

1. はじめに、粒子流の流動機構に関する研究は、粒子流中の粒子の運動を時間的・空間的に平均化して行なってきた¹⁾。特に構成方程式に関する研究においてはこのような平均化の手法は有効であるが、構成方程式から導かれる以外の性質を説明しようとするのが困難なことが多い。そこで、流れのマクロ的な性質が粒子流の極所的な状態、すなわち、個々の粒子が持っているエネルギー、及びその衝突時の変化、に依存していることを考え、衝突時の粒子の運動の変化をもとに、2次元水路における粒子流中の粒子の運動について考察する。

2. 衝突時の粒子の運動に関する考察、流れの中で上層粒子は下層粒子に対して相対速度をもって衝突するが、その時に、上層粒子はエネルギーの一部を失う。失ったエネルギーと、平均的な、外部から供給されるエネルギーの大小関係により、その後の粒子の運動が決まる。定常等流であれば、粒子が失うエネルギーの平均値と、外部から供給されるエネルギーの平均値、今の場合は路床勾配に相当する、と等しいから、もし粒子の失ったエネルギーが平均的な供給されるエネルギーより小さければ、粒子は上昇し、もし等しいければ同じ層に留まり、大きければ、落下するであろう。流れの中を落下してゆく粒子を dead な粒子、それ以外の粒子を alive な粒子と呼ぶと、alive な粒子は流れの中に粒子を分散させ上層の粒子を支えている粒子であることがわかる。すなわち、粒子流としての分散能力は、alive な粒子によって受け持たれている。

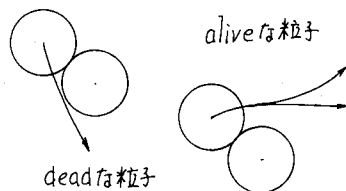


図1. alive な粒子と dead な粒子

3. dead な粒子の発生確率と alive な粒子層の上昇速度、図2のように粒子流中に、路床に平行に、仮想的な alive な粒子からなる層を考える。この層はマクロ的には等しい分散能力を生じている。dead な粒子は、この層をつきぬけて下層へと落下してゆく。もし、マクロ的に、時間的にも、場所的にも濃度変化がないと仮定すると、dead な粒子のこのようなふるまいは、alive な粒子層の上昇を生じる。その上昇速度を求め、1回の衝突で dead な粒子の生じる確率を P とする。時間 dt の間に alive な粒子層が上昇する距離 dz は、Bagnold²⁾にならうて図3のような配列モデルを考えることにより、連続式から、 $dz = b_0 D \{1 - (1 - P)^3 dt\}$... (1) と表される。ここで、 $\bar{\omega}$ は単位時間当たりの衝突回数で、図3より、 $\bar{\omega} = \delta u / b_0 D = du / dz$... (2) と、求める。(2)式を(1)式に代入し、 du / dz を Bagnold の構成方程式²⁾、 $\rho g(h - z) \sin \theta = a \sigma (\lambda D)^2 (du / dz)^2$... (3) を用いて書きなおすと、結局、alive な粒子層の無次元上昇速度 A は、 $A = \frac{dz/dt}{(1 - z/h)^{1/2} u_*} = - \sqrt{\frac{\rho}{a \sigma}} \frac{b_0}{\lambda} \log(1 - P)$... (4) と求まる。確率 P の値を求めるため、alive な粒子層の tracer と

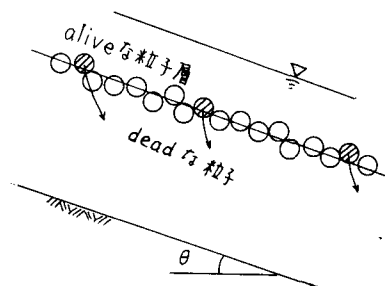


図2. alive な粒子層と dead な粒子

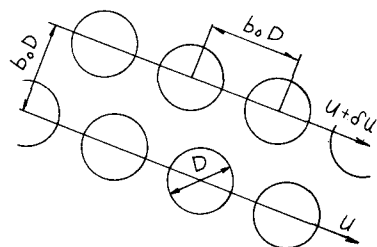


図3. 粒子の配列モデル

傾壁からビデオで撮影した粒子を追跡することにより上昇速度を求めた。(4)式の P を $0.1 \sim 0.5$ と変化させて得た理論値と実験値の比較を図4に示す。図4より、実験条件によらず、 $P = 0.1 \sim 0.2$ の値をとることがわかる。

4. P の粒子回りの空間の大きさとしての評価

deadな粒子が、aliveな粒子層をぬって落下するためには、それだけの空間がdeadな粒子回りに存在する必要がある。deadな粒子は、自己の回りの空間を拡大することによってエネルギーを放出し、その間隙を落下してゆく粒子のことであるともいえる。従って、deadな粒子の落下は、粒子が通過することのできる空間の大きさ、deadな粒子が通過するときのalive

な粒子層の粒子間隔で表現できるはずである。deadな粒子が通過するときのaliveな粒子層の粒子間隔を、 $bD = \alpha b_0 D$ 、 α :定数、... (5) とおくと、deadな粒子が生じる確率に相当する粒子の通過確率は、前報³⁾より、 $P = 1 - (K/b)^2$... (6) と求まる。ただし、 K は、

(a) $b \cos \theta > 2$ のとき、 $K = \pi / \cos \theta$

(b) $b \cos \theta < 2 < b$ のとき、

$$K = \frac{2}{\cos \theta} \left\{ \sin^{-1} \left(\frac{b}{2} \cos \theta \right) + \frac{b}{2} \cos \theta \sqrt{1 - \left(\frac{b}{2} \cos \theta \right)^2} \right\}$$

(c) $b < 2 < \sqrt{1 + \cos^2 \theta} \cdot b$ のとき、

$$K = \frac{1}{\cos \theta} \left\{ \pi - 2 \cos^{-1} \left(\frac{b}{2} \cos \theta \right) - 2 \cos^{-1} \left(\frac{b}{2} \right) + b \cos \theta \sqrt{1 - \left(\frac{b}{2} \cos \theta \right)^2} + b \sqrt{1 - \left(\frac{b}{2} \right)^2} \right\}$$

(d) $\sqrt{1 + \cos^2 \theta} \cdot b < 2$ のとき、 $K = b^2$

である。実験から得られた P から、(6)式で b を計算し図5に示す。

図5より、 b は実験条件によらず、ほぼ2.0という値をとっている。このことは、格子ガムに関する芦田・高橋の研究で、格子ガムを通過する粒子の粒径が、格子間隔の $1/1.5 \sim 1/2.0$ 倍であると結論づけられている⁴⁾ことと比較すると、(6)式から得られた b の値が、ある粒径の粒子が格子ガムを通過するのに必要な格子間隔の最大値に等しいことがわかる。これは、流れの中のaliveな粒子が回りの物体に束縛されずに自由に運動するためには、粒子回りに、一辺が粒径の2倍ほどの空間が必要であることを示していると思われる。

5. 結論 粒子流の種々の性質を決定しているのは、粒子の衝突時の挙動である。衝突時に粒子が失うエネルギーと、外部から与えられるエネルギーを比較することにより、衝突後の粒子をaliveな粒子とdeadな粒子とに分けた。そして、1回の衝突でdeadな粒子が生じる確率 P を定義することにより、粒子が自由に通過する空間の大きさが決定された。実験からこれらの値を求めると、確率 P は、 $0.1 \sim 0.2$ 、空間の大きさは一辺がほぼ粒径の2倍程度である。

参考文献: 1) 山野・大同・三輪・西本: Newton 流体を含む粒子流の構成方程式のエネルギー的考察, 39回年講, 昭和59年。 2) R. A. Bagnold: Proc. Roy. Soc. A225, pp.49~63, 1954。 3) 山野・大同: 土石流の粒度偏析に関する一考察, 37回年講, 昭和57年。 4) 芦田・高橋: 土石流の調節制御に関する研究, 京都大学防災研年報, 才23号 B-2 pp.433~442, 昭和55年。

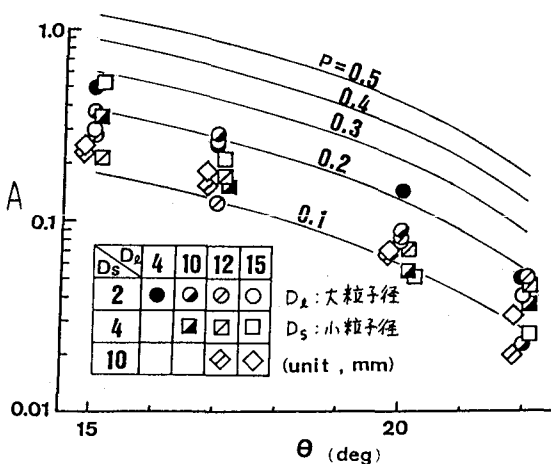


図4. 無次元上昇速度 A と勾配 θ との関係。

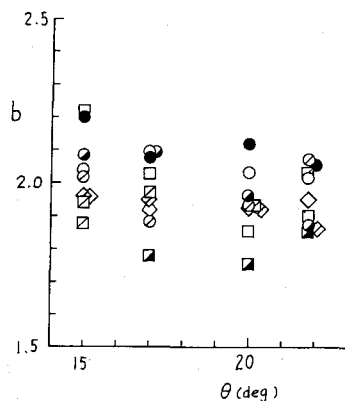


図5. b と勾配 θ との関係。