

火砕流の流動機構(2)

京都大学防災研究所 ○高橋 保
京都大学防災研究所 里深好文
京都大学大学院 金銅将史
京都大学大学院 竹内竜太

1. はじめに

我々は、昨年度、火砕物質そのものから噴出するガスが火砕流の発生と流動の維持に対して基本的な役割を果たすとの考えに基づき、約300°Cに熱した微細な砂に重炭酸ナトリウムを混合すると激しくガスを発生することを利用して、固定床流路実験を行い、得られた速度分布及び濃度分布を説明し得る流動理論を提案した¹⁾。本年度は、実験装置に改良を加えてより安定な流れが得られるようにして、同様の実験を追加するとともに、移動床実験も行っており、とくに流動の発生・停止条件、および、いわゆる本体部の流動機構について、より詳細な検討を行った。

2. 流路実験

用いた流路は基本的には昨年度のものと同じ、長さ4m、幅5cm、深さ32cmの耐熱ガラス製のものであるが、予め熱した砂と重炭酸ナトリウムとの混合攪拌と、流路への材料供給とをミキサーを用いて行った点が異なっている(図-1)。砂粒子は粒子密度2.65 g/cm³、中央粒径80μmのもので、重炭

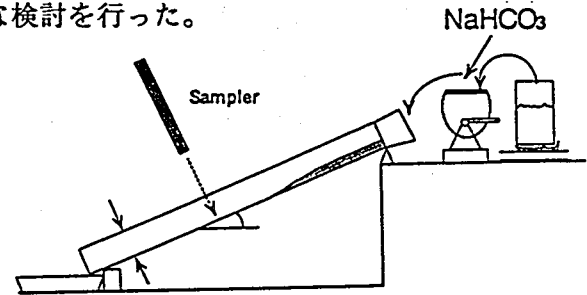


図-1 実験装置

酸ナトリウムの混合によって容易に流動化する。実験は、固定床滑面の場合と、供給砂と同じ材料を着色して厚さ3cmに緩やかに敷き詰めた移動床の場合について、流路勾配 θ および重炭酸ナトリウムと砂との混合比 n (重炭酸ナトリウム質量/砂質量)を変化させて行った。実験条件を表-1に示す。測定項目は、等流部分における粒子濃度分布、流速分布、流動深の時間的变化、粒子流量、および流下後の河床の縦断形状である。粒子流量は、下流端からの流出総量を流出時間で除して求めた。

3. 火砕流の粒子層モデル

粒子からガスが発生する粒子層では高さ方向に状態変化が生じ、一般には図-2(a)に示すような4つの領域が生じる。領域1)($0 \leq z < h$)は、粒子同士の接触圧力が存在する高濃度領域。領域2)($h \leq z < H$)は、上昇ガス流により流動化状態が達成されている高濃度領域(流動層)。領域3)($H \leq z \leq H_c$)は、流動層上面からの粒子の乱流拡散のために形成される領域で、粒子濃度は高さ方向に減少する。領域4)($z > H_c$)は、浮遊した粒子がガス流によって上方へ持ち去られてしまう領域である。なお、 h_0 は堆積厚さである。

いま、 $0 \leq z < H$ では、粒子濃度 $C = C_0 (= \text{const.})$ であると仮定すると、ガス流の連続式

$$\frac{d}{dz}(\rho v) = bC\sigma \quad (1)$$

表-1 実験条件

Run No.	流路勾配 $\theta(^{\circ})$	混合比 n (kg/kg)	ガス発生率 b	底面条件	粒子流量 Q_s (cm ³ /s)	混合時温度 T (C ^o)	測定項目
A-3	5.5	0.50/15	$10^{-3.00}$	移動床	567	260	濃度・流速
B-2	11.5	0.25/15	$10^{-2.90}$	固定床	152	260	"
B-3	11.5	0.50/15	$10^{-3.00}$	固定床	559	270	"
C-2	14.5	0.25/15	$10^{-3.03}$	固定床		265	"
C-3	14.5	0.50/15	$10^{-2.88}$	固定床		260	"
D-2	18.5	0.25/15	$10^{-3.07}$	移動床	1114	260	"
D-3	18.5	0.50/15	$10^{-2.94}$	移動床	989	290	"
D-4	18.5	1.00/15	$10^{-3.10}$	固定床	893	270	濃度のみ
D-4	18.5	1.00/15		移動床		270	流速のみ

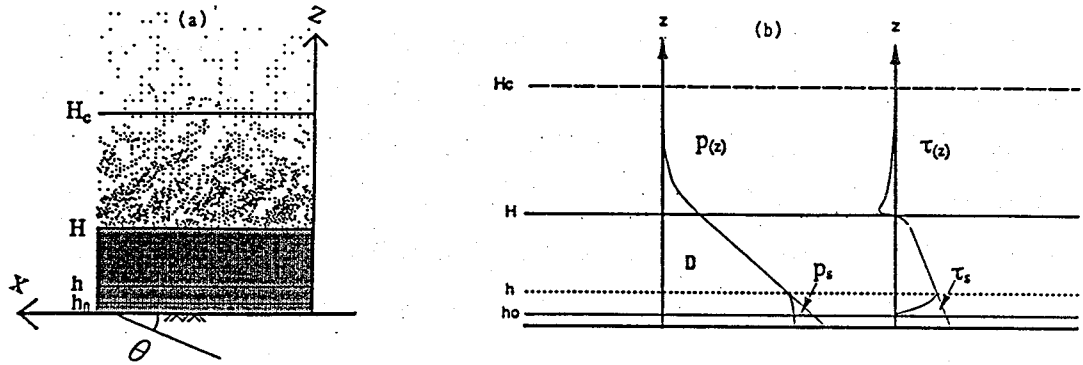


図-2 粒子層モデルおよび粒子層内の応力分布の概念図

と白井²⁾が得た結果とから、

$$H_c = \frac{g \cos \theta d^2}{18b\nu C_0} \quad (2)$$

$$h = \frac{g \cos \theta d^2}{1200b\nu C_0(1 - C_0)} \quad (3)$$

が得られる。ここに、 ρ ;ガス密度、 σ ;粒子密度、 v ;上昇ガス流速、 b ;単位質量の粒子から単位時間に噴出されるガスの割合、 d ;粒子径、 ν ;ガスの動粘性係数、 g ;重力加速度である。

領域1)内の高さ z の面に作用する、それより上の層に粒子が存在することに起因する単位面積当りの荷重と、その面に作用する上向きのガス流に起因する揚圧力(D)との差は、直接粒子を介して伝わる圧力(p_s)であり、

$$p_s = (\sigma - \rho)g \cos \theta C_0(H - z) + (\sigma - \rho)g \cos \theta \int_H^{\infty} C(Z)dZ - D \quad (4)$$

が成立する。ただし、 Z は H 以上の高さである。領域2)では、 $p_s = 0$ である。領域1)内の揚圧力 D は、白井の結果と式(1)とから、 $z = h$ で $p_s = 0$ であることを考慮して、

$$D = 600 \frac{b\sigma\nu C_0^2(1 - C_0)}{d^2}(h^2 - z^2) + (\sigma - \rho)g \cos \theta C_0(H - h) + (\sigma - \rho)g \cos \theta \int_H^{\infty} C(Z)dZ \quad (5)$$

で与えられ、領域2)および領域3)では、それぞれ、

$$D = (\sigma - \rho)g \cos \theta C_0(H - z) + (\sigma - \rho)g \cos \theta \int_H^{\infty} C(Z)dZ \quad (6)$$

$$D = (\sigma - \rho)g \cos \theta \int_z^{\infty} C_z dz \quad (7)$$

で与えられる。

一方、流れの中のせん断応力としては、粒子摩擦によるもの(τ_s)、粒子を浮遊した見かけの流体の変形による粘性応力(τ_μ)、粒子とガスの混合体のマクロな乱れによる乱流混合応力(τ_t)、粒子の衝突応力(τ_d)等が考えられるが、領域 1)では $\tau_s(= p_s \tan \phi)$ と τ_μ あるいは τ_t が卓越し、領域 2)では、 τ_μ あるいは τ_t が卓越し、領域 3)では τ_t が卓越する。以上の事を踏まえて圧力とせん断応力の分布の概念図を示すと図-2(b)のようであろう。

上記の考察を基に、堆積を生ずる限界の厚さ h_0 を $\tau \leq p_s \tan \phi$ の条件から求めると、

$$h_0 = h \left[1 - \frac{\tan \theta}{\tan \phi} - \sqrt{\frac{\tan \theta}{\tan \phi} \left\{ \frac{\tan \theta}{\tan \phi} + 2 \left(\frac{\int_H^\infty C dZ}{C_0 h} + \frac{H}{h} - 1 \right) \right\}} \right] \quad (8)$$

となる。今回の実験では、いずれのケースでも h_0 は非常に小さいことが判明し、実際にも流動中には殆ど堆積は認められていない。

図-3は一例として実験C-2について、ガス発生率 b を変化させたとき、流れの構造がどう変化するかを示したものである。ただし、図中の H はビデオ画像で読み取った高濃度部表面の位置である。また、図-4は一定のガス発生率の下で、流路勾配によって流れの構造がどのように変化するかを見たものである。これらの図から各領域の厚さの割合や堆積の発生する勾配等が判明する。

4. 濃度分布および流速分布

図-5は2つの実験例について粒子濃度分布の測定結果を示している。図中に $z = H$ として示している高さは実験値であり、 $z = h$ の線は流動層が形成される限界高さを意味しており、 H より下部ではほとんどの領域が流動層となっていて、しかも、 h 以下の層をも巻き込んで、ほぼ様な濃度を持っていることが分かる。流動層内の濃度分布は、揚圧力と重力との釣り合い条件を満足しているはずである。高濃度条件下の粒子の干渉沈降速度(w)は、例えば、単一粒子の沈降速度を w_0 、定数 $m(= 2.3 - 4.6)$ を用いて、 $w = (1 - C)^m w_0$ のように経験的に表わされるので、この沈降速度とガス上昇速度とが釣り合っているとすれば、本実験のガス発生率 b の範囲では、さして大きい濃度勾配を生じないことが理解できる。また、流動層を形成している部分(本体部)の濃度 C_0 の値は、流動化状態からガス流速を減少させて流動化がおさまる限界状態の最疎充填濃度 $C_{mf}(d = 80\mu\text{m}$ の球形砂

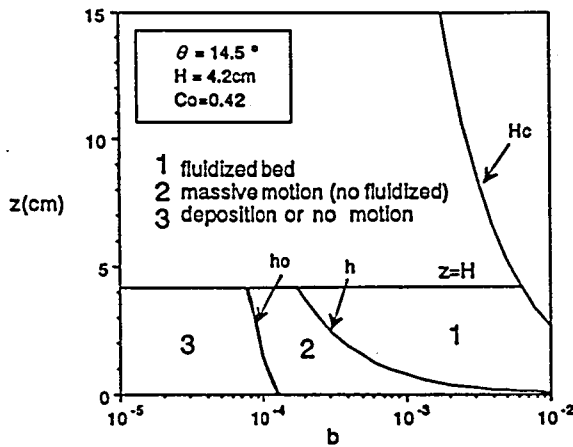


図-3 ガス発生率と流れの構造

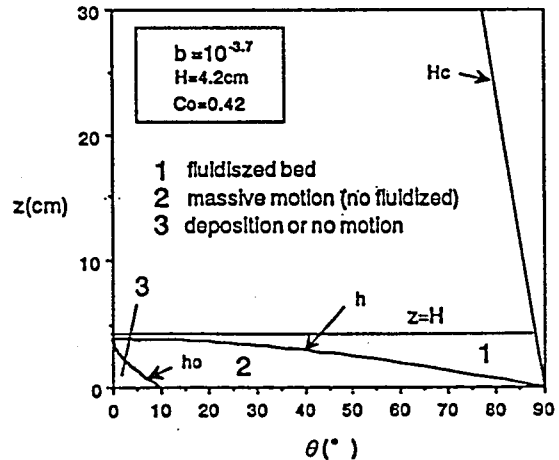


図-4 流路勾配と流れの構造

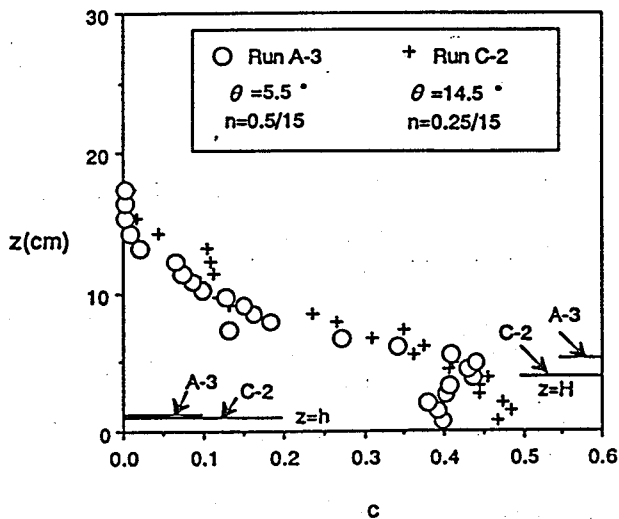


図-5 粒子濃度分布

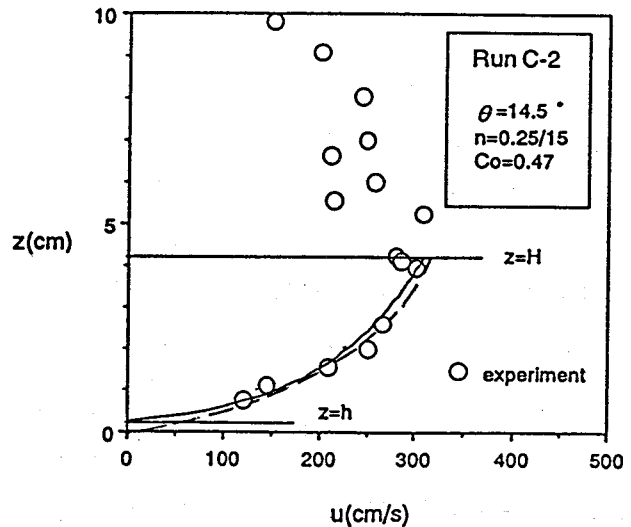


図-6 本体部の流速分布

では0.47) 程度になっていることが分かる。流動層を形成している部分よりも上方では急激に濃度が減少してゆくが、この濃度分布については、前報で述べた。

図-6は流速分布の一例である。この測定結果に合うように、滑面乱流に適用される対数則を当てはめれば、カルマン定数 $\kappa = 0.3$ 、見かけの動粘性係数 $\nu_m = 38.7\text{cm}^2/\text{s}$ が得られる(図中の実線)。一方、層流であるとして、放物線型流速分布の当てはめを行うと、 $\nu_m = 6.9\text{cm}^2/\text{s}$ ということになる(図中の破線)。どちらがより良く実験に適合しているかは判断が難しいが、乱流の場合にも存在する粘性底層の厚さ(δ_L)を $u_*\delta_L/\nu_m = 11.6$ から求めると、 $\delta_L = 14\text{cm}$ となって $z < H$ の部分は全部粘性底層に含まれることになる。またレイノルズ数も30程度となるので、流速は相当大きい、層流であると考えた方が妥当なようである。この点に関しては、さらに粒子の運動の詳細な追跡などの検討を必要としている。なお、実験で得られたような大きな見かけ粘性係数は、0.45程度と言った大きな粒子濃度によってもたらされたと考えられるが、このような粒子濃度は雲仙で起こっている現実の火砕流でも同程度であるとすれば、粘性係数の値は実験の場合とほぼ同様であると考えられるので、現実の火砕流の本体部は十分に乱流状態になっていると推測される。

5. おわりに

火砕流の発生と本体部の流動機構について、実験を基に理論的な考察を加えた。移動床実験においても底面の侵食が殆ど生じない結果となったが、これは本体部の流れが高濃度の層流であったことによるのかも知れない。この点を含めて、熱雲部の機構等についても研究を深めて行きたい。

参考文献

- 1) 高橋 保・里深好文・金銅将史：火砕流の流動機構，平成5年度砂防学会研究発表会概要集，pp.3-6.
- 2) 白井 隆：流動層，科学技術社，1973，pp.1-236.