水工学論文集,第53巻,2009年2月

粘性土石流のサージ波長に関する基礎的検討

A THEORETICAL AND EXPERIMENTAL RESEARCH ON THE WAVE LENGTH OF VISCOUS 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学科
（〒468-8502 愛知県名古屋市天白区塩釜口1-501）

In this paper, it is discussed the characteristics of high viscous flow with solid particles. The wave length of the roll wave on the flow is solved theoretically and it is shown the methods of the solutions. It is solved by the conditions on the rectangular channel, laminar flow and the constant concentration in the flow. The experimental results of viscous flow with solid coincide with theoretical results.

Key Words : *high viscous flow, viscous debris flow, roll wave, wave length*

1．はじめに

中国で観測される土石流に，粘性土石流と呼ばれるタイプの土石流がある（**写真-1**）．この土石流の特徴の一つは多数のサージ状の流れが流下することである．**写真-1**にも下流側に2波，上流側に1波流下していることが見られる．そしてこの現象が生じると土石流サージが100波を超えることも珍しくない[1)]．このような土石流サージが発生する機構は流れの不安定性によるものであると考えられるが[2), 3)]，これら周期的に発生する転波列の特性について十分明らかでない．

転波列に関する研究は，Dressler[4)]が先駆的な研究を行い，日本では石原・岩垣・岩佐[5), 6)]の薄層流に関する優れた研究がある．Needham[7)], Merkin[8)] は乱れの特性が明確になるような運動方程式を導き直している．その他転波列に関する研究は多い．しかし，固体粒子を含有する場合の転波列に関する研究は非常に少ない．芦田等[9)]は非粘着性粒子を含有する流れにおいて，石原・岩垣・岩佐らの結果が比較的よく適応できることを明らかにしている．また，疋田等[10)]は泥流タイプの土石流転波列特性について検討し有益な知見を得ている．しかし，高粘性の流体に固体粒子を含有するような粘性土石流の抵抗則を考慮した転波列についてはほとんど研究されていない．そこで本研究では，粘性土石流のサージ特性の基礎的検討として固体粒子を含有する層流状での転波列波長について理論的，実験的に検討した．運動方程式の抵抗項にPhillips等[11)]の分散応力を用いた高橋等[12)]の抵抗則を用いて転波列波長の解析解を得，実験結果と比較している．

写真-1　中国雲南省蒋家溝の粘性土石流

2．転波列波長

一次元流れで，横流入を伴わない急激な水面変動を伴う流れの運動方程式，連続式は次のように表すことができる．

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

$$\frac{\partial A}{\partial t}+\frac{\partial (Av)}{\partial x}=0 \tag{2}$$

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に生じるような流れでは一般に省略される．右辺第１項は水路勾配による外力，右辺第２項は水面勾配による作用力，第３項は底面摩擦による抵抗項である．

清水の薄層流の転波列の発生とその特性については，石原・岩垣・岩佐の優れた研究がある[5), 6)]．石原等は，基礎方程式を層流と乱流に分け，乱流の場合は抵抗項にChezyのCを用いて表している．ここではより一般的な形として摩擦損失係数f を用いており，流れの抵抗則の違いによる取り扱いを容易にしている．上式の基礎方程式(1), (2)を次のように波速c による移動座標系に変換する．

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

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

$$\text{ここに，}\ \xi=x-ct \tag{5}$$

式(3)，(4)の関係を用いると基礎方程式(1)，(2)は次式のように表すことができる．

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

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

上式を用いて，$\frac{\partial H}{\partial \xi}$ ，$\frac{\partial U}{\partial \xi}$ の形に表せば，それぞれ次式のようである．

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

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

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る．

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

上記K_A は進行流量と呼ばれ，移動座標系の任意の点で一定である関係があり，石原等によって示されている．式(8)，(9)と式(10)の関係から明らかなように，進行流量KAは抵抗則には関係しない．ただし，抵抗則は流速U等に反映されることは言うまでも無い．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．

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

ここに

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

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

支配断面では，式(8)または式(11)の分母が0となる．このとき，水面勾配が無限大とならないためには，分子も0とならなければならない．したがって，支配断面では$f_1(H)=0$，$f_2(H)=0$の関係が成り立つことが示されている．

高粘性流体に固体粒子を含有する流れについて検討する．ここでは，粘性土石流の流動機構や抵抗則を明らかにすることを目的としているのではないため，すでに提案されている抵抗則を用いることにする．高橋等はPhillipsの層流中の中立浮遊粒子の相対運動における分散圧力の考察を基にして，重い粒子が分散して流れる機構を検討し，粘性土石流の抵抗則を次のように表している[12)]．

$$\frac{v}{u_*}=\frac{1}{3}\frac{\rho u_*}{\mu}\left(1-\frac{\overline{C}}{C_*}\right)^{1.82}\left(1+\varepsilon\overline{C}\right)h \tag{14}$$

ここに，ν ：断面平均流速，μ ：間隙流体の粘度，

$\overline{C}$ ：断面平均個体粒子濃度， C_* ：粒子の最充填濃度，ε=(σ/ρ -1)， ρ：間隙流体の密度， σ：固体粒子の密度.

また，上式の流速分布形は次式のようである．ただし，ここでの説明のために，若干式を変形している．

$$\frac{u}{u_*}=\frac{\rho u_* h}{\mu}\left(1-\frac{\overline{C}}{C_*}\right)^{1.82}\left(1+\varepsilon\overline{C}\right)\left\{\left(\frac{z}{h}\right)-\frac{1}{2}\left(\frac{z}{h}\right)^2\right\} \tag{15}$$

ここに，z ：水路床を0とする水深方向の位置，u ：位置z における流速.

$\overline{C}$ は断面平均濃度であるが，水深方向に一様であるとすると，運動量補正係数βは,

$$\beta=\frac{1}{h}\int_0^h\left(\frac{u}{v}\right)^2 dh=\int_0^1\left(\frac{u}{v}\right)^2 d\left(\frac{z}{h}\right)$$

であり，上式に式(14)，(15)を代入すると，

$$\beta=\frac{6}{5} \tag{16}$$

を得る．これは均質流体の層流の運動量補正係数と同じである．したがって，このような層流状の流れで固体粒子が一様に分散している場合には，Phillips等の分散応力のモデルを用いると，粒子濃度や粒子径に運動量補正係数が影響されないことを意味している．

ここで，水路断面を矩形とし，$A=BH$，また，水路幅が水深に比して大きく，$B >> H$とする．また，単位幅あたりの進行流量をK とする．

$$(c-U)H=\frac{K_A}{B}=K \tag{17}$$

以上の関係を式(11)に代入すると，水面形の方程式として次式を得る．

$$\frac{\partial H}{\partial \xi}=\frac{-H\left\{g\sin\theta-\dfrac{3\nu}{\left(1-\dfrac{\overline{C}}{C_*}\right)^{1.82}\left(1+\varepsilon\overline{C}\right)}\dfrac{\left(c-\dfrac{K}{H}\right)}{H^2}\right\}}{\dfrac{6}{5}\left(\dfrac{K}{H}\right)^2-\dfrac{1}{5}c^2-gH\cos\theta} \tag{18}$$

上式を石原等の解法を参考にし，不連続な水面変動をする水深の最大水深をH_b ，最小水深をH_f として，その周期的な変化の長さを波長λとすると次式の関係を得る．

$$\lambda=\frac{1}{\sin\theta}\left[\left\{H_A{}^2\cos\theta+\frac{6}{5}\left(\frac{K}{H_0}\right)^2\frac{H_A}{g}+\frac{6}{5}\frac{K^2}{gH_0}\right\}\cdot\left\{\ln\frac{H_b-H_A}{H_f-H_A}\right\}\cdot\left\{H_A-H_B\right\}^{-1}-\left\{H_B{}^2\cos\theta+\frac{6}{5}\left(\frac{K}{H_0}\right)^2\frac{H_A}{g}+\frac{6}{5}\frac{K^2}{gH_0}\right\}\cdot\left\{\ln\frac{H_b-H_B}{H_f-H_B}\right\}\cdot\left\{H_A-H_B\right\}^{-1}+\left(H_b-H_f\right)\cos\theta\right] \tag{19}$$

ここに，

$$H_A=\left\{\sqrt{\frac{9}{20}+\sqrt{\frac{6}{25}+\frac{3I_R}{\left(1-\frac{\overline{C}}{C_*}\right)^{1.82}\left(1+\varepsilon\overline{C}\right)}}}-\frac{1}{2}\right\}H_0 \tag{20}$$

$$H_B=-\left\{\sqrt{\frac{9}{20}+\sqrt{\frac{6}{25}+\frac{3I_R}{\left(1-\frac{\overline{C}}{C_*}\right)^{1.82}\left(1+\varepsilon\overline{C}\right)}}}+\frac{1}{2}\right\}H_0 \tag{21}$$

$$I_R=\frac{1}{\tan\theta\cdot R_{e0}} \tag{22}$$

$$R_{e0}=\frac{U_0H_0}{\nu} \tag{23}$$

H_0：等流水深，U_0：等流流速， ν：流体の動粘性係数.

式(19)は石原等の式と同形であるが，式(20)，(21)は異なり，固体粒子濃度などの関係が含まれている．

一方，水面形が不連続変化する前後の質量および運動量保存の関係を適応すると次のようである．

$$\rho_m H_b\left(c-U_b\right)=\rho_m H_f\left(c-U_f\right)=M \tag{24}$$

$$M\left\{\left(c-U_b\right)-\left(c-U_f\right)\right\}=\frac{1}{2}\rho_m g\cos\theta\left(H_f{}^2-H_b{}^2\right) \tag{25}$$

ここに，$\rho_m=\rho+(\sigma-\rho)\overline{C}$ ：断面平均密度，U_b，U_f：最大水深H_b，最小水深H_fにおける流速.

式(24)，(25)および(17)の関係から，H_f，H_bの関係が式(26)のように得られる．

$$H_f=\frac{1}{2}\left\{\left(H_b{}^2+\frac{8K^2}{g\cos\theta H_b}\right)^{\frac{1}{2}}-H_b\right\} \tag{26}$$

これは，跳水前後の水深の関係と同じであり，石原等が清水で示した結果と同じである．このことは，このよう

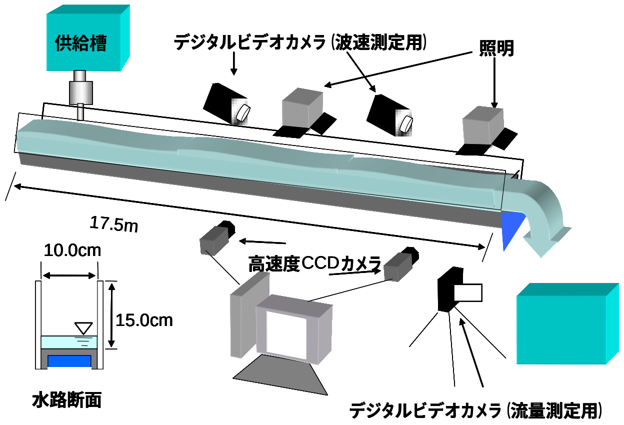

図-1 実験水路概念図

表-1 実験条件・実験結果

No.	水路勾配 (Deg)	平均水深 (cm)	平均流速 (cm/s)	流体粘度 (mPa･s)	流体密度 (g/cm^3)	粒子密度 (g/cm^3)	粒子濃度 (%)
1	3.41	1.70	45.4	52.0	1.16	-	0
2	3.41	1.86	49.1	54.0	1.19	-	0
3	3.41	1.76	51.4	55.0	1.15	-	0
4	3.41	1.81	53.9	48.5	1.18	-	0
5	3.41	1.93	48.6	52.0	1.19	-	0
6	3.41	1.81	51.2	50.0	1.19	-	0
7	3.41	2.43	93.6	51.4	1.19	1.3	0.7
8	3.41	2.38	95.7	46.0	1.18	1.3	0.4
9	3.41	2.33	95.4	51.3	1.18	1.3	0.6
10	3.41	2.54	89.6	51.5	1.17	1.3	0.5
11	3.41	2.07	110.2	40.0	1.19	1.3	0.8
12	3.41	2.44	91.1	47.5	1.16	1.3	1.0
13	3.41	2.44	93.1	50.5	1.15	1.3	0.6
14	3.41	2.60	87.3	51.4	1.19	1.3	0.7
15	3.41	2.58	88.4	46.0	1.18	1.3	0.4
16	3.41	2.55	87.0	51.3	1.18	1.3	0.6
17	3.41	2.68	84.8	51.5	1.17	1.3	0.5
18	3.41	2.26	100.7	40.0	1.19	1.3	0.8
19	3.41	2.87	77.6	47.5	1.16	1.3	1.0
20	3.41	2.67	85.2	50.5	1.15	1.3	0.6
21	2.56	1.39	34.0	101.0	1.18	-	0
22	2.56	1.39	30.7	102.0	1.16	-	0
23	2.56	1.40	29.8	104.0	1.19	-	0
24	2.56	1.82	53.9	95.0	1.16	1.3	1.7
25	2.56	2.33	43.5	100.0	1.16	1.3	2.2
26	2.56	2.29	44.2	100.0	1.16	1.3	2.2

な不連続な水深変化の関係において，運動量保存の関係を用いる場合，粒子が一様に分散していると，抵抗則や粒子濃度に関係なく最大水深と最小水深の関係を示すことを意味している．

また，進行流量Kと固定断面での平均流量q_mには次の関係がある．

$$q_m = \frac{c}{\lambda}\int_0^{\lambda} H d\xi - K$$

ここに，q_m ：固定座標系における単位幅平均流量．

3．実験方法および実験条件

図-1 は実験水路の概念図である．水路は，長さ17.5m，幅10cm，高さ15cmの両側面透明アクリル製で，水路床はペンキ塗布仕上げの鋼製である．水路勾配は θ=3.41，2.56°である．実験では**表-1** に示すように清水の約50～100倍程度の粘度を有する流体を用いている．この流体は，食品や洗剤などに使用する増粘剤(東亜合成製T-40)を清水で希釈したものである．**表-1** に示した粘度はB型粘度計で測定した結果である．この高粘性流体に含有した固体粒子は，径5mm，厚さ3mmの円盤状の硬質塩化ビニールで，密度はσ=1.3g/cm^{3}である．流体密度は約ρ=1.2g/cm^{3}であり，粒子はほぼ中立浮遊子的な挙動を呈する．実験方法は，粒子を含有する場合，水路上流端にある300ℓ の容器内で高粘性流体と粒子を混合・攪拌し，容器下端より流出させ，水路上流端に供給している．粒子を含有しない場合も同様な方法で供給している．容器内は圧力が一定になるようにし，容器からの流出量を一定にしている．水深変動は高速度CCDカメラ，波速はデジタルビデオカメラを使用して測定した．

4．実験結果および考察

式(12)，(13)の$f_1(H)$=0 および$f_2(H)$=0 の関係より，矩形断面で，$B >> H$における流速U_0および水深H_0，また進行流量Kが次のように得られる．

$$U_0 = \frac{\frac{6}{5} - \sqrt{\frac{6}{25} + 3I_R C_\alpha}}{\frac{6}{5} - 3I_R C_\alpha} c \tag{28}$$

$$H_0 = \frac{3I_R C_\alpha}{g\cos\theta}\left\{\frac{\frac{6}{5} - \sqrt{\frac{6}{25} + 3I_R C_\alpha}}{\frac{6}{5} - 3I_R C_\alpha}\right\}^2 c^2 \tag{29}$$

$$K = \frac{3I_R C_\alpha}{g\cos\theta}\left\{\frac{\frac{6}{5} - \sqrt{\frac{6}{25} + 3I_R C_\alpha}}{\frac{6}{5} - 3I_R C_\alpha}\right\}^2 \times\left\{1 - \frac{\frac{6}{5} - \sqrt{\frac{6}{25} + 3I_R C_\alpha}}{\frac{6}{5} - 3I_R C_\alpha}\right\} c^3 \tag{30}$$

ここに，

$$C_\alpha = \frac{1}{\left(1 - \frac{\overline{C}}{C_*}\right)^{1.82}\left(1 + \varepsilon\overline{C}\right)} \tag{31}$$

支配断面における水深H_0の式(29)を無次元量H_0'

$$H_0' = \frac{g\cos\theta}{c^2} H_0 \tag{32}$$

で表すと，式(29)は

$$H_0' = 3I_R C_\alpha \left\{ \frac{\frac{6}{5} - \sqrt{\frac{6}{25} + 3I_R C_\alpha}}{\frac{6}{5} - 3I_R C_\alpha} \right\}^2 \tag{33}$$

となる．これはH_0’が濃度を表すC_αとI_Rで表されることを示している．同様に進行流量K，波長λ等を次のような無次元量とする．

$$K' = \frac{g\cos\theta}{c^3} K \tag{34}$$ $$\lambda' = \frac{g\cos\theta}{c^2} \lambda \tag{35}$$

$$H_A' = \frac{g\cos}{c^2} H_A \tag{36}$$ $$H_B' = \frac{g\cos\theta}{c^2} H_B \tag{37}$$

$$H_b' = \frac{g\cos\theta}{c^2} H_b \tag{38}$$ $$H_f' = \frac{g\cos\theta}{c^2} H_f \tag{39}$$

$$H' = \frac{g\cos\theta}{c^2} H \tag{40}$$ $$q_m' = \frac{g\cos\theta}{c^3} q_m \tag{41}$$

$$\xi' = \frac{g\cos\theta}{c^2} \xi \tag{42}$$

これらより，式(19)，(26)，(27)および(31)を変形するとそれぞれ次式のようになる．

$$\lambda' = \frac{H_A'^2 + \frac{6}{5}\left(\frac{K'}{H_0'}\right)^2 H_A' + \frac{6}{5}\frac{K'^2}{H_0'}}{H_A' - H_B'} \ln\left(\frac{H_b' - H_A'}{H_f' - H_A'}\right) - \frac{H_B'^2 + \frac{6}{5}\left(\frac{K'}{H_0}\right)^2 H_B' + \frac{6}{5}\frac{K'^2}{H_0'}}{H_A' - H_B'} \ln\left(\frac{H_b' - H_B'}{H_f' - H_B'}\right) + \left(H_A' - H_B'\right) \tag{43}$$

$$H_f' = \frac{1}{2}\left[\left\{H_b'^2 + \frac{8K'^2}{H_b'}\right\}^{\frac{1}{2}} - H_b'\right] \tag{44}$$

$$q_m' = \frac{1}{\lambda'}\int_0^{\lambda'} H' d\xi' - K' \tag{45}$$

$$K' = 3I_R C_\alpha \left\{ \frac{\frac{6}{5} - \sqrt{\frac{6}{25} + 3I_R C_\alpha}}{\frac{6}{5} - 3I_R C_\alpha} \right\}^2 \times \left\{ 1 - \frac{\frac{6}{5} - \sqrt{\frac{6}{25} + 3I_R C_\alpha}}{\frac{6}{5} - 3I_R C_\alpha} \right\} \tag{46}$$

$$q_m' = 3I_R C_\alpha \left\{ \frac{\frac{6}{5} - \sqrt{\frac{6}{25} + 3I_R C_\alpha}}{\frac{6}{5} - 3I_R C_\alpha} \right\}^3 \tag{47}$$

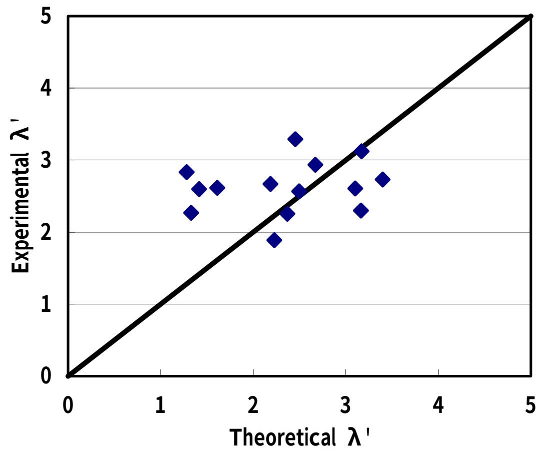

図-2　理論波長と実験結果との関係

無次元進行流量K’，固定座標系における無次元単位幅平均流量q_m’はI_Rおよび固体粒子濃度を表すC_*の関数である．また，無次元等流水深H_0’も式(33)のようにI_RおよびC_αの関数である．したがって，H_A’，H_B’ もI_R, C_αのみの関数である．式(43)は無次元最大水深H_b’と無次元最小水深H_f’との間の長さを波長とし無次元λ’で表したものである．そこで，式(43)の右辺のH_b’，H_f’を実験結果による値を用いて無次元波長λ’と，実験結果によるλ’との関係を表したものが**図-2** である．横軸は式(43)によるλ’であり，縦軸は実験結果によるλ’である．この関係を見ると，多少のばらつきは有るもののほぼ式(43)と実験結果のλ’は比較的良く一致しており、解析解の結果が妥当であることを示している．

しかしながら，式(43)の無次元波長λ’を求めるために無次元最大水深H_b’と無次元最小水深H_f’ を未知量とすると２つの独立した方程式を必要とする．このため石原等は連続式と水面形が不連続変化する前後に運動量保存の関係を適用し跳水現象と同じ結果の式を用いている．これらの式を連立して波長λ’，最大水深H_b’，最小水深H_f’を得ることができる．しかし，解析解を得ることは困難であるため数値解法により結果を得ている．石原等の方法と同様な方法により，固体粒子を含有した場合の方程式，式(43)，(44)，(45)よりλ’を求めた結果が**図-3**である．**図-3** はλ’とI_Rとの関係で示されている．固体粒子濃度がC=0，0.1，0.2のそれぞれの計算結果が，実線，破線および鎖線で示してある．C=0の場合は石原等の清水の結果と同じである．また，図中に前節で述べた実験結果および石原等の清水の実験結果が示してある．この関係では，ここでの粘性の高い流れやそれに固体粒子を含有した場合にI_Rが0.1よりも小さな領域で実験結果の無次元波長が数値解析結果よりも大きな値となっている．この原因としていくつかのことが考えられる．一つは転波列発達過程における水路長の影響とも考えられるが，2m間隔で転波列の流下過程を調べたところ比較

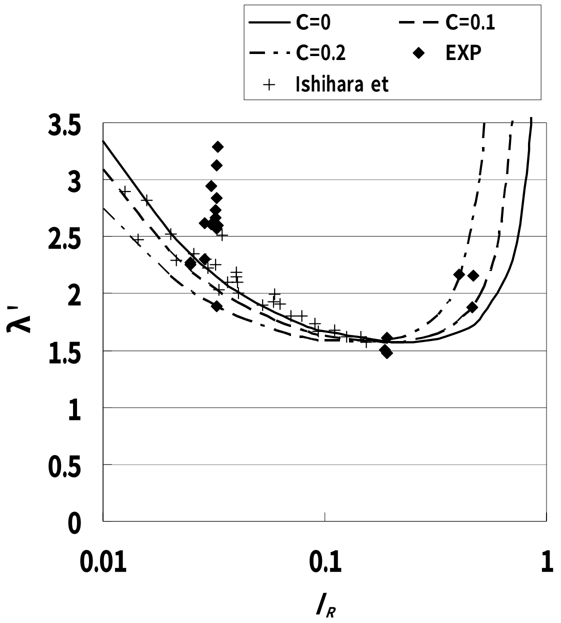

図-3　λ'とI_Rの関係

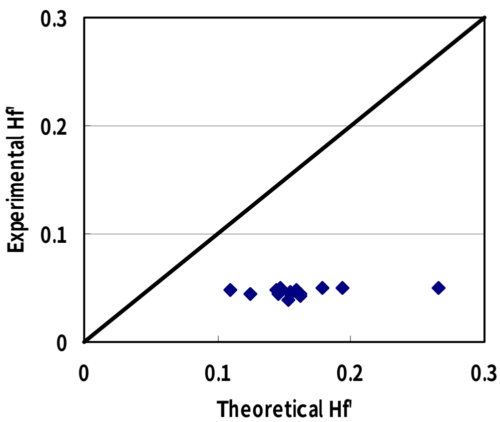

図-4　H_f'の理論値と実験値の関係

的早く一様な特性を示すため，17.5mの水路長の制約による影響は無いと考えられる．一方，**図-3** においては，H_f'とH_b'の関係を式(44)のように跳水現象の関係を用いている．ここで，実験結果によるH_f'と式(44)との関係を**図-4** に示す．この結果によると，式(44)では，ここで対象としている粘性の高い流れやそれに固体粒子を含む場合には，式(44)による値が実験結果よりもかなり大きくなることを示している．これより，**図-3** の波長λ'が0.1よりも小さなI_Rの領域で大きくなっているのはH_b'とH_f'の関係に跳水現象と同じ関係の式(44)を用いていることによるものと考えられる．

5．結語

清水の約50～100倍程度の高粘性の流体の流れと，それに固体粒子を含有した流れの転波列特性について検討した．ここで導いた転波列の理論波長は，実験結果と比較的良く一致し，解析解の妥当性を示している．しかし，この波長を，従来のように，連続式と不連続面における運動量交換の関係から跳水前後の水深関係を表す式を用いて転波列波長を求める場合，I_Rが小さい場合には理論値が実験結果よりも大きな値となる．その原因は不連続面の水深変化の関係に跳水現象と同じモデルを用いることであることを示した．

参考文献

1) PRI, Kyoto University and IMHU, Chinese Academy of Sciences, "Japan-China Joint Research on the Prevention From Debris Flow　Hazards", 195p, 1994.

2) 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.

3) 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.

4) 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.

5) 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.

6) 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.

7) 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.

8) J. H. Merkin and D. J. Needham, Proc. R. soc. London Ser. A, 405, 103, 1986.

9) 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.

10) 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.

11) Phillips, R. J., Armstrong, R. C., Brown, R. A., Graham, A. L. and Abbot, J. R., "A constitutive equation for concentrated suspensions that accounts for shear induced particle migration", Phys. Fluids, A, Vol.4, No.1, pp.30-40，1992.

12) 高橋　保，中川　一，里深好文，緒方正隆：粘性土石流の流動機構に関する研究(3)――土石流サージの形成と伝播――，京都大学防災研究所年報，第41号B-2，pp.265-275，1998.

(2008.9.30受付)