泥流の土石流サージ生成に関する基礎的検討

THEORETICAL EXAMINATION ON SERGE OCCURRENCE CONDITION OF MUD DEBRIS FLOW

新井宗之[1]
Muneyuki ARAI

[1] 正会員 博士 (工学) 名城大学准教授 理工学部建設システム工学科
（〒 468-8502 愛知県名古屋市天白区塩釜口 1-501）

As for the flow to include a non-cohesive solid particle in high concentration, it is not almost studied mechanism to become the serge. This mud debris flow is observed with Nojiri River and Hasegawa of Sakurajima as lots of surge. This surge flows on the gentle channel slope periodically as well as viscous debris flow. However, there is a little research on the surge or roll wave occurrence of the flow which contains particles in dense. This research argues the occurrence condition of surge or roll wave of the flow which contain non-cohesive particles in dense, and the model of .the flow uses the equation of Arai-Takahashi. About a flow with high concentration of non-cohesive particles, we show a occurrence condition of serge (roll waves) as periodic discontinuity wave from the velocity equation of Arai-Takahashi.

Key Words: *mud debris flow, occurrence condition, high concentration, roll wave, surge*

1. はじめに

土石流の発生条件については，高橋 [1] により石礫型土石流を念頭に置いた渓流の表流水を荷重と考えた河床の斜面安定条件として示された．豪雨時の土石流発生斜面勾配が約 15° 以上であることなどがよく説明されている．そしてこの結果により日本の急傾斜地における土石流危険地域の指定を行い，防災上大きな貢献をしている．しかしながら，中国の南部でよく発生が観測される粘性土石流と呼ばれるタイプの土石流は，時間雨量が数 mm 程度の非常に少ない降雨量でも土石流が発生し，しかも河床勾配が 3° ～ 5° でも発生，流下するという特徴がある [2),3)]．この粘性土石流の発生については，新井等によって，流れの不安定性による転波列であることが示されている [4),5)]．

一方，非粘着性固体粒子を高濃度に含有する流れで乱流構造を有する泥流型土石流の発生機構についてはほとんど明らかにされていないと言える．この泥流型土石流は鹿児島県桜島の野尻川や長谷川で多く観測され，粘性土石流と同様に緩勾配の河道で発生・流下し，短時間の間に複数の土石流が流下することが観測されている．この土石流の流下特性については疋田等 [6)] の研究がある．これらのことより，ここでは泥流型土石流が緩勾配で発生・流下し，短時間の間に周期的な流下があることから，流れの不安定性理論に基づく検討を行うものである．

流れの不安定性に基づく転波列に関しては多くの研究がある．Dressler[7)] が先駆的な研究を行い，日本では石原・岩垣・岩佐 [8),9)] が薄層流の転波列について検討をしている．Needman [10)]，Merkin [11)] は乱流での抵抗項を独自に提案している．波長の特性について，五十嵐・泉・和田 [12)] は転波列の流下とともに長くなることを示している．固体粒子を含有した転波列の研究は少なく，上述したように新井等の固体粒子を含有した粘性流の研究 [13)] や高橋等 [14),15)] の非粘着性粒子を含有した土石流の転波列実験また疋田等の桜島・長谷川の土石流の転波列特性に関する研究 [6)] がある．

本研究では桜島で発生するような泥流状の乱流構造を有する非粘着性粒子を高濃度に含む流れのサージ生成条件について，新井・高橋 [16),17)] による泥流型土石流の抵抗則を用いて検討する．

2. 発生条件の理論的検討

(1) 基礎方程式

一次元流れで，横流入を伴わない急激な水面変動を有する流れの運動方程式，連続式は次式のように表される．

$$\frac{\partial v}{\partial t}+\beta v\frac{\partial v}{\partial x}+(1-\beta)\frac{v}{A}\frac{\partial A}{\partial t}=g\sin\theta-g\cos\theta\frac{\partial h}{\partial x}-\frac{f'}{2}\frac{v^2}{R} \quad (1)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t}+\frac{\partial (A v)}{\partial x}=0 \quad (2)$$

ここに，v ：断面平均流速，A ：流積，g ：重力加速

度，θ ：水路勾配，R ：径深，h ：水深，β ：運動量補正係数，f' ：摩擦損失係数．

運動方程式における左辺第１項は加速度項，第２項は移流項，第３項は流積の変動による応力項で流積変動が緩やかな漸変流では一般に省略される．右辺第１項は水路勾配により作用する質量力の成分，右辺第２項は水面勾配による圧力差としての作用力，第３項は底面摩擦応力による抵抗項である．

波速 c により次式を用いて式 (1)，(2) を座標変換する．

$$v(x,t) = U(x-ct) = U(\xi) \tag{3}$$

$$h(x,t) = H(x-ct) = H(\xi) \tag{4}$$

$$\text{ここに,} \quad \xi = x - ct \tag{5}$$

この座標変換について少し述べておきたい．この座標系は波速 c を用いていることから，移動座標系である．x を固定して，そこでの水深 h の変動は時間 t とともに変化する水深を長さの時限の ξ で表す水深 H として表現される．したがって，当然ではあるが，位置 x を固定して計測した水深変動の水面形は波速 c で移動する座標系での水面形とは意味が異なる．

式 (3)，(4) を用いて式 (1)，(2) を変換すると次式のようになる．

$$c\frac{\partial U}{\partial \xi} - \beta U \frac{\partial U}{\partial \xi} + c\left(1-\beta\right)\frac{U}{A}\frac{\partial A}{\partial H}\frac{\partial H}{\partial \xi} = -g\sin\theta + g\cos\theta\frac{\partial H}{\partial \xi} + \frac{f'}{2}\frac{U^2}{R} \tag{6}$$

$$\left(U-c\right)\frac{\partial A}{\partial H}\frac{\partial H}{\partial \xi} + A\frac{\partial U}{\partial \xi} = 0 \tag{7}$$

上式の式 (6)，(7) を用いると，$\frac{\partial H}{\partial \xi}$，$\frac{\partial U}{\partial \xi}$ はそれぞれ次式のように表すことができる．

$$\frac{\partial H}{\partial \xi} = \frac{-A\left\{g\sin\theta - \frac{f'}{2}\frac{U^2}{R}\right\}}{\left\{\left(\beta U - c\right)\left(U-c\right) + c\left(1-\beta\right)U\right\}\frac{\partial A}{\partial H} - gA\cos\theta} \tag{8}$$

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{\left(U-c\right)\frac{\partial A}{\partial H}\left\{g\sin\theta - \frac{f'}{2}\frac{U^2}{R}\right\}}{\left\{\left(\beta U - c\right)\left(U-c\right) + c\left(1-\beta\right)U\right\}\frac{\partial A}{\partial H} - gA\cos\theta} \tag{9}$$

また，式 (8)，(9) と $\frac{\partial H}{\partial U} = \frac{\partial H}{\partial \xi}\cdot\frac{\partial \xi}{\partial U}$ の関係から，次式の関係が得られている．

$$\left(c-U\right)A = K_A = \text{constant} \tag{10}$$

上記 K_A は進行流量と呼ばれ，定数である．つまり，移動座標系において K_A の値は任意の点で一定である．また，K_A は f' の関係を直接含まないことから，抵抗則の式形には依存しないことを意味している．しかし，U それ自身は抵抗則に関係することは言うまでもない．水面形を表す式 (8) を進行流量 K_A を用いて表せば，次式のようである．

$$\frac{\partial H}{\partial \xi} = \frac{-A\left\{g\sin\theta - \frac{f'}{2}\frac{1}{R}\frac{\left(cA-K_A\right)^2}{A^2}\right\}}{\left\{\beta\left(\frac{K_A}{A}\right)^2 + \left(1-\beta\right)c^2\right\}\frac{\partial A}{\partial H} - gA\cos\theta} = -\frac{f_1(H)}{f_2(H)} \tag{11}$$

ここに，

$$f_1(H) = A\left\{g\sin\theta - \frac{f'}{2}\frac{1}{R}\frac{\left(cA-K_A\right)^2}{A^2}\right\} \tag{12}$$

$$f_2(H) = \left\{\beta\left(\frac{K_A}{A}\right)^2 + \left(1-\beta\right)c^2\right\}\frac{\partial A}{\partial H} - gA\cos\theta \tag{13}$$

(2) 不安定条件

上述の水面形の方程式で，支配断面での条件は，

$$f_1(H) = 0\,,\quad f_2(H) = 0 \tag{14}$$

を満足する必要がある．支配断面での水深を H_0 とすると，転波列が発生する流れの不安定条件は，

$$\lim_{H\to H_0}\frac{dH}{d\xi} = \lim_{H\to H_0} -\frac{\frac{df_1}{d\xi}}{\frac{df_2}{d\xi}} \geq 0 \tag{15}$$

であることが示されている [7),8)]．

水路形状が任意形状の条件では解析が困難なため，次のような条件とする．流積 A が矩形断面のように水深 H の線形関数で表される場合で，この条件では $-\frac{df_2}{d\xi} > 0$ の関係があるため，式 (15) の関係は $\frac{df_1}{d\xi} > 0$ の関係を満足することにある．この関係は式 (12) より次式の関係となる．

$$\frac{m}{2}\frac{U_0}{c}\left\{1 + \frac{2}{m} - \frac{R}{f'}\left(\frac{df'}{dR}\right)_0\right\} \geq 1 \tag{16}$$

ここに，$m = 1 - R\frac{ds}{dA}$，添え字 0 は支配断面における値であり，$U_0 = \sqrt{\frac{2}{f'}}U_*$，$U_* = \sqrt{gR\sin\theta}$：摩擦速度．

ところで，$f_2(H) = 0$ の関係から，U_0 と c の関係が次式のように得られる．

$$U_0 = \frac{\beta\frac{dA}{dH} - \sqrt{\beta(\beta-1)\left(\frac{dA}{dH}\right)^2 + \frac{s}{{F_r}^2}\left(\frac{dA}{dH}\right)}}{\beta\frac{dA}{dH} - \frac{s}{{F_r}^2}}\cdot c \tag{17}$$

ここに，$F_r = \frac{U_0}{\sqrt{gH\cos\theta}}$：フルード数，$s$：潤辺．

(3) 抵抗則

泥流型土石流の抵抗則は，新井・高橋 [16)] の式を用いる．新井等は，非粘着性の粒子を高濃度に含有し，粒子と間隙流体が一体となった混合と粒子衝突の応力項を考慮した流速分布式，平均流速式を，次式のように示している．

流速分布式：

$$\frac{u}{U_*}=\frac{1}{\kappa}\left\{\sinh^{-1}\left(\frac{Y}{\phi}\right)-\sinh^{-1}\left(\frac{Y_0}{\phi}\right)\right\} \tag{18}$$

平均流速式：

$$\frac{U}{U_*}=\frac{1}{\kappa}\left\{\sinh^{-1}\left(\frac{1}{\phi}\right)\sinh^{-1}\left(\frac{Y_0}{\phi}\right)-\sqrt{1+\phi^2}+\phi\right\} \tag{19}$$

ここに，$Y=\dfrac{y}{h}$，y：水深方向の水路床からの高さ，

$$Y_0=\frac{y_0}{h}\begin{cases}\text{滑面の場合：}\ y_0=\dfrac{a\,\nu_0}{U_*},\ a=\dfrac{1}{9.025}\\ \text{粗面の場合：}\ y_0=b\,k_s,\ b=\dfrac{1}{30},\ k_s\text{：相当粗度}\end{cases} \tag{20}$$

$$\phi^2=\lambda^2\left(\frac{a_i\sin\alpha}{\kappa^2}\right)\left(\frac{\sigma}{\rho_m}\right)\left(\frac{d}{h}\right)^2 \tag{21}$$

$$\lambda=\left\{\left(\frac{C_*}{C}\right)^{\frac{1}{3}}-1\right\}^{-1} \tag{22}$$

ここでの検討のために，式 (19) を次式のように若干変形する．

$$\frac{U}{U_*}=\frac{1}{\kappa}\left[\sinh^{-1}\left\{\frac{1}{\phi_0}\left(\frac{h}{d}\right)\right\}-\sinh^{-1}\left\{\frac{1}{\phi_0}\left(\frac{y_0}{d}\right)\right\}-\sqrt{1+\phi_0{}^2\left(\frac{d}{h}\right)^2}+\phi_0\left(\frac{d}{h}\right)\right] \tag{23}$$

ここに，

$$\phi_0{}^2=\lambda^2\left(\frac{a_i\sin\alpha}{\kappa^2}\right)\left(\frac{\sigma}{\rho_m}\right),\ \phi^2=\phi_0{}^2\left(\frac{d}{h}\right)^2 \tag{24}$$

(4) 運動量補正係数

運動量補正係数 β は，水深方向の任意の流速を u，断面平均流速を U，水深を h とすると矩形断面の単位幅の運動量補正係数 β は，

$$\beta=\frac{1}{h}\int_0^h\left(\frac{u}{U}\right)^2dy \tag{25}$$

として定義される．

$Y=\dfrac{y}{h}$ より，$\dfrac{dY}{dy}=\dfrac{1}{h}$，$dy=hdY$ であり，$y=0$ のとき $Y=0$，$y=h$ のとき $Y=1$ であるから，β は無次元量 Y で表せば次のようである．

$$\beta=\int_0^1\left(\frac{u}{U}\right)^2dY \tag{26}$$

u，U にそれぞれ式 (18)，(19) を式 (26) に代入して β を求めると，β は次式のようである．

$$\begin{aligned}\beta=&\left[\left\{\sinh^{-1}\left(\frac{1}{\phi}\right)\right\}^2\right.\\&-2\left\{\sqrt{1+\phi^2}+\sinh^{-1}\left(\frac{Y_0}{\phi}\right)\right\}\cdot\sinh^{-1}\left(\frac{1}{\phi}\right)\\&+2\left\{\sqrt{1+\phi^2}-\phi\right\}\cdot\sinh^{-1}\left(\frac{Y_0}{\phi}\right)\\&\left.+\left\{\sinh^{-1}\left(\frac{Y_0}{\phi}\right)\right\}^2+2\right]\\&\times\left[\sinh^{-1}\left(\frac{1}{\phi}\right)-\sinh^{-1}\left(\frac{Y_0}{\phi}\right)\right.\\&\left.-\sqrt{1+\phi^2}+\phi\right]^{-2}\end{aligned} \tag{27}$$

(5) 転波列発生条件

任意の水路断面形状での流れでは，解析が困難であるため，水路形状を単純な形状で検討する必要がある．そこで，水深 H に比して幅 B の広い矩形断面水路の場合について検討する．水路幅 B が，水深 H に比して非常に大きいことを仮定すると，$B\gg H$ であり，矩形断面水路であるから，流積 A は，$A=B\cdot H$ である．また，潤辺 s は，$B\gg H$ より $s=B+2H\approx B$ であり，したがって，$\dfrac{ds}{dA}=0$ とすることができる．さらにこれより，$m=1-R\dfrac{ds}{dA}=1$ である．

これらより，水路幅 B が水深 H に比して広い長方形断面の条件では，下記の関係を得る．

$$\left.\begin{aligned}m&=1\\s&=B\\\frac{dA}{dH}&=B\end{aligned}\right\} \tag{28}$$

これらを式 (17) に代入すると，式 (16) は次式の関係となる．

$$\frac{U_0}{c}\geq\frac{1}{\beta+\sqrt{\beta(\beta-1)+\dfrac{1}{F_r{}^2}}} \tag{29}$$

また，

$$\frac{U}{U_*}=\sqrt{\frac{2}{f'}}\ \text{より，}\ f'=2\left(\frac{U_*}{U}\right)^2 \tag{30}$$

の関係から，水路条件より $R\doteq h=H$ とすることができるから，式 (23) は摩擦損失係数 f' で表せば，次式のように表わすことができる．

$$f'=2\kappa^2\left[\sinh^{-1}\left\{\frac{1}{\phi_0}\left(\frac{H}{d}\right)\right\}-\sinh^{-1}\left\{\frac{1}{\phi_0}\left(\frac{y_0}{d}\right)\right\}-\sqrt{1+\phi_0{}^2\left(\frac{d}{H}\right)^2}+\phi_0\left(\frac{d}{H}\right)\right]^{-2} \tag{31}$$

これより，式 (16) の左辺の項 $\frac{H}{f'}\left(\frac{d\,f'}{dH}\right)$ は次式のようである．

$$\frac{H}{f'}\left(\frac{d\,f'}{dH}\right)=-2\left[\sinh^{-1}\left\{\frac{1}{\phi_0}\left(\frac{H}{d}\right)\right\}-\sinh^{-1}\left\{\frac{1}{\phi_0}\left(\frac{y_0}{d}\right)\right\}-\sqrt{1+\phi_0{}^2\left(\frac{d}{H}\right)^2}+\phi_0\left(\frac{d}{H}\right)\right]^{-1}$$

$$
\times\left[\frac{\frac{1}{\phi_0}\left(\frac{H}{d}\right)}{\sqrt{1+\frac{1}{\phi_0{}^2}\left(\frac{H}{d}\right)^2}}+\frac{\phi_0{}^2\left(\frac{d}{H}\right)^2}{\sqrt{1+\phi_0{}^2\left(\frac{d}{H}\right)^2}}\right.
$$

$$
\left.-\phi_0\left(\frac{d}{H}\right)\right] \tag{32}
$$

式 (29)，式 (32) の関係を式 (16) に代入すると次式を得る．

$$
\left[\frac{\frac{1}{\phi_0}\left(\frac{H}{d}\right)}{\sqrt{1+\frac{1}{\phi_0{}^2}\left(\frac{H}{d}\right)^2}}+\frac{\phi_0{}^2\left(\frac{d}{H}\right)^2}{\sqrt{1+\phi_0{}^2\left(\frac{d}{H}\right)^2}}-\phi_0\left(\frac{d}{H}\right)\right]
$$

$$
\times\left[\sinh^{-1}\left\{\frac{1}{\phi_0}\left(\frac{H}{d}\right)\right\}-\sinh^{-1}\left\{\frac{1}{\phi_0}\left(\frac{y_0}{d}\right)\right\}\right.
$$

$$
\left.-\sqrt{1+\phi_0{}^2\left(\frac{d}{H}\right)^2}+\phi_0\left(\frac{d}{H}\right)\right]^{-1}
$$

$$
\geq\left(\beta-\frac{3}{2}\right)+\sqrt{\beta\left(\beta-1\right)+\frac{1}{F_r{}^2}} \tag{33}
$$

さらに，上式を変形すると次式を得る．次式は，非粘着性粒子を高濃度に含む流れの不安定性により，この流れがサージ状の流れ (転波列) を発生する条件である．

$$
F_r \geq \frac{1}{\sqrt{\left\{\Phi+\left(\frac{3}{2}-\beta\right)\right\}^2-\beta\left(\beta-1\right)}} \tag{34}
$$

ここに，

$$
\Phi = \left[\sqrt{1+\phi_0{}^2\left(\frac{d}{H}\right)^2}-\phi_0\left(\frac{d}{H}\right)\right]
$$

$$
\times\left[\sinh^{-1}\left\{\frac{1}{\phi_0}\left(\frac{H}{d}\right)\right\}-\sinh^{-1}\left\{\frac{1}{\phi_0}\left(\frac{y_0}{d}\right)\right\}\right.
$$

$$
\left.-\sqrt{1+\phi_0{}^2\left(\frac{d}{H}\right)^2}+\phi_0\left(\frac{d}{H}\right)\right]^{-1} \tag{35}
$$

$\phi_0{}^2=\lambda^2\left(\frac{a_i\sin\alpha}{\kappa^2}\right)\left(\frac{\sigma}{\rho_m}\right)$，$\lambda=\left\{\left(\frac{C_*}{C}\right)^{\frac{1}{3}}-1\right\}^{-1}$：線濃度，$\rho$：間隙流体の密度，$\sigma$：固体粒子の密度，$C$：濃度，$C_*$：最充填濃度，$d$：粒径，$\rho_m=\rho+(\sigma-\rho)C$：平均密度，$\kappa$：カルマン定数 (0.4)，$a_i\sin\alpha$：バグノルドの定数 (0.022)，$\nu_0$：間隙流体の動粘性係数，$U_*=\sqrt{gH\sin\theta}$，$H$：水深，$\theta$：水路勾配，$\beta$：運動量補正係数，$y_0$：河床の粗滑による定数 (式 (20))．

3. 発生条件に関する検討

非粘着性粒子が，流れの中に一様に拡散して高濃度で流れるような場合のサージ (転波列) 発生条件は，式 (34) によって示される．この式は，発生条件が運動量補正係数 β によって変化することを示している．運動量補正係数 β は式 (27) によって表される．β は流速の式と同様に多くのパラメータの影響を受ける．ここでは，水深粒径比 H/d と粒子濃度 C の影響について検討する．β は水路床の粗滑によっても影響を受けるが，それについては後述する．ここでは，粗面の場合の k_s/d=1 の場合，すなわち河床の粗度の大きさが粒径程度の場合について検討する．また，水および粒子の密度はそれぞれ ρ=1.00g/cm^3，σ=2.65g/cm^3，カルマン定数は κ=0.4，$a_i\sin\alpha$ はダイラタントモデルのバグノルドの実験定数で $a_i\sin\alpha$=0.022，粒子の最充填濃度は C_*=0.6 を用いる．**図 1** は，縦軸に運動量補正係数 β，横軸に水深粒径比 H/d を示し，濃度 C = 0.1 ~ 0.5 の関係を示している．これは，濃度が同じ場合，H/d が大きくなると β は小さくなり，H/d が同じ場合，濃度 C が高くなると β は大きくなる，ことを示している．

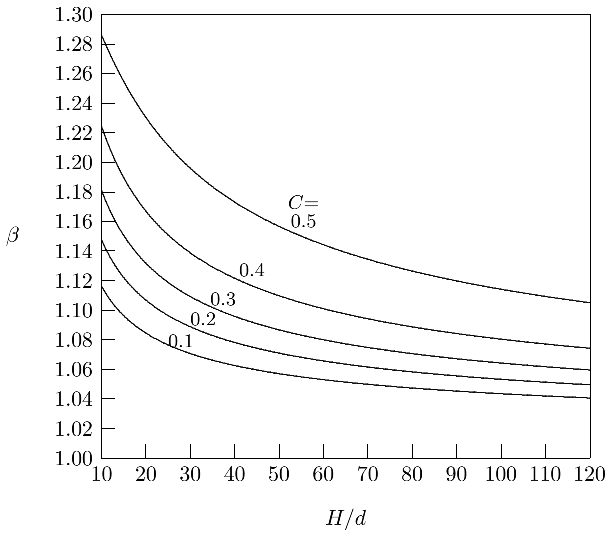

図 1 運動量補正係数 β と H/d，C の関係

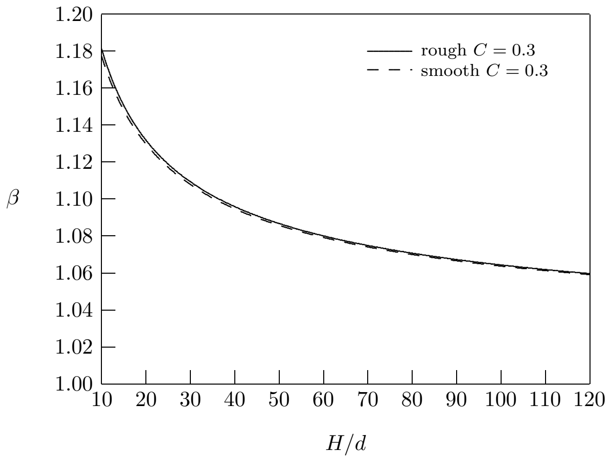

図 2 運動量補正係数の粗滑の影響

次に，水路床の粗滑が運動量補正係数 β に与える影響について述べる．**図 2** は，粒子濃度 C が C=0.3 の場合で，水路床が粗面 k_s/d=1 の場合と，滑面の場合について，β と H/d の関係を示している．この図から，水深粒径比 H/d が大きくなると β は減少することが分かる．k_s/d=1 の粗面と滑面の違いは非常に少ないことを

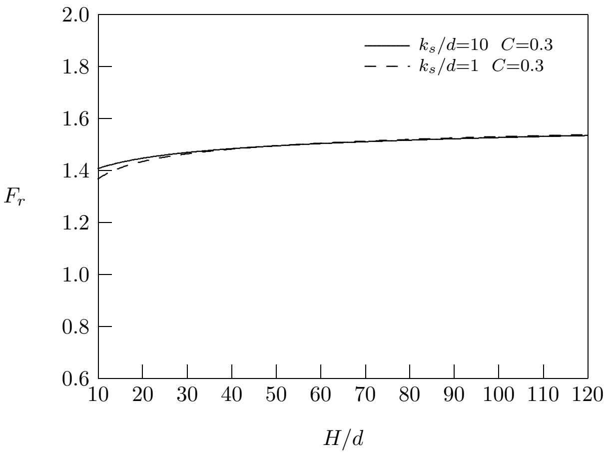

図 3 泥流型土石流の発生条件 粗度の影響

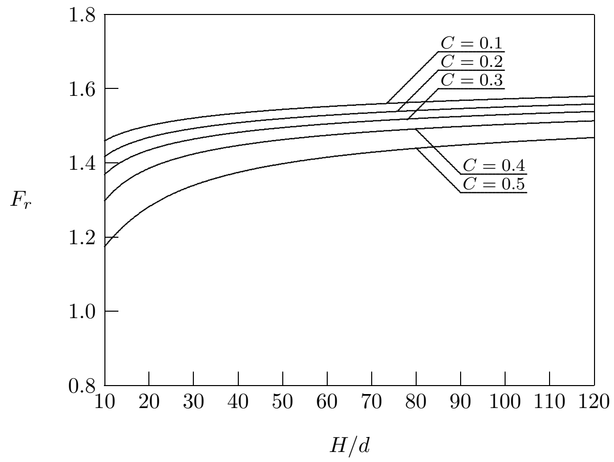

図 4 泥流型土石流の発生条件 濃度の影響

示している．このことから，運動量補正係数 β は河床の粗滑による影響は少ない．

次に，高濃度流れに周期的なサージ (転波列) が発生する条件について述べる．発生条件は式 (34) によって与えられる．この式は，フルード数 F_r が右辺の値よりも大きくなると発生することを意味している．右辺は，抵抗則に関わる Φ と運動量補正係数 β との関数として表わされている．ここで，上述の β の検討と同様な条件で検討する．したがって，水の密度は ρ=1.00g/cm^3，粒子の密度は σ=2.65g/cm^3，粒子の最充填濃度は C_*=0.6，カルマン定数は κ=0.4，バグノルドの定数は $a_i \sin\alpha$=0.022 を用いる．

図 3 は，河床の粗度の影響について示している．縦軸はフルード数 F_r，横軸は水深粒径比 H/d である．図中には，土砂の容積濃度 C=0.3 の場合で，相当粗度・粒径比が k_s/d=10 と k_s/d=1 の場合が示してある．つまり，河床の粗度高さが粒子径の 10 倍程度 (k_s/d=10) と粒子径程度 (k_s/d=1) の場合について示している．実線および破線は式 (34) の限界値でその上部が不安定領域である．k_s/d=10 と k_s/d=1 の違いは非常に少なく，H/d が大きくなると F_r が大きくなることを示している．わずかな違いは，k_s/d=10 と k_s/d=1 の場合，F_r の値が $H/d \approx 50$ でわずかに逆転していることである．H/d >50 の領域では，k_s/d=10 の方が k_s/d=1 よりも F_r がわずか小さくなっている．これは粗度が大きい場合の方がフルード数 F_r が小さな値となるため不安定になり易いことを示している．しかしながら，k_s/d=10 の場合において H/d = 10 ~ 120 の範囲で，F_r = 1.41 ~ 1.53 の範囲であり，図には示していないが，H/d=1000 の場合のフルード数は F_r=1.61 である．これらの関係より，サージ (転波列) の発生に関して，式 (34) によると，粗度の大きさの影響は少ないことを示している．

次に，サージ発生条件に関する濃度の影響について述べる．**図 4** は相当粗度・粒径比 k_s/d=1 の場合で，粒子濃度が C=0.1，0.2，0.3，0.4, 0.5 の場合を示している．粒子密度等は前述の場合と同じ条件である．いずれも実線の上部が不安定領域である．図から分かるように，C=0.5 の実線は，C=0.4 の実線より下にある．これは濃度が高い程フルード数は小さな値となり，流れが不安定となることを示している．したがって，式 (34) は，濃度が高い程サージ (転波列) が発生し易いことを示している．

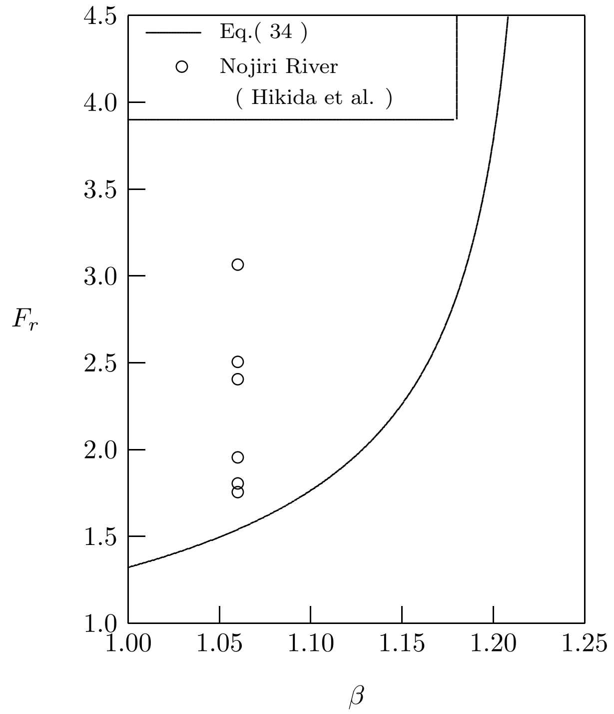

図 5 β と F_r の発生条件の関係

図 5 は，式 (34) の関係を F_r と β の関係で示した図である．また，鹿児島県桜島の野尻川における疋田等による観測結果をプロットしている．実線は，式 (34) の F_r と β との関係を示している．粒子の容積濃度は C=0.3，相当粗度・粒径比は k_s/d=1，水深粒径比は H/d=120 等として Φ を求め，運動量補正係数を変化させて式 (34) の限界値を示している．実線の上部が転波列発生領域である．すでに述べているように非粘着性の粒子を高濃度に含む流れの運動量補正係数は濃度や H/d によって変化するが，野尻川での観測ですべてのパラメータが測定されるわけではない．このため別の観測結果の平均的な値として，C=0.3，H/d=120，k_s/d=1 とすると，β

はβ=1.06 程度である．観測されたサージ流れのフルード数 F_r をβ=1.06 上でプロットした結果を示している．濃度 C，水深粒径比 H/d，相当粗度粒径比 k_s/d 等を観測結果の平均的な値で仮定しているため H/d を座標軸としないβと F_r の関係で示している．この結果によると，サージの流れは転波列発生条件の範囲である．

4. 結論

非粘着性粒子を高濃度に含む流れについて，流速式は新井・高橋の式を用い，周期的な不連続波のサージ(転波列) 発生条件を式 (34)，(35) のように示した．鹿児島県桜島の野尻川で発生した火山灰を主成分とするような粒子を高濃度に含む土石流観測の結果と上記の条件との関係は良く対応していることを示した．また，この条件式によると水路の粗度の大きさによる影響は少ないが，流れの濃度の影響は大きく，濃度が高いほどサージが発生し易いことを示した．

今後，実験的検討を踏まえ清水流等との違いや移動床での現象について明らかにして行きたい．

参考文献

1) 高橋　保：土石流の発生と流動に関する研究，京都大学防災研究所年報, 第 20 号 B, 1977, pp.405-435.
2) DPRI, Kyoto University and IMHU, Chinese Academy of Sciences, ”Japan-China Joint Research on the Prevention From Debris Flow Hazards”, 195p, 1994.
3) DPRI, Kyoto University and IMHU, Chinese Academy of Sciences, ”Japan-China Joint Research on the Mechanism and the countermeasures for the Viscous Debris Flow”, p.206, 1999.
4) 新井宗之，劉雪蘭，田原伸彦：粘性土石流の発生機構に関する検討，応用力学論文集，土木学会，Vol.7，pp.813-820, 2004.9.
5) 新井宗之，堀江渉，秋江三根男：粘性土石流の抵抗則を考慮した転波列発生条件に関する研究，応用力学論文集，土木学会，Vol.10，pp.523-532，2007.8.
6) 疋田 誠，溜池博文，松枝修治，椿 東一郎：土石流における転波列の特性，第 29 回水理講演会論文集，土木学会，Vol.29，pp.543-548，1985.2.
7) R.F., Dressler,“ Mathematical solution of the problem of roll-waves in inclined open channels ”, Communication on Pure and Applied Mathematics, Vol.II, No.2/3, 1949.
8) 石原藤次郎, 岩垣雄一, 岩佐義朗：急斜面上の層流における転波列の理論―薄層流に関する研究（第 5 報）―，土木学会論文集，第 19 号，pp.46-57，1954.4.
9) 岩垣雄一, 岩佐義朗：転波列の水理学的特性について―薄層流に関する研究（第 7 報）―，土木学会誌，40 － 1，pp.5-12，1955.1.
10) D. J., Needham and J. H. Merkin,“ On roll waves down an open inclined channel ”, Proc. R.Soc.Lond. A 394, pp 259-278, 1984.
11) J. H. Merkin and D. J. Needham, Proc. R. soc. London Ser. A, 405, 103, 1986.
12) 五十嵐章，泉典洋，和田尚：転波列の発達過程，土木学会，水工学論文集，第 48 巻，pp.463-498, 2004.2.
13) 新井宗之：粘性土石流のサージ波長に関する基礎的検討，土木学会，水工学論文集，第 53 巻，pp.709-714, 2009.3.
14) 芦田和男, 高橋保, 道上正則：河川の土砂災害と対策, 森北出版，1983.
15) 高橋 保, 長谷川 伸：固定床一様水路上における土石流の流動特性, 第 35 回土木学会学術講演会講演概要集 II, II-179, pp.354-355, 1980.9.
16) 新井宗之，高橋保：泥流型土石流の流動機構，土木学会論文集, II, No.375，pp.69-77，1986.
17) M. Arai，T. Takahashi，A Method for Measuring Velocity Profiles in Mud Flows，Proceedings 20th International Congress, IAHR (International Association for Hydraulic Research), Vol.3，pp.279-286，1983.

（2009.9.30 受付）