土木学会論文集 No.558／Ⅱ-38, 147-151, 1997.2

固液混相流の粒子流体力に及ぼす群粒子集積効果

楊永荻[1]・平野宗夫[2]・羽田野袈裟義[3]・大同淳之[4]・渡辺訓甫[5]

[1]正会員　工博　九州大学助手　工学部建設都市工学科（〒812-81　福岡市東区箱崎6-10-1）
[2]正会員　工博　九州大学教授　工学部建設都市工学科（〒812-81　福岡市東区箱崎6-10-1）
[3]正会員　工博　山口大学助教授　工学部社会建設工学科（〒755　宇部市常盤台2557）
[4]正会員　工博　立命館大学教授　理工学部土木工学科（〒525　草津市野路町1916）
[5]正会員　工博　佐賀大学教授　理工学部土木工学科（〒840　佐賀市本庄町1）

混相流の抵抗特性と流動機構を解明する上で重要となる粒子抵抗力，とくに群粒子の集積効果を室内実験に基づき検討した．実験は直立管内における流れにより粒子が浮遊状態で停留して変動速度のみをもつ固液混相流について行った．その結果，混相流の群粒子集積効果は流れ場に拘束された粒子群のものに比べ，混相流の相対密度差の影響が顕著であることが明らかとなった．

Key Words *: solid-liquid flow, multiphase flow, effect of the particles accumulation, drag coefficient, Reynolds number*

1．緒　言

水砂混相流において砂粒は密度の相違のために水流に完全には追随せず，液相と固相の間の相対運動が存在し，このため液相と固相との間に相間相互作用力が発生する．この相互作用力を表わすパラメータである粒子抵抗係数の究明は，混相流の抵抗特性や流動機構を解明する上で重要である．

混相流では，異なる相間の表面でのミクロな現象が界面での境界条件にとりこまれて，局所・瞬時の粒子レベルの流れ場に影響を与え，さらにこれがいわゆる中間尺度の混相流の特性に影響すると考えられている[1]．このように，相間の局所的・瞬時的な相互作用が中間尺度の時間・空間にわたって集合された効果を群粒子の集積効果と呼ぶことにする．多数の粒子が共存して流動することにより粒子と液相の境界面の相互作用力が集積される結果，粒子群の空間配置，混相流の流動および粒子自身の挙動などに影響が出てくる．粒子群が流れ場に比較的簡単な空間配置で固定された場合については，従来多くの研究がなされ，粒子抵抗力を規格化したものが粒子間の距離あるいは空隙率の関数になることが示されている．その代表的な結果として低Reynolds数のStokes 理論解に対応する Tam[2]の理論解が挙げられる．

$$\frac{F_D}{6\pi d\mu u} = T(C) \equiv \frac{4+3(8C-3C^2)^{1/2}+3C}{(2-3C)^2} \qquad (1)$$

ここに，F_Dは群粒子に対する抗力，dは粒子の直径，μは液体の粘性係数，uは粒子間の流体流速，Cは体積比の粒子濃度，$T(C)$はTam関数である．

また，Rowe[3),4)]は多数の粒子を流れ場に固定して粒子群の空間距離を変化させ，粒子に作用する流体力を調べた結果，次の関係式を得た．

$$\frac{F_D}{F_{D0}} = 6.8B(C)+1 \qquad (2)$$

ここに，F_{D0}は単一粒子の場合の流体力，$B(C)$はBagnoldの粒子線型濃度である．すなわち

$$B(C) = \frac{1}{(C_* / C)^{1/3}-1} \qquad (3)$$

ここに，C_*は粒子の最密充填濃度である．なお，式(2)中の係数は原論文では0.68となっているが，実験データの検算により6.8の誤りと判断される．

一方，Eichhorn-Small[5)]は流れ方向と重力方向との角度を管路で調整し，粒子の水中重量と流体力(抗力と揚力)がバランスした状態で単一粒子の抗力を調べ，拘束されている場合に比べて抗力係数が大きくなることを見いだした．これは，流水中に粒子の動きにより粒子と流体の相互作用が変わることによると考えて良いであろう．また，粒子群の流動抵抗については，単一粒子の場合より抵抗係数が増加するという実験結果が数多く報告されている[6)-9)]．このように，群粒子の抗力を評価するには粒子自身の

Table 1 Condition of the present experiments

particle	mass density (g/cm^3)	unit weight (gf/cm^3)	max-concentration (—)	concentration (—)	diameter (mm)	flow velocity (cm/sec)	Reynolds number (—)
quartz sand	2.615	1.290	0.493	0.074-0.438	0.45-2.19	2.07-18.24	4-297
plastic	1.701	0.784	0.461	0.105-0.458	0.45-2.72	0.71-10.49	1-213

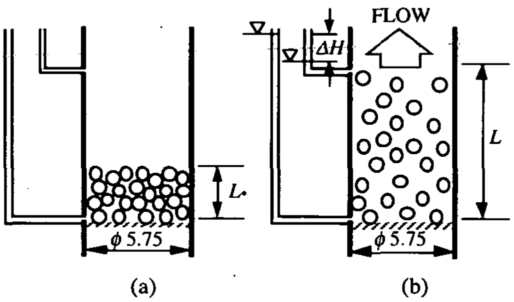


Fig. 1 A conceptional figure of the experimental procedure

挙動の影響を考慮しなければならない.

混相流の群粒子集積効果は粒子の空間配置と流体相の流動条件のほかに，粒子自身の運動の影響を含んでいる．この問題の解明は混相流の流動機構を考える上で不可欠である．また，二流体モデルとしての混相流の数値シミュレーションでは，群粒子の集積効果を表わす相間相互作用力が数値計算の妥当性を左右するが，計算の過程で上記の研究結果を用いているのが現状である[10]．また，二流体モデルによる混相流の理論解析でも，群粒子の集積効果を組み込んだ相間相互作用項について満足な表現は得られていない[11)-13]．本研究は，直立管内で粒子の水中重量と流体力がバランスして粒子が平均速度をもたず変動速度のみをもつような固液混相流のエネルギー損失を測定し，その結果をもとに，混相流における粒子抵抗力に及ぼす群粒子集積効果の要因を究明するものである.

2．実験概要

実験装置[7]は，**Fig.1**に示すように直径57.5mm，長さ1.5mのガラス管を直立状態で設置し，管の中ほどに固定した丈夫な網の上に比重が水より大きな粒子の層を置いたもので，下方から水を供給する構造となっている．実験では粒子比重，粒径および給水流量を種々変化させ，流量，固相の濃度，液相のエネルギー損失および水温を測定した．実験条件は **Table 1** に示すとおりである．管路に下方から水を供給すると，**Fig. 1(b)** のように金網位置から上方のある程度の区間では，粒子の水中重量と流体力がバランスして粒子が水中にほぼ一様に浮遊する状態，すなわち粒子は変動速度をもつが平均速度はもたない状態が形成される．このような状態では，金網が下向きの鉛直拡散を拘束していたことが考えられるが，金網の近くで濃度が高くなるような状況はなかったので，この影響は小さいと考えられる．また，粒子の移動速度はゼロであるので，粒子の混入に伴う管路抵抗の変化は小さいと考えられる[6]．従ってこれらの影響を除外して群粒子集積効果を含む流体力を抽出することができる．この状態で混相層の上流端と下流端の2点の間のエネルギー損失を測定する．なお，この状態では管路壁面の影響が出ているため，清水流で管路の抵抗を測定することによりこの影響を除去した．すなわち，粒子を含むことによるエネルギー損失ΔH_mは，混相流のエネルギー損失ΔH_tからこれと同一流速の清水流のエネルギー損失ΔH_wを差し引いたものとして次式により与えた[6),14]．

$$\Delta H_m = \Delta H_t - \Delta H_w \tag{4}$$

前述のように，このような実験では金網位置から上方のある程度の区間で粒子がほぼ一様に分布した混相層が形成され，しかも実験中はこの部分に同量の粒子が存在し続ける．従って，粒子濃度Cは流れがないときのL_*と通水時の混相層の長さLを測定し，次式により求めた(**Fig. 1** 参照).

$$C = C_* L_* / L \tag{5}$$

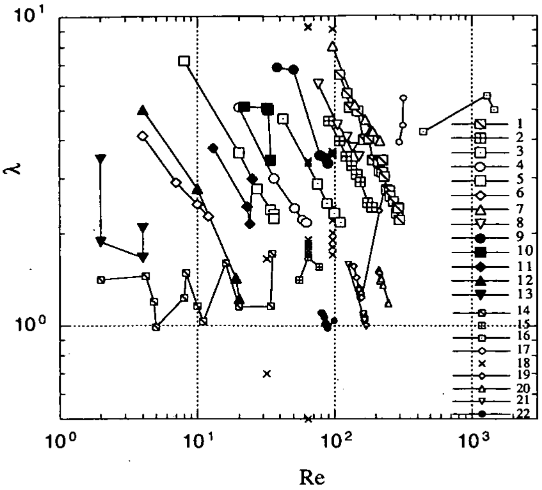
ここに，C_*はL_*に対応する最密充填粒子濃度である．また，流体相の流速は次式で定義される間隙流速により評価した.

$$u_f = Q / A(1-C) \tag{6}$$

ここに，Qは流量，Aは管路の断面積である.

3．群粒子の集積効果の評価

直立管内の鉛直混相流の流体相の運動方程式は，2流体モデルの空間平均の取り扱いに基づき，群粒子集積効果を反映した混相流の運動量方程式[12]を用いて，次のように与えられる.



No	d	ρ2	ρ1	form	researchers
1	0.129				
2	0.171				
3	0.121	2.615	1.0	moving bulk	Authors [data-1]
4	0.090				
5	0.070				
6	0.045				
7	0.272				
8	0.219				
9	0.171				
10	1.121	1.701	1.0	moving bulk	Authors [data-2]
11	0.090				
12	0.070				
13	0.045				
14	0.020	2.59	0.0013	moving, bulk	Reddy et al
15	1.165				
16	0.700	2.427	0.0013	moving bulk	Doig et al
17	0.358				
18	1.270			fixed, bulk	Rowe
19	0.320				
20	0.240	2.65	1.0	moving single	Elchhorn et al
21	0.160				
22	0.150				

Fig. 2 Relation between λ and Re

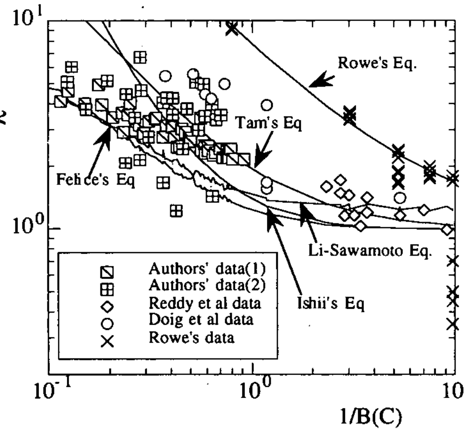


Fig. 3 Relation between λ and 1/B(C)

$$-g+\frac{1}{\rho_f}\frac{\partial p}{\partial z}+\frac{3}{4}\frac{C}{(1-C)d}\lambda C_D(u_f-u_s)^2=0 \qquad (7)$$

ここに，λは群粒子の集積効果を表すパラメータ(λ=1は集積効果なしを表す)，gは重力加速度，pは圧力，ρ_fは液相の密度，C_Dは単一粒子が静水中を沈降する場合の抗力係数，u_fは液相の平均流速，u_sは固相の平均速度である．

単一粒子が静水中を沈降する場合の抗力係数は1000以下のReynlods数ではSciller-Naumannの式の適合性が比較的に良いようである．

$$C_D=\frac{24}{\mathrm{Re}}\left(1+0.15\,\mathrm{Re}^{0.687}\right) \qquad (8)$$

ここで，ReはReynolds数で，

$$\mathrm{Re}=\frac{\rho_f d(u_f-u_s)}{\mu} \qquad (9)$$

である．

本実験の場合ではu_s=0である．また，直立管内のエネルギー勾配は

$$I_e\equiv\frac{1}{\rho_f g}\frac{\partial p}{\partial z}-1=\frac{\Delta H_m}{L} \qquad (10)$$

となる．したがって，群粒子集積効果のパラメータは

$$\lambda=\frac{4}{3}\frac{1-C}{C}\frac{gdI_e}{C_D u_f^2} \qquad (11)$$

により評価することができる．以下では，式(11)により求めたλをもとに群粒子集積効果を検討する．

Fig.2は式(11)を用いて整理した群粒子集積効果のパラメータλとRe数の関係を示したものである．図では，流体中で揺動する単一粒子に関するEichhorn-Smallの実験データと流れの中に固定された群粒子のRoweの実験データを一緒に示している．図より，混相流の群粒子集積効果は実験条件によりかなり相違するが，描点の分布は粒径ごとにある規則性をもつようであり，同一粒径では密度が小さい程下方にプロットされることが認められる．

Fig.3は群粒子集積効果のパラメータとBagnoldの線型濃度B(C)との関係を示している．両者の関係にはバラツキがあるが，これは混相流における群粒子の集積効果が Bagnold の線型濃度だけに依存するものではないことを表しているとみてよい．図には，群粒子集積効果に関する従来のいくつかの提案式[2),3),6),11),13)]による計算値を記入しているが，いずれの式も実験値とあまりよく適合しない．粒子群が固定された場合に対するRoweの実験データが最も上部にプロットされることから，混相流の群粒子集積効果は，流体中に拘束された粒子群より自由に動きうる粒子群の方が小さいことが分かる．この結果を

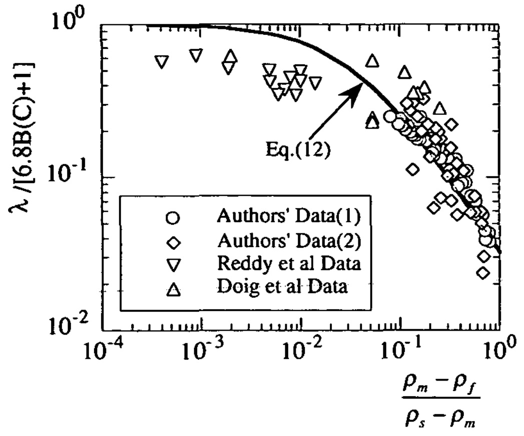


Fig. 4 Relation between normalized λ and relative density of two-phase flows

Eichhorn-Smallの実験結果と対比すると矛盾しているように見えるが，これは，粒子が動き得る場合には粒子の速度変動により抗力が増加しうるが，粒子が動きやすいために粒子の前面と後面の圧力差が一部解消されることになり，これらの効果が複雑にからみあって群粒子集積効果として出現していると考えられる．また，図では，Tamの式はデータの中央あたりに位置している．従来Tamの式が良く使われているのはこのためであろう．

Christiansen-Barker[15]は空気流において密度が異なる粒子の沈降速度を調べ，抗力係数が粒子と液相の密度差の関数であることを指摘している．混相流では，粒子濃度が変化すると，混合体の密度および粒子と混合体との密度差が変わり，液相と固相の相対速度に対する粒子の応答に大きな影響を及ぼす．すなわち混合体の密度は浮力効果として粒子の挙動に大きな影響を及ぼすと考えられる．群粒子が固定された場合には，浮力効果と群粒子集積効果とは無関係になる．このように，揺動群粒子と固定群粒子とでは抗力特性に及ぼす浮力効果は全く異なる．そこで，この両者の差異を究明するためにRowe式により混相流の群粒子集積効果を規格化したものと混合体の相対密度との関係を**Fig.4**に示している．図には，流体相が空気の場合，あるいは密度差が大きいReddyら[8]，Doigら[9]のデータも記入している．図より，相対密度差の広い範囲でデータは比較的よくまとまっており，両者はほぼ次式で関係づけられる．

$$\lambda = \frac{6.8B(C)+1}{1+30\dfrac{\rho_m-\rho_f}{\rho_s-\rho_m}} \tag{12}$$

ここで，ρ_mは混合体の密度で

$$\rho_m = \rho_f(1-C)+\rho_s C \tag{13}$$

である．

4．結　語

以上，本研究では固液混相流の粒子抵抗力に及ぼす群粒子集積効果について実験に基づき検討した．実験は直立管内において粒子に作用する重力と流体力がバランスして粒子が平均速度をもたず変動速度のみをもつ固液混相流について行った．混相流の群粒子集積効果は流れ場に拘束された粒子群に適するRowe式により規格化した上で，混相流の相対密度差と関係をづけた式(12)を提案した．

謝辞：　本研究は平成6年度文部省科学研究費補助金試験研究（B）（課題番号：06558058，研究代表者：九州大学平野宗夫）の援助を得た．記してここに謝意を表する．

参考文献

1) 日本流体力学会編集：流体力学シリーズ2，混相流体の力学，朝倉書店，pp.11，1991年11月．
2) Tam, C.K.W. : The Drag on a Cloud of Spherical Particles in Low Reynolds Number Flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.38, part 3, pp.537-546, 1969.
3) Rowe, P.N. and Henwood, G.A. : Drag Forces in a Hydraulic Model of a Fluidised Bed--Part I, *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, Vol.39, pp.43-55, 1961.
4) Rowe, P.N. : Drag Forces in a Hydraulic Model of a Fluidised Bed--Part II, *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, Vol.39, pp.175-180, 1961.
5) Eichhorn, R. and Small, S. : Experiments on the Lift and Drag of Spheres Suspended in a Poiseuille Flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.20, part 3, pp.513-527, 1964.
6) 李立亜，沢本正樹：高濃度混相流における固体粒子と液体との相互作用，水工学論文集，第38巻，pp.487～492，1994年2月．
7) Daido, A. and Yang, Y. : Drag Coefficient of Bulk Grains in the Two-Phase Flow, *Memoirs of Institute of Science and Engineering, Ritsumeikan Univ.*, Vol.51, pp.151-158, 1992.
8) Doig, I.D. and Roper, G.H. : Contribution of the Continuous and Dispersed Phases to the Suspension of Spheres by a Bounded Gas-Solids Stream, *I&EC Fundamentals,* Vol.7, No.3, pp.459-471, 1968.
9) Reddy, K.V.S. and Pei, D.C.T. : Particle Dynamics in Solids-Gas Flow in a Vertical Pipe, *I&EC Fundamentals*, Vol.8, No.3, pp.490-497, 1969.
10)例えば，Moe, R. and Bendiksen, K.H. : Transient Simulation of 2D and 3D Stratified and Intermittent Two-Phase Flow. Part 1 Theory, *Int. J. of Numerical Methods in*

Fluids, Vol.16, pp.461-487, 1993.
11)Uniarish, M. and Greenspan, H.P. : On Two-Phase Flow in a Rotating Boundary Layer, *Studies in Appl. Math.*, 69, pp.145-175, 1983.
12)楊永荻，羽田野袈裟義，平野宗夫：混相流の支配方程式，山口大学工学部研究報告，第47巻，第1号，pp.57～66，1996年10月.
13)Felice, R. Di : The Voidage Function for Fluid-Particle Interaction Systems, *Int. J. Multiphases Flow*, Vol. 20, No.1, pp.153-159, 1994.
14)白井隆：流動層，科学技術社，pp.87，1964年.
15)Christiansen, E.B. and Barker, Dee H. : The Effect of Shape and Density on the Free Settling of Particles at High Reynolds Numbers, *AIChE Journal*, Vol.11, No.1, pp.145-151,1965.

(1995.5.2 受付)

EFFECT OF PARTICLES ACCUMULATION ON DRAG FORCE IN SOLID-LIQUID TWO-PHASE FLOWS

Yongdi YANG, Muneo HIRANO, Kesayoshi HADANO, Atsuyuki DAIDO and Kunitoshi WATANABE

Experimental study of the effect of particles accumulation on the drag force in solid-liquid two-phase flow is made. The experiments are performed in a vertical tube in which particles have only fluctuation velocity due to the balance between gravity and drag forces felt by the particles in the flow. The experimental data are examined by using the formula of the fluid/particles interaction force developed by the authors, as the result, the relation among the accumulation effect, the particle concentration and relative density of multiphase flow is clarified.