

泥流中におかれた礫の移動限界に関する実験的研究

大 同 淳 之

AN EXPERIMENTAL STUDY ON THE CRITICAL TRACTIVE FORCE FOR GRAVELS IN MUD STREAM

by Atsuyuki DAIDO

Synopsis

This paper deals with the critical tractive force for gravels in a mud stream. Whether the stream is a mud or clear flow, the mechanism of initial movement of gravels is similar. But, it is hard to analyze theoretically the mechanism in a mudstream because the fluid characteristics are not clarified yet.

In this paper the author presents an arrangement of the experimental results on the critical tractive force in a mud stream using a Reynolds number derived from the kinetic similitude of movement of gravels. The Reynolds number is expressed as a function of the Reynolds number of critical tractive force proposed by Shields and the ratio of yield stresses of fluid to boundary shear. It was concluded from the treatment that the critical tractive force for gravels in a mud stream is expressed by the same relation as that in a clear stream, and that the relationship is in good agreement with the experimental results.

1. は し が き

土石流と呼ばれる流れは、巨礫を運搬するといわれており、たしかに土石流が流動したあとには、巨礫が河床に散在するのが観察される。しかしわれわれが土石流と呼ばれた流動をしらべると、Fig. 1 に示すようにその発生源における土砂の粒度組成は意外に小さい。したがってさきの巨礫は、泥流の流路から洗掘または発生源で細泥中に介在したもので運ばれてきたものと解釈される。泥流中におかれた礫の移動の機構は、本来清水中におかれた礫の移動と本質的に異なることはないと考えられる。しかし現在までの知識でこれを予測するには、なお細部の点で不明な点が少なくない。この研究は、流動機構が塑性流動としての流動を示すとしたときに、泥流を用いてその中におかれた礫の移動限界について実験的に考察したものである。

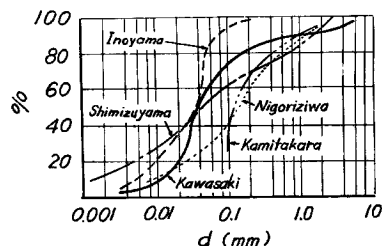


Fig. 1 Distribution curves of diameter of sand grains in mud flow.

2. 層流層内におかれた礫の移動限界

流れの中におかれた礫の移動限界については、岩垣、土屋両博士の詳細な研究^{1), 4)}があり、層流層内に礫

が入っている場合はつぎの関係が成立する。

$$\{(\sigma-\rho)g(\pi/6)d^3\}\tan\varphi=(\rho/8)C_d u^2 \pi d^2 \dots\dots\dots(1)$$

ここに σ は砂礫の密度, ρ は流体の密度, g は重力の加速度, d は砂礫の直径, φ は砂礫の摩擦角, C_d は砂礫の抵抗係数である。

さて, この平衡条件は流れが塑性流体であってもそのまま成立する。

塑性流体としての泥流の流速分布は2次元のとき次式で表わされる。²⁾

$$u=(\tau_y Z/\mu_B)\left\{\left(Z_y/h-\frac{Z}{2h}\right)/\left(1-\frac{Z_y}{h}\right)\right\}=\frac{u_*^2 Z}{\nu_B}\left(a'-\frac{Z}{2h}\right) \dots\dots\dots(2)$$

したがって, 粒径 d が水深に比して小さいとき, 底から d の高さの流速は,

$$u=\frac{u_*^2 d}{\nu_B} a' \dots\dots\dots(3)$$

また, d が大きくなって Z_y 以上になると,

$$u=\frac{u_*^2 Z_y}{\nu_B} \frac{a'}{2} \dots\dots\dots(4)$$

として与えられる。ここに, h は流れの深さ, τ_y はせん断降伏値, μ_B は塑性粘度, Z は底からの高さ, $a'=Z_y/h$ で, Z_y はせん断降伏値の生ずる高さである。

(1) 式に (3) 式を代入すると

$$\frac{u_*^2 a'}{\rho} g d \tan\varphi = \frac{1}{3 C_d \left(\frac{u_*^2 d}{\nu_B}\right)^2} \dots\dots\dots(5)$$

となる。塑性流体中の粒子に働く抵抗係数 C_d は, Fig. 2 の関係で与えられるものとする。これは伊藤³⁾ によって与えられたもので C_d の表示に用いられた Reynolds 数 Re^* は, 次式で表される。

$$Re^* = \frac{Re}{1+N_y I} \dots\dots\dots(6)$$

ここに, $Re = \frac{ud}{\nu_B}$, $N_y = \tau_y d / \mu_B u$, $I = I_A / I_B$

$$I_A = \iiint \frac{1}{\Lambda^2} dX \cdot dY \cdot dZ, \quad I_B = \iiint \frac{1}{\Lambda} dX \cdot dY \cdot dZ$$

$$1/\Lambda = \sqrt{2(E_{xx}^2 + E_{yy}^2 + E_{zz}^2) + E_{yz}^2 + E_{zx}^2 + E_{xy}^2} \dots\dots\dots(7)$$

で, これらはいずれも無次元で, X, Y, Z は摩擦成分 x, y, z を, E_{xx}, E_{xy} などは変形速度 $e_{xx} = \partial u / \partial x$, $e_{xy} = \partial u / \partial x + \partial u / \partial y$ などを無次元化したものである。ただし, I は現在では計算できないので, Fig. 3 で与えられている。

$$Re = \frac{ud}{\nu_B} = \frac{u_*^2 d}{\nu} \left(\frac{u}{u_*}\right) = \left(\frac{u_*^2 d}{\nu}\right)^2 a' \dots\dots\dots(8)$$

$$N_y = \frac{\tau_y d}{\mu_B u} = \frac{\tau_y d \rho u_*^2}{\tau_{0c} \mu_B u} = a \frac{du_*^*}{\nu_B} \frac{u_*^*}{u} = \frac{1}{a'} - 1 \dots\dots\dots(9)$$

とおけるので,

$$Re^* = \frac{\left(\frac{u_*^2 d}{\nu_B}\right)^2 a'}{1 + \left(\frac{1}{a'} - 1\right) I} \dots\dots\dots(10)$$

と変形される。

a' と $u_*^2 d / \nu_B$ を与えて Re^* を求め, その結果 C_d が得られて, (10) 式を計算することが出来る。その結果, Fig. 4 に示

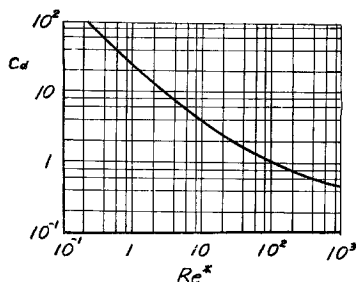


Fig. 2

Relation between drag coefficient C_d of sphere in mud stream and modified Reynolds Number $R^* = Re / (1 + N_y I)$ (by Ito)

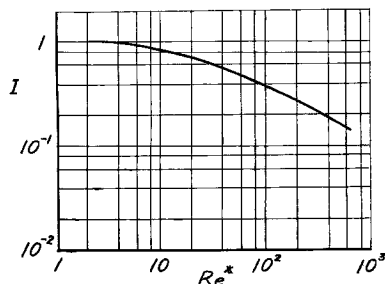


Fig. 3 Relation between I and Re^* (by Ito)

すように、Shield の提案した $u_c^{*2}/(\sigma/\rho-1)gd \tan \phi$ 対 u_c^*d/ν_B のグラフに a' をパラメーターとして示される。

実験において移動限界の厳密な判定は一般にむづかしく、そのためにある程度のパラツキは余儀なくされるうえに、いまのところ a' の変化に対して、 $u_c^{*2}/(\sigma/\rho-1)gd \tan \phi$ の変化が少ないから、Fig. 4 で実験値と比較してその正否を判定することはむづかしい。したがってできるだけ一般化したパラメーターを用いて、できれば一つの線で両者の関係を表したい。

(6) 式の Reynolds 数 R_e^* はつぎのような関係でみちびかれたものである。定常な流れにおいては、表面積 S で囲まれた流体のエネルギーは、

$$F_g - F_s - F_D = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここに、 F_g は外力が流体の質量力になす仕事の割合、 F_s は境界面の応力による単位時間の仕事量、 F_D は粘性によって散逸されるエネルギーの割合である。ビンガム流体においては (11) 式の無次元表示は次式で表される。

$$\frac{F_s}{\rho u_0^3 l_0^2} = \frac{1}{F_r} \iiint (U_x K_x + U_y K_y + U_z K_z) dX \cdot dY \cdot dZ - \frac{(1+N_y I)}{R_e} I_A \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここに u_0 , l_0 はある代表流速、代表長さ、 F_r は u_0^2/gl_0 , U_x , U_y などはそれぞれの方向の流速の代表流速 u_0 との比、 K_x , K_y などはそれぞれの方向の加速度と重力の加速度 g との比である。境界面に働く力の単位時間の仕事量を相似にするためには、 F_r と $(1+N_y I)/R_e$ を相似にする必要があるが、両者を同時に満足させることは困難であるから、外力の影響を無視し、 $R_e^* = R_e/(1+N_y I)$ を等しくすることによって境界面に働く力の単位時間の仕事量の相似をはかったものである。

泥流中の礫の移動限界を清水中の礫の移動限界と比較するとき、一番影響の大きいのは流体の塑性的性質の差であろうから、この場合に礫の表面に働く力の相似を保つためには (10) 式の R^* を相似にすることが望ましいであろう。

以上の考えから、(5) 式を変形して、

$$\begin{aligned} \frac{u_c^{*2} a' \left\{ 1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I \right\}}{\frac{\sigma - \rho}{\rho} g d \tan \phi} &= \frac{1}{\frac{3}{4} C_D \left(\frac{u_c^* d}{\nu_B} \right)^2 \left\{ \frac{a'}{1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I} \right\}} \\ &= \frac{1}{\Psi \left[\left(\frac{u_c^* d}{\nu_B} \right) \left\{ \frac{a'}{1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I} \right\}^{\frac{1}{2}} \right]} \end{aligned}$$

$$\text{ここに、} \quad \Psi \left[\left(\frac{u_c^* d}{\nu_B} \right) \left\{ \frac{a'}{1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I} \right\}^{\frac{1}{2}} \right] = \frac{3}{4} C_D \left(\frac{u_c^* d}{\nu} \right)^2 \left\{ \frac{a'}{1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I} \right\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

と変形して、この関係で図示すると、Fig. 4 に示すように a' の値の如何にかかわらず、 $a'=1.0$ の線に合致し、1本の線で表しうる。

以上の関係の成立するのは層流域に限られる。

粒子が層流層から突きでて、乱れの領域に入ったときの取扱いは、現在ビンガム流体の乱れの現象が全く不明であるから計算できない。

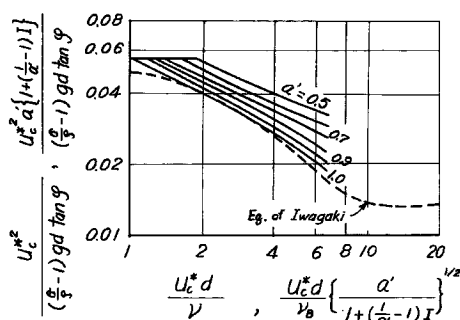


Fig. 4 Dimensionless expression of critical tractive force in mud flow.

そこで乱れの領域の移動限界を求めるにあたって、次のような方法によることにする。従来の非ニュートン流体の取扱いにおいては、層流の領域で、適当なパラメーターを用いたときに、新しいパラメーター間の関係が、ニュートン流体と同じような関係を示すとき、このパラメーターを用いて、乱流のところでも、ニュートン流体と同様に取扱って工学的に十分であることが多い。この問題でも層流の領域で適当なパラメーターを用いることによって表現できれば、乱流の領域の実験資料もうまく整理ができるのではないかと考えられる。そこで以上の事実を確かめるために実験を行なった。

3. 実験装置と実験方法

(i) 実験閉管路：Fig. 5 に示すように、7 cm×7 cm の正方形断面をもつ長さ 10m の水路で、6 m の区間に内壁全体に砂をはりつけ、底面の 1 部 35cm の部分は底高を少し低くして、そこに砂をしきならべた。砂の移動は底面にあけた 4.0cm×4.0cm の穴からおちるのをもって判定した。

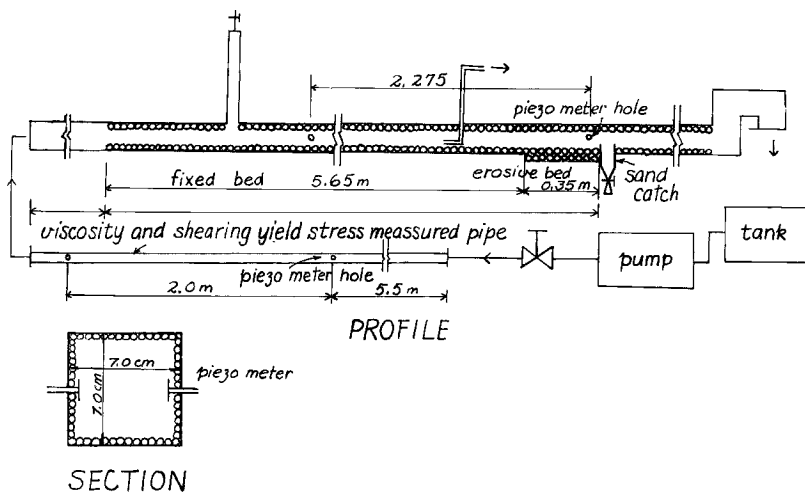


Fig. 5 Experimental flume.

(ii) 限界せん断力 τ_0 の測定：限界せん断力 τ_0 は次式によって求めた。

$$4P \cdot A = 2\tau_0 4l(b+y) \dots\dots\dots (14)$$

ここに $4P$ は距離 $4l$ の間の圧力差、 A は水路断面積、 $4l$ は流下方向の距離、 b は水路幅、 y は水路の深さである。 $4P$ は断面の両側に $y/2$ の高さにとりつけた圧力測定管からとりだした圧力をマノメーターで測定した。なお、圧力測定管ははりつけた礫の先端まで突きだし、先端に厚さ 0.50 mm の 25mm×25mm の真鍮板をとりつけて、圧力が礫から発生する渦に影響されるのを防いだ。また水路壁面からマノメーターまでのサイフォン内は、常に清水で満されているようにして圧力を測定した。 τ_0 の計算に用いた $4P$ は両側の測定値の平均である。 $4l$ は 2.275m をとり、 b および y は、はりつけた砂礫の平均径の天端から $d/4$ のところまで採用した。

(iii) 泥流の粒度組成、せん断降伏値 τ_y 、塑性粘度 μ_B および密度 ρ ：この実験で泥流の作製に用いた粘土の粒度分布は中央粒径 $d_{50}=0.0034$ mm、標準偏差 $\sigma\phi=2.96$ mm、粘土粒子の密度は 2.70 である。この粘土を適当に、水と混合して泥流を作製した。

塑性流体では、層流のとき、流量 Q と $4P$ の間にはつぎの関係がなりたつ。

$$\frac{4Q}{\pi R^3} = \frac{R \cdot \Delta P}{2l\mu_B} \left\{ 1 - \frac{4}{3} \frac{\tau_y}{R \cdot \Delta P} + \frac{1}{3} \left(\frac{\tau_y}{R \cdot \Delta P} \right)^4 \right\}$$

の関係が成立する。この曲線は、 $R \cdot \Delta P / 2l$ の大きいところでは、

$$\frac{4Q}{\pi R^3} = \frac{1}{\mu_B} \left(\frac{R \cdot \Delta P}{2l} - \frac{4}{3} \tau_y \right)$$

の直線に漸近する。そこで、Fig. 5 に示すように水路の一部に長さ 8 m、直径 2.7 cm の円管部を設け、ここで層流の領域で Q と ΔP を測定して、 $4Q/\pi R^3$ と $R \cdot \Delta P / 2l$ の関係を図にプロットして、この直線の勾配から μ_B を、またこの直線を $R \cdot \Delta P / 2l \rightarrow 0$ に外挿して、そのときの $4Q/\pi R^3$ の値から τ_y を求めた。

また流体の密度 ρ は、実験時にピクノメーターを用いて直接測定した。

以上の結果測定された μ_B 、 τ_y は Fig. 6 のとおりである。粒度が細かくなると、粒子間に働く吸着力の影響をうけて、粘土によってかなり異なった性質を示すので、実験の都度測定して計算に用いた。

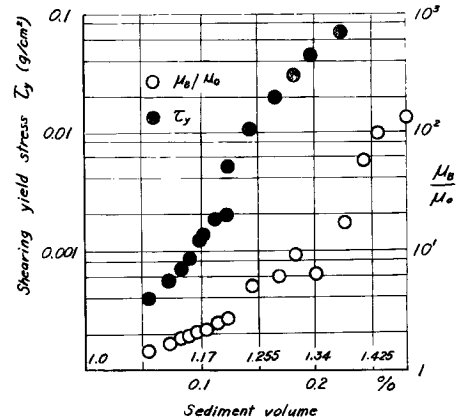


Fig. 6 Relation between shearing yield stress or relative viscosity and sediment volume.

4. 実験結果とその考察

さきに求めた移動限界は、遮蔽効果のためそのままでは成立しない。そこでまず清澄な流れで礫の移動限界の実験を行ない、3. (ii) でのべたせん断応力の決定法の妥当性を検討するとともに、岩垣博士の実験公式と比較したとき、どの程度の砂礫の移動に相当するか調べた。その結果、例えば 5.4 mm のときには 1 分間に 7 ケ程度の礫が落下する程度で、ほぼ岩垣博士の採用した限界とも近い。

泥流における実験結果を Fig. 7 に示す。ここに記載した資料は粒径が 5.4 mm のものの一種で清澄な流れの

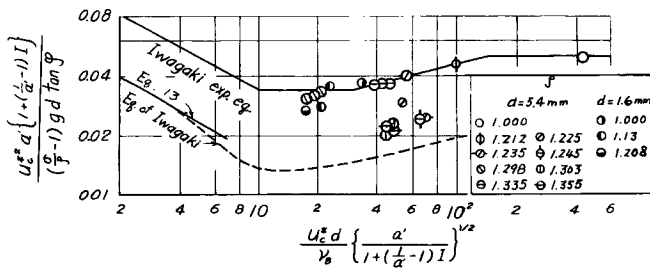


Fig. 7 Comparison of theoretical curves for clear stream by Iwagaki and experimental results in mud stream.

ときは完全に乱流の領域に属するが、泥流の濃度の増加にしたがって、岩垣の実験公式の線上を移動するよ

うである。実験値が必ずしも濃度の順に配列していないが、これは、 τ_y , μ_B の変動によるものである。まだ実験値が少ないので断言ができないが、ここに用いたパラメーターでかなりうまく整理ができそうである。以上の事実をさらに条件を変えて調べるために固定壁の粒径より大きい礫を数個おいてその移動限界をしらべたのが Fig. 8 である。ここに、 n は壁面に固定した砂と移動砂の粒径の比である。このときも同じようにパラメーターを変えることによって清澄な場合と同様な関係がえられそうである。

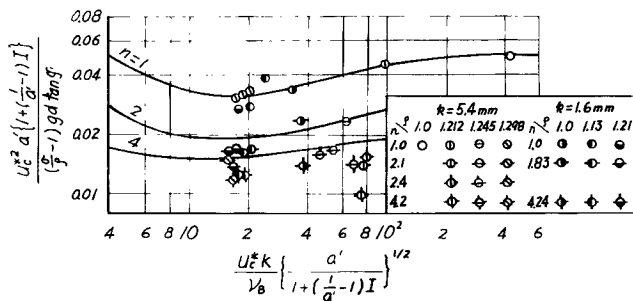


Fig. 8 Comparison of theoretical curves for gravels on granular bed in clear stream by Iwagaki and Tsuchiya and experimental results in mud stream.

5. む す び

泥流中におかれた礫の移動限界は、清澄な流れの中の礫の移動限界を規定するパラメーターに、泥流のもつ塑性的な性質を付加することによってあらわせるものと考え、付加する項として、粘性によるエネルギー散逸が、境界面にはたらく力の単位時間の仕事量と等しいとおき、この両者の相似を保つパラメーターを付け加えた。

これによって整理された実験値は数が少ないから十分な結論はえられないが、清澄な流れの中の移動限界と同じような関係を示した。

この実験を行なうにあたり、いろいろ御指導および御援助を賜った矢野教授および土屋助教授に厚く御礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) 岩垣雄一：限界掃流力に関する基礎的研究，土木学会論文集第41号，昭31. 12, pp. 1—21.
- 2) Yano K., Daido A. : Fundamental study on the mud-flow, Bull. Disaster Prevention Research Institute, Vol. 14, Part 2, Feb. 1965 p. 74.
- 3) 伊藤四郎：塑性流体の流れ，第93回講習会教材，日刊工業，昭32, p. 37.
- 4) 岩垣雄一，土屋義人：砂面上におかれた礫の限界掃流力について，土木学会論文集，第41号，昭31. 12, pp. 22—28.