

京都大学防災研究所 正 員 高橋 保  
 京都大学防災研究所 正 員 中川 一  
 三菱商事(株) 正 員 竹内 竜太  
 近畿日本鉄道(株) 正 員 ○増田 政俊

1. はじめに 本研究では、粒子からのガス発生を考慮した応力モデルを用いて、堆積を生じながら流動する火砕流の抵抗則及びその堆積速度を算出して、一次元シミュレーション計算でモデルの適用性を検討する。

2. 火砕流の流動モデル 火砕流は、粒子からのガス噴出による揚圧力が存在するため、図-1に示すような3つの層に区分される。堆積層は、全応力が粒子骨格応力で支えられている層で、 $z_b$ が流れに応じて変化して $h_0$ に漸近してゆくとし、底層は、応力が粒子骨格応力とガスによる揚圧力で受け持たれている層で、上層は完全に揚圧力に支えられている層である。上層と底層の境界面の高さ $h$ は、揚圧力と重力の釣り合いから、

$$h = \frac{gd^2 \cos \theta}{1650b\nu C_0} \quad (1)$$

と表される。ここに、 $d$ : 粒子径、 $\theta$ : 斜面勾配、 $b$ : 粒子からのガス発生率(重量比)、 $\nu$ : ガスの動粘性係数、 $C_0$ : 粒子体積濃度である。

また、図-1において点線で示した $h_0$ は、重力によるせん断力と降伏応力が釣り合うとして求められる静的な釣り合い面である。また、定常等流状態における火砕流の抵抗則は、火砕流を高濃度の固気混相流とみなし、その応力モデルを、上層ではマクロな乱れ応力 $\tau_t$ 、底層では静的な粒子骨格応力 $\tau_s$ が支配的であるとしてせん断力を混合距離理論を用いて評価して、流速分布を求め、本体部( $0 < z < h$ )の断面平均流速と底面せん断力 $\tau_b$ との関係が、 $\tau_b = \sigma c_0 f V^2$ と表せることから流れの抵抗係数 $f$ を求めた<sup>1)</sup>。これを堆積がある場合の流動モデルに適用すると、底面( $z=0$ )から規定されていた $H$ 、 $h$ をそれぞれ $H_f$ 、 $h_f$ と書き換えて、

$$f = \kappa^2 \left\{ \left( 1 + \frac{\pi^2}{8} - \frac{\pi}{2} \right) \frac{h_f}{H_f} - \ln \frac{h_f}{H_f} + \frac{\pi}{2} \right\}^{-2} \quad (2)$$

と求まる。

3. 火砕流の堆積モデル 従来までの研究では、堆積は静的な釣り合い高さ $h_0$ まで瞬間的に起こるものとして取り扱ってきたが、実際の現象や流路実験の結果(図-2)を考慮すると、堆積面は時間と共に徐々に上昇して最終的に $h_0$ に漸近していくと思われる。そこで著書ら<sup>2)</sup>は、図-3のようなボリュームを質点として捉え、質量が変化する質点の運動方程式をたてると

$$m \frac{dv}{dt} = F + \frac{dm}{dt} u \quad (3)$$

$u$ : 本体から見た相対速度  $v$ : 本体の速度  $F$ : ボリュームに働く外力

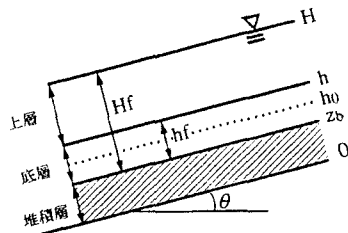


図-1 火砕流の内部構造

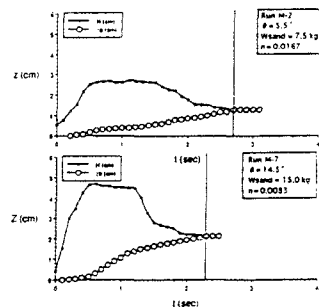


図-2 流路実験結果(堆積面の時間変化)

Tamotu TAKAHASHI, Hajime, NAKAGAWA, Ryuta TAKEUCHI, Masatoshi MASUDA

となる。このボリュームに作用する外力 $F$ は、図-3に示すように

$$F = \frac{1}{2} \sigma C_0 g \tan \phi_s \cos \theta h \left(1 - \frac{z_b}{h}\right)^2 \Delta x - (H - z_b) \sigma C_0 g \sin \theta \Delta x \quad (4)$$

で求め、またボリュームの質量変化は、堆積面上昇速度に火砕流の密度 $\sigma C_0$ を乗じて、

$$\frac{dm}{dt} = -\sigma C_0 \frac{dz_b}{dt} \Delta x \quad (5)$$

で与えられる。着目しているボリュームの、ある瞬間での速度を $U_0$ とすると、相対速度は、 $u = -U_0$ となる。ここで、この質点の瞬間的な運動を等加速度運動で近似して、 $T$ 時間後に堆積面 $z_b$ が $h_0$ に一致して停止すると仮定すると、(3)~(5)式より、堆積面上昇速度 $i = dz_b/dt$ は、

$$i = \frac{1}{2U} \left[ \frac{1}{2} g \tan \phi_s \cos \theta h \left(1 - \frac{z_b}{h}\right)^2 - (H - z_b) g \sin \theta \right] \quad (6)$$

と求まる。

4. 一次元シミュレーション 火砕流を非圧縮性と仮定すると、流れの連続式、運動量式、河床変動式は各々以下のように表せる。

$$\frac{\partial H_f}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} = -i \quad (7)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} = g \sin \theta - g \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{1}{\rho_m} \frac{\tau_b}{H_f} \quad (8)$$

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} = i \cos \theta \quad (9)$$

ここに、 $M$ : 流量フラックス ( $= UH_f$ )、 $U$ : 断面平均流速、 $\theta$ : 河床勾配である。更に、河床せん断力 $\tau_b$ は式(2)で評価し、堆積速度 $i$ には式(6)を用いる。以上を差分化し数値的に解くことにより、実験における流れの形状と底面の時間的変化を追跡した。ここで、式(4)中の初速度 $U_0$ には、今回は簡単の為、底層の断面平均流速を推定し、これにより近似している。図-4は、計算の一例で、 $t = 5.0(sec)$ に流れが流路の緩勾配部に到達した直後、先端部から堆積を生じ、 $t = 6.0(sec)$ には、流れの後半部の流動深の減少に伴って急勾配部でも堆積が見られ、 $t = 12.0(sec)$ には、流れが過ぎ去り、図に示すような最終堆積形状を残した。図-5の実験結果と最終堆積形状を比較すると、流路の急勾配部(0~417cm)および勾配変化点付近(417cm)で良く一致しており、急勾配で堆積しにくく、緩勾配で堆積しやすい傾向が計算においてうまく表現されている。

5. おわりに 本研究では、火砕流の非定常な堆積過程を表現する堆積モデルを提案し、これを用いた一次元再現計算を行った結果、モデルが火砕流の堆積傾向をうまく説明することが確認された。しかし、実験の精度の問題等のため、このモデルの妥当性を実験結果(図-2)により直接的に検証することが不十分に終わった。

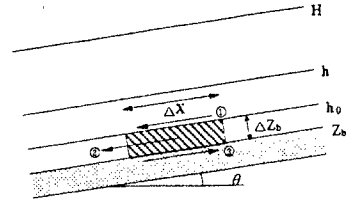


図-3 堆積モデル図

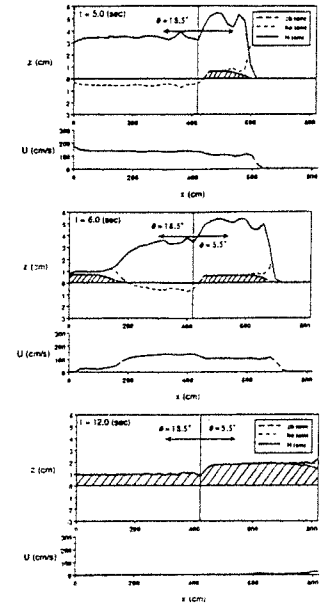


図-4 流れの形状と堆積面の時間変化

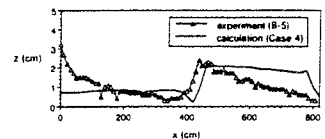


図-5 最終堆積形状の比較

参考文献 1) 高橋 保・里深 好文・金銅 将史・竹内 竜太: 火砕流の流動機構に関する研究(2), 京都大学防災研究所年報, 第38号, B-2, 1995, pp.423-446.

2) 増田 政俊: 火砕流の流動・堆積機構に関する研究, 京都大学工学部土木系学科学士論文, 1996, pp.1-24.