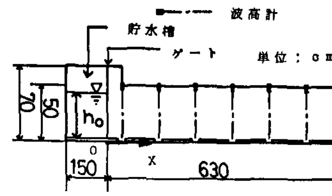
II-184　ドライ・ベッド上の急変不定流に関する実験

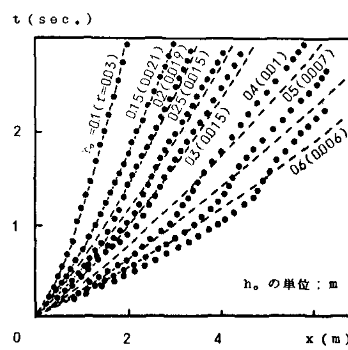
東北大学工学部　正会員　○松冨英夫
東北大学工学部　正会員　首藤伸夫

1. まえがき　ドライ・ベッド上の急変不定流現象は津波の陸上遡上やダム破壊問題などでみられる。最近、この現象の予測法として数値計算法が認められつつあるが、その物理的解釈は不十分なままに残されている。そこで、本研究はその物理的解釈の第一歩としてダム破壊によるドライ・ベッド上の急変不定流の実験を行い、その結果について若干の考察を行ったものである。

2. 実験方法　図－1に示す幅30cmの水路部が両面ガラス張りの鋼製矩形水路を用いて実験を行った。ゲートは引き揚げ式である。水路床条件は横断方向に桟粗度を付けた場合（桟間隔 s = 5と20cm）とそうでない場合の2種類である。桟は5×5×300mmの木製（桟高 k = 5mm）である。各水路床条件に対して、貯留水深 h_0 を10～60cmまで8通り行った。測定量はゲート下流0.3mから1mごとに設置した計6本の抵抗線式波高計による時間波形、ゲート下流0.16mに設置した電磁流速計による流速の時間変化、波先端位置の16mm高速撮影（64コマ/秒）とモータドライブされたカメラによる（5コマ/秒）空間波形撮影である。



図－1　実験装置



図－2　波先端の軌跡（s/k=10）

3. 結果および考察

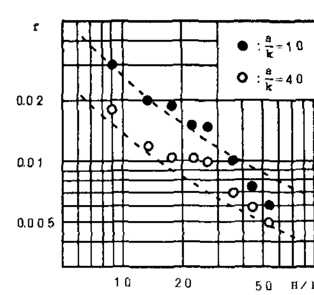
3－1　波先端の軌跡　図－2に波先端軌跡の一例を示す。図中の破線は各々の実験値に最も適合するWhitham[1]の近似理論解で次式で示される。

$$a=\frac{h_0}{f}(0.04862p^3+0.02503p^4+0.01262p^5+0.00635p^6+0.00319p^7+0.00161p^8+0.00081p^9-0.00167p^{10}+\cdots\cdots)\ \text{-------}\ (1)$$

$$t=\frac{1}{f}\sqrt{\frac{h_0}{g}}(0.02431p^3+0.02163p^4+0.01496p^5+0.00941p^6+0.00563p^7+0.00328p^8+0.00186p^9+\cdots\cdots)\ \text{--------------}\ (2)$$

ここで、a：波先端位置、f：抵抗係数、t：時間、g：重力加速度、p：$p=2-\frac{1}{\sqrt{gh_0}}\frac{da}{dt}$ で表現される $0\leqq p\leqq 2$ のパラメータ。

この図によると、貯留水深により波先端部の抵抗係数は大きく変化することが判る。同様のことは桟粗度がない場合についても言えた。よって、波先端位置の予測には抵抗係数の評価が重要な問題となる。



図－3　実験値と足立の式の比較

3－2　波先端部の抵抗係数　足立[2]によると、定常流の場合の底面にのみ桟粗度がある二次元流の抵抗則は次式で示される。

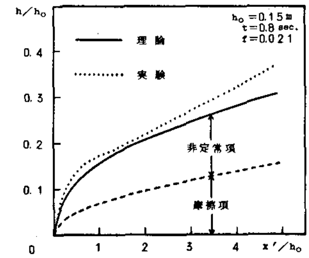
$$f=\left\{1.60\log_{10}\frac{s}{k}-1.91+(5.75+0.12(\frac{s}{k})^{0.8})\log_{10}\frac{H}{k}\right\}^{-2}\ \text{------}\ (3)$$

ここで、H：水深。但し、$8<s/k<160$。この抵抗則と本実験で得られたWhithamの抵抗係数を比較する際生ずる問題は不定流の代表水深 H の選択である。そこで、理論の適用範囲に含まれ、定常的な境界層厚を示すゲートでの水深 h_0 を H として比較したものを図－3に示す。図中の破線は足立の実験式である。これによると、桟粗度の場合のWhithamの抵抗係数はゲートでの水深を境界層の代表水深と考えれば足立の式で評価し得る可能性がある。一方、桟粗度がない場合の同様な考えによる開水路滑面則との比較では規則的な差を示した。

3－3 波先端部の波形 Whithamは彼のいう境界層内での流速が流れ方向に変化しないと仮定して波先端の軌跡を導いた。同じ仮定を用い，さらに先端部では静水圧分布をすると仮定すると非定常項をも考慮した波先端部の波形が得られる[3]。それは次式で示される。

$$x' = a - x = \frac{\dot{a}}{\ddot{a}}h - fg\left(\frac{\dot{a}}{\ddot{a}}\right)^2 \ln\left(1 + \frac{\ddot{a}}{f\dot{a}^2}h\right) \quad \text{------------(4)}$$

ここで，x'：波先端から上流側への距離，x：ゲートから下流側への距離，h：局所水深，$\dot{}$：時間微分を示す。実験と理論の比較の一例を図－4に示す。これによると，本実験の様な流れでは非定常項は無視することができず，移流項よりも重要であることが推定される。

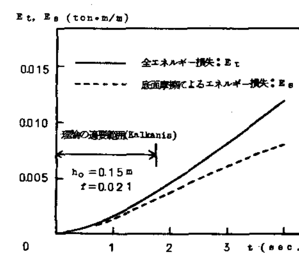


図－4 波先端部の波形

3－4 エネルギー損失 境界層部はWhithamの解と(4)式，非境界層部はRitterの解が成立すると仮定すると全エネルギー損失E_tと底面摩擦によるエネルギー損失E_sなどは計算することができ，次式で示される。

$$E_t = -\frac{1}{16}\rho g h_0^2\sqrt{gh_0}\,p^4\left(1-\frac{1}{4}p\right)t + \frac{1}{2}\rho g\int_{\xi}^{a} h^2 dx \quad \text{-------(5)}$$

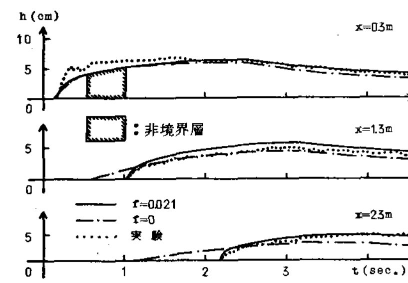
$$E_s = -\frac{\rho g h_0^3}{f}(0.00152p^7+0.000685p^8+0.000336p^9+0.000163p^{10}+0.000098p^{11}+0.000030p^{12}+0.000025p^{13}-0.000119p^{14}+\cdots) \quad \text{-------(6)}$$



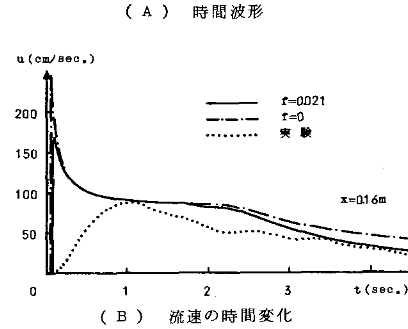
図－5 エネルギー損失

ここで，ρ：流体密度，ξ：$\xi = 2\sqrt{gh_0}\left(1-\frac{3}{4}p\right)t$ で示される境界層終端の位置。E_tとE_sの計算結果の一例を図－5に示す。これによると，本研究対象の様な流れでは砕波による表面部でのエネルギー損失よりも底面摩擦による損失の方が卓越的であることが予想される。

3－5 数値計算 本実験の数値シミュレーションを試みる。支配方程式は浅水理論である。但し，波先端部はWhithamの考えを用いる。計算手法は特性曲線法である。波先端の境界条件は(1)と(2)式から得られる曲線上で，$c=0$ かつ $u=\sqrt{gh_0}(2-p)$ --(7)
背後の境界条件は，負の波が貯水槽後端に達するまでは，$x=-\sqrt{gh_0}t$ 上で，$c=\sqrt{gh_0}$ かつ $u=0$ ----(8) 後端に達した後，つまり $t \ge \frac{L_0}{\sqrt{gh_0}}$ のとき，$x=L_0$ 上で，$c=\frac{1}{3}\sqrt{gh_0}+\frac{2L_0}{3t}$ かつ $u=0$ ---(9)
ここで，c：波速，u：粒子速度，L_0：貯留長。実験と計算の比較を図－6に示す。図中の一点鎖線は境界層の存在を考えない場合の計算値である。(A)は水流の時間波形で，初期を除いて水流の厚さやその増減傾向は本研究の考え方で再現可能であることが判る。(B)は流速の時間変化で，波形と同様のことが言える。実験では波先端部通過時の立ち上がりがゆっくりしているが，これは電磁流速計の応答の鈍さによるものである。



（A） 時間波形



（B） 流速の時間変化

図－6 実験値と計算値の比較（h_o＝0.15ｍ）

4. むすび Whithamの抵抗係数は貯留水深によりかなり大きく変化する。特に，粗度に対するそれはゲートでの水深を境界層での代表水深とすることで足立の式により予測し得る可能性がある。ドライ・ベッド上の急変不定流の波先端部では非定常項を無視することができず，エネルギー損失の大部分は底面摩擦によると推定される。本実験範囲内では本研究の考え方で数値シミュレーションが可能である。

最後に，本研究の遂行に当り東北大学工学部山路弘人技官と当時学部学生であった山村明義君の多大なる助力を得た。記して感謝の意を表します。

参考文献
1) Whitham, G.B.: Proc. Royal Society, A, Vol. 227, pp. 399-407, 1955. 2) 足立昭平：土木学会論文集 104号, pp. 33-44, 1964. 3) Cross, R.H.: Proc. ASCE, Vol. 93, WW4, pp. 201-231, 1967.