定し,構成方程式の 改良を試みる.

雪崩を非圧縮,非ニュートン流体と仮定しその連続式 を式(1)に,運動方程式を式(2)に示す.

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \tag{1}$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \rho \delta_{i2} g + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}$$
(2)

ここに, $\rho$ : 粒子の密度,u: 速度,p: 圧力, $\tau_{ij}$ : せん断応力,g: 重力加速度を示している. ビンガム流体のせん断応力 $\tau_{ij}$ は

$$\begin{cases} \tau_{ij} = \eta \dot{\gamma} + \tau_0 & \tau_{ij} \ge \tau_0 \\ \dot{\gamma} = 0 & \tau_{ij} < \tau_0 \end{cases}$$
(3)

で定義され、 $\eta$ :塑性粘度、 $\dot{\gamma}$ :せん断ひずみ速度、  $\tau_0$ :ビンガム降伏値である.

式(3)は、応力がビンガム降伏値τ<sub>0</sub>以下では流動に抵抗する構造ができ、τ<sub>0</sub>を超えるとその構造が壊れて ニュートン流体のような挙動を示すことを意味する.

本研究ではビンガム降伏値 τ<sub>0</sub>を一定値とせず,以下 に示すせん断強度を表すクーロンの方程式を採用した.

$$s = c + \sigma \tan \phi \tag{4}$$

ここに、s: せん断強度,c: 粘着力, $\sigma$ : 垂直応力,  $\phi$ : 内部摩擦角である.式(3)中のビンガム降伏値 $\tau_0$ を 式(4)中のせん断強度sで代用するとし、また、垂直応力  $\sigma$ を圧力pで置き換える森口ら<sup>7)</sup>のモデルを用いた.

$$\tau_{ii} = \eta \dot{\gamma} + c + p \tan \phi \tag{5}$$

このモデルは*c*と*ø*の二つのパラメータを必要とすると ころに特徴があり、既往の研究で求められている積雪や 流動雪の*c*と*ø*<sup>8)</sup>をそのまま用いることができるという 利点がある.ここで、式(5)をせん断ひずみ|*j*|で除すこ とでニュートン粘性と等価な粘性を作る.

$$\eta' = \eta + \frac{c + p \tan \phi}{|\dot{\gamma}|} \tag{6}$$

せん断ひずみは以下の式を使って計算される.

$$\left|\dot{\gamma}\right| = \sqrt{\frac{1}{2}\dot{\gamma}_{ij}\dot{\gamma}_{ij}} \tag{7}$$



式(3)では関数が不連続なため、本研究ではPapanastasiou<sup>9)</sup> が近似した次式を用いた.

$$\eta' = \eta + \frac{c+p\tan\phi}{|\dot{\gamma}|} \left(1 - e^{-m\dot{\gamma}}\right) \tag{8}$$

mは、応力成長指数(stress growth exponent)と呼ばれるもので、時間の次元を持つ. 図-1は $\eta/\tau_0 = 1$ sとしたときの $\tau/\tau_0$ と $\dot{\gamma}$ の関係である. mが大きくなるにつれて近似精度が上がっていくことがわかる.本研究ではm=1000sを計算に用いた.

## (2) 空気抵抗を考慮した流体の支配方程式

雪崩をニュートン流体と仮定し、その連続式を式(9)に、 運動方程式を式(10)にそれぞれ示す.

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \tag{9}$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} = -\nabla p + \rho v \nabla^2 u_i - \rho \delta_{i2} g - F_a \tag{10}$$

ここに, $\rho$ : 粒子の密度,u: 速度,p: 圧力, $\tau_{y}$ : せん断応力,g: 重力加速度, $F_{a}$ : 空気抵抗を表している.

空気抵抗 $F_a$ は抗力の式より次式となる.

$$F_a = \frac{1}{2} \rho_a C_D Su \left| u \right| \tag{11}$$

ここに、 $\rho_a$ : 空気の密度、 $C_D$ : 抵抗係数、S: 投影面積 を表している.また、抵抗係数 $C_D$ はレイノルズ数 Reの 値により変化するSchiller and Naumannの式を用いる.

$$C_{D} = \begin{cases} \frac{24}{\text{Re}} \left( 1 + 0.15 \,\text{Re}^{0.687} \right) & \text{Re} \le 1000 \\ 0.4 & \text{Re} > 1000 \end{cases}$$
(12)

## (3) MPS法の勾配モデル、ラプラシアンモデル<sup>3)</sup>

MPS法は非圧縮性流れをラグランジュ的に解く手法であり,数値解析手法の分類では粒子法として位置づけられ,式(10)中の微分演算子を粒子間の相互作用によって表現することにその特徴がある.

MPS法では連続体を有限個の粒子に置き換え,式(13) で表される重み関数 w を用い,粒子間相互作用を解いている.

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & r \le r_e \\ r & 0 & r > r_e \end{cases}$$
(13)

ここで, r:粒子間距離, r<sub>e</sub>:粒子間相互作用の及ぶ影響範囲の半径である.

流体の支配方程式には微分演算子として勾配とラプラ シアンが含まれる. MPS法では粒子kのある物理量を¢ とすると勾配とラプラシアンは重み関数wを用いそれぞ れ次式で表される.

$$\left\langle \nabla \phi \right\rangle_{k} = \frac{d}{n^{0}} \sum_{l \neq k} \left[ \frac{\phi_{l} - \phi_{k}}{\left| r_{l} - r_{k} \right|^{2}} \left( r_{l} - r_{k} \right) w \left( \left| r_{l} - r_{k} \right| \right) \right]$$
(14)

$$\left\langle \nabla^2 \phi \right\rangle_k = \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{l \neq k} \left[ \left( \phi_l - \phi_k \right) w \left( \left| r_l - r_k \right| \right) \right]$$
(15)

ここに、r:粒子の位置ベクトル、l:近傍粒子番号、 d:空間の次元、 $n^0:$ 初期配置から求めた粒子数密度を 表している、 $\lambda$ は分布の統計的な分散の増加と解析解を 一致させるための係数であり、次式より求まる.

$$\lambda = \frac{\sum_{l \neq k} \left[ w(|r_l - r_k|) |r_l - r_k|^2 \right]}{\sum_{l \neq k} \left[ w(|r_l - r_k|) \right]}$$
(16)

また, 粒子数密度nは重み関数を用いて次式で定義する.

$$\langle n \rangle_k = \sum_{l \neq k} w(|r_l - r_k|)$$
 (17)

式(17)は粒子kにおいて、粒子kと各近傍粒子lとの重みの 和を表している.

計算アルゴリズムについては越塚<sup>31</sup>と同様な手順を用 いている.詳しくはそちらを参照されたい.

## 3. モデルの改良

## (1) MPS法へのビンガム流体モデルの導入

(a) 改良方法

ある応力以上が作用したら運動を始める流体としてビ ンガム流体が挙げられる. コンクリート工学の分野では 富山ら<sup>10</sup> によりビンガム流体に対するMPS法の適用が 試みられているが,雪崩停止の現象の再現に向けて,せ ん断ひずみ速度 γ が非常に小さい場合の取り扱いをより 容易にするため,前述のPapanastasiou<sup>9</sup> の近似式を構成 則に用いると共に,以下の改良をこころみる.

まず,ビンガム流体モデルをMPS法に取り込む手法を 記す.基本的なアルゴリズムはニュートン流体のMPS法 と同様だが,式(7)で示されるせん断ひずみ|ý|はアイン シュタインの総和規約を用いて

$$\dot{\gamma} = \sqrt{\frac{1}{2}\dot{\gamma}_{ij}\dot{\gamma}_{ij}} = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)}$$
(18)



図-2 スランプ試験の初期形状

表-1	解析パラメータ			
	Case1	Case2	Case3	
降伏值(Pa)	300	900	1500	
塑性粘度(Pa·s)	100	100	100	

と表せる.式(18)を解くために速度の偏微分の離散化が 必要である.そのため、既存の勾配モデルを用いて式 (14)中の $\phi_i$ に $u_i$ を、 $r_i$ に $x_i$ を代入し離散化を行った.

また,低せん断ひずみ時の取り扱いを以下に示す.式 (6)中の $\eta$ 'はせん断ひずみ $|\dot{\gamma}|$ で除しているため,計算 開始時は $|\dot{\gamma}|=0$ となり計算が破綻する.これを防ぐため,  $|\dot{\gamma}|=0$ のとき $\eta$ '=0を与えるとした.また, $|\dot{\gamma}|\ll1$ の時,  $\eta$ 'は非常に大きな値をとるが流動が停止することはな い.そこで,本研究ではすべての粒子のせん断力が降伏 値以下になったところで計算を終了するとした. (c)計算条件

本ビンガム流体モデルの再現性を確かめるため,同じ ビンガム流体であるフレッシュコンクリートを対象にス ランプ試験の再現計算を行い実験結果と比較する.スラ ンプ試験の初期形状を図-2に示す.

平均粒子間隔を0.01mとし、流体粒子数は5640個である.用いた解析パラメータを表-1に示す.降伏値は式(5)中の $\phi=0$ としたときのcの値である.塑性粘度のスランプ値に与える影響は降伏値に比べると小さく<sup>11)</sup>、本解析の結果でもその傾向が確認されたため塑性粘度を100Pa・sとした.また密度 $\rho$ は2300kg/m<sup>3</sup>とした.

フレッシュコンクリートと底面の境界の取り扱いは, 一般的な見解や報告されたデータも極めて少ないため, そのままビンガム流体としての粘性に従うとした. (d) 結果と考察

降伏値の異なるCase1とCase2のフレッシュコンクリート の挙動を図-3に示す.この結果では、降伏値の違いによ る降伏スピードに大きな違いが見られた.また、森・谷 川ら<sup>12)</sup>の実測結果と各ケースの解析結果を比較したもの を図-4に示す.ここで、スランプ値とはコンクリート頂 部の高さの下がり量である.降伏値が小さい場合での再 現性は高く、雪崩のような降伏値が小さい現象を取り扱 うには本モデルは有効であると考えられる.



(2) 空気抵抗を考慮したモデル

## (a) モデルの改良点

雪崩の空気抵抗のMPS法への導入を目指し、本研究で は粒子径や密度が均一で、かつ実験結果の存在するピン ポン球雪崩を再現できるモデルについて検討した. ピン ポン球雪崩は離散的な集合であるが、連続体と仮定する ことで、式(9)、式(10)を基礎式として、ピンポン球の雪 崩実験<sup>6)</sup>の再現計算を試みる. ピンポン球はその密度が 雪崩とほぼ同様であり、空気中への巻き上がりや空気抵 抗の影響などの点で雪崩と同様な挙動を示す.

空気抵抗の考慮については、次のように行った.計算 で用いる1つの粒子は一辺が平均粒子間隔の立方体であ ると仮定し、同体積分のピンポン球を代表しているもの とする.そこで、式(11)中の投影面積Sには本来のピンポ ン球の投影面積値を与え、仮定した立方体の一面にある ピンポン球数を係数として投影面積Sに乗じた.さらに、 陽的な計算が終了した時点の粒子数密度 $n^*$ が、 $n^* < 0.97n^0$ を満たす粒子を自由表面上に存在すると判定し<sup>2)</sup>、式 (10)中の空気抵抗 $F_a$ は自由表面上の粒子に働くとした (図-5).本来は雪塊の前面だけに空気抵抗を与えるべき



であるが, MPS法において前面と背面の区別は煩雑であり計算負荷も大きいことから今回は簡易的に自由水面にある粒子に空気抵抗を作用させた. 今後は更なる検討が必要である.

(b) テスト計算の条件

行った計算ケースを**表**-2に示す. Case1は式(10)中,右 辺第4項の空気抵抗項を入れない場合である. Case2から Case6は空気抵抗項を考慮していてそれぞれ異なる動粘 性係数を与えている. また,すべてのケースでピンポン 球の密度 $\rho$ は87.7kg/m<sup>3</sup>とした. ピンポン球と底面との摩 擦は式(10)中の動粘性係数 $\nu$ を, $\nu$ =1.0×10<sup>4</sup>m<sup>2</sup>/s~1.0× 10<sup>5</sup>m<sup>2</sup>/sとした.

MPS法では、壁などについても粒子として粒子数密度 nを計算する必要があるため、流体及び構造物を粒子の 配列によって表す必要がある.本来のピンポン球の直径 は3.78cmだが、本研究では計算負荷を少なくするため平 均粒子間隔0.2mでピンポン球及びスロープを表現した. 計算に用いた札幌市宮の森スキージャンプ台の概要を 図-6に示す.

### (c) 結果と考察

表-2中の各ケースでの雪崩先端粒子の速度と水平方向の移動距離をピンポン球雪崩実験の結果と比較したものを図-7から図-8に示す. Case1, Case2を比較した結果,空気抵抗項無しのモデルで実験値に近づけるため試行錯誤を行った動粘性係数では, Case1とCase2で最大約7m/sの速度差,またその出現位置でも約40mの差が出ることがわかった.

次に、空気抵抗を考慮したCase3からCase6で動粘性係 数をパラメータとして実測値により近づけることを試み たがそれぞれのCaseであまり差は見られなかった.最大



図-9 形状の比較

速度の値に着目すると、ほぼ実現象を再現できているといえる.最大速度は雪崩災害を取り扱うにあたり最も重要になる値であり、この点を再現できたことはMPS法の雪崩現象への適用可能性を示す重要な結果と考えられる.

Case1からCase6すべてで最大速度の出現位置が実験値 よりも手前になっている.空気抵抗の有無,動粘性係数 の値に係わらずこのような現象が起こることから,初期 条件が実験と異なることが一因と考えられる.

次に、ピンポン球雪崩の流動形状を図-9に示す. 図中 (左)が実験、(右)がCase3の計算結果である. 実験ではピ ンポン球雪崩先端部は空気抵抗のため、まとまりを持っ て流下しているが、計算結果は空気抵抗を考慮している にもかかわらず粒子にまとまりが見られない. 今後の課 題として、空気抵抗の考慮の方法を改善し、連続体とし て運動するに十分な粒子数密度を確保する必要がある. 具体的には離散要素法(DEM)で粉体を流し、それに伴う 空気の流れを計算することにより、空気抵抗を係数とし て与える方法などが挙げられる.

表-2 計算ケース

	粘性項の ν	底面摩擦力項	空気抵	
	$(m^2/s)$	$\mathcal{O} \nu (m^2/s)$	抗項	
Case1	1.0×10 <sup>-2</sup>	1.0×10 <sup>-2</sup>	無	
Case2	$1.0 \times 10^{-2}$	$1.0 \times 10^{-2}$	有	
Case3	$1.0 \times 10^{-4}$	$1.0 \times 10^{-7}$	有	
Case4	1.0×10 <sup>-5</sup>	$1.0 \times 10^{-7}$	有	
Case5	$1.0 \times 10^{-4}$	1.0×10 <sup>-8</sup>	有	
Case6	1.0×10 <sup>-5</sup>	1.0×10 <sup>-8</sup>	有	



図-11 杭の間隔dの違いによる速度の比較

## 3. 雪崩減勢エへの適用の試み

#### (1) 計算条件

以上の検討をふまえた修正MPS法で、より現実的な雪崩問題として減勢工の設計問題への適用を試みた. 図-10に示す傾斜角36°の誘導壁付きスロープから流体粒子 を流す. 下流側の傾斜角0°の場所には簡易な減勢工とし て杭(高さ1.5m,幅0.4m×0.4m)を設置し、杭の間隔dを 1.5mと0.8m,そして杭無しの3ケースで計算を行う.平 均粒子間隔は0.2mで流体粒子の数は3744個である. 流れ型雪崩を対象とし式(1)、式(2)のビンガム流体モデ ルを用いた. パラメータは松澤ら<sup>8)</sup>がまとめた結果を用 い、密度p=320kg/m<sup>3</sup>、粘着力c=0Pa、tan $\phi$ =0.87とした. また、試行錯誤の結果、塑性粘度10.0Pa·s、底面粒子と 流体粒子との境界はニュートン流体とし、動粘性係数 6.25×10<sup>2</sup>m<sup>2</sup>/sを与えている.

#### (2)計算結果と考察

図-11に減勢工の杭の間隔dが1.5m, 0.8m, 杭無しの場 合の減勢工から下流側0.4mまでの粒子の平均流速を示す. 比較をわかりやすくするために,流下方向(x方向)の値の



図-12 左: 減勢工無し,右: 杭間隔0.8mでの流速比較

み使用し、さらに減勢工への衝突で跳ね返った粒子(x方 向の速度が負)は省いている. 杭の間隔を小さくするに 従って速度が落ちていることがわかる. d=1.5mの場合, 最大1.2m/s, d=0.8mでは最大2.4m/s速度の低減が見られ 間隔が小さい方が速度の低減が小さいという知見の結果 が得られた. 図-12は同時刻,同位置での減勢工無し(左) と杭の間隔d=0.8m(右)での流れの様子である.流れは底 面に接していない表面で流速が大きく、そのまま減勢工 に突入していく. そのため、この程度の流速では衝突し た雪粒子はすべてが散るわけではなく表面粒子の散らば りが目立つ. 6.5秒後の図から、両ケースにおいて速度 ゼロ以下の青色粒子の堆積が確認できるが、減勢工を設 置した場合の方が雪崩の広がりが抑えられているのが顕 著に見て取れる. 減勢工の上流側には雪崩の堆積状況が 再現されている. 図-13は減勢工から上流, 下流0.4m横 断方向10m中の粒子数を示しているが、この図からも雪 粒子が減勢工の手前で堆積していることが確認できる. 以上の特性は実験などで観察される雪崩の挙動と定性的

に適合しており、本修正MPS法の雪崩現象への適用性を 改めて示す結果となった.



#### 5. まとめ

本研究では、空気抵抗項を考慮したモデルとビンガム 流体のモデル、それぞれのモデルを作り煙り型雪崩、流 れ型雪崩に対応するMPS法の適応を試みた. その結果以 下のことが得られた.

- 便り型雪崩を想定して基礎方程式の中に空気抵抗

   を入れることである幅では動粘性係数の値によら ず実現象を大まかに再現できることがわかった.
- ② ビンガム流体モデルを雪崩に適用することで雪崩 速度の減衰が示された.
- ③ 簡易な減勢工を設置した場合のシミュレーション で、雪崩モデルの有効性が確認できた.

以上のことより多少の課題は残るものの、MPS法を雪 崩に適応することは十分可能であるといえる. 減勢工へ の適用は定性的な考察を加えるに留まっているが、今後 定量的な検討も行う必要があると考える.

#### 参考文献

- 1) 例えば 石田孝司,加藤信夫,上石勲:雪崩減勢工の速度低 減効果に関する模型実験,砂防学会研究発表会概要集, Vol.1998, pp.346-347, 1998.
- 2) 前野紀一,福田正己:基礎雪氷学講座Ⅲ,古今書院. 2000. 3) 越塚誠一:計算レクチャーシリーズ5 粒子法,日本計算学 会編, 丸善株式会社. 2005.
- 4) 高橋保, 辻本浩史:雪崩の粒子流モデルとその適用に関する 研究,水工学論文集,第42巻,pp.907-912,1998.
- 5) 齋藤佳彦, 植松孝彦, 大槻政哉: MPS法による雪崩シミュレー ションの試み,日本雪工学会誌, Vol.22 No.4, pp.23-23, 2006. 小椋崇広, MCELWAINE J, 西村浩一:質量中心モデルを
- 6) 用いたピンポン球雪崩の運動解析,雪氷, Vol.65 No.2, pp.117-125, 2003.
- Moriguchi, A. Yashima, K. Sawada, R. Uzuoka and M. Ito .: Numerical Simulation of Flow Failure of Geomaterials Based on Fluid Dynamics, Journal of the Japanese Geotechnical Society, Soils and foundations, Vol.45, No.2, 155-165, 2005.
- 8) 例えば 松澤勝, 加治屋安彦, 伊東靖彦: 地震発生時の斜面 積雪の安全率評価に関する一考察,北海道の雪氷, No.26, pp.96-98, 2007.
- 9) T.C.Papamastasiou .: Flows of materials with yield, J.Rheol, Vol. 31, pp.385-404, 1986.
- 10) 富山潤, 入部綱清, 山田義智, 伊良波繁雄: ビンガム流体 の流動解析におけるMPS法の適用、コンクリート工学年次論 文報告集, Vol.29 No.2, pp.43-48, 2007.
- 11) 山田義智,大城武,桝田佳寛:フレッシュコンクリート流 動解析へのMAC法の適用、コンクリート工学年次論文報告
- 集, Vol.20 No.1, pp.131-136, 1998. 12) 森博嗣,谷川恭雄:フレッシュコンクリートの各種コンシ ステンシー試験方法に関するレオロジー的考察,日本建築学 会構造系論文集, 第377号, pp.16-25, 1987.

(2008.9.30受付)