

dam-break wave と管渠内段波 (その 2)

—任意断面一様管渠への拡張—

丸井 信雄* 安川 浩*
新井 邦夫* 宇井 正和*

要 約

大地震, もしくは豪雨時に懸念される河道あるいは地下鉄, 地下街等の地下トンネルへの突発的な大規模出水に対する水害予防の見地から, 適切な計算方法の整備を目指して研究を進めてきたが, 従来行なってきた矩形断面管渠内の隔壁除去に伴う dam-break wave の解析法を任意断面へ拡張することが可能になったので, その1例として円形断面水路における dam-break wave 及び関連する現象に対する解析法とその適用性を述べる。

1. 研究概要

前報(丸井他, 1981)において矩形断面一様水路における dam-break wave に関する特性曲線法に基づく数値解析法の適用性を, 初期流量, 初期水深, 水路床勾配等を変えた7種類の計算条件の下に行なわれた実験結果と比較することにより確認したが, 任意断面の一様水路に対しては適切な初期条件を与えることができなかったため, 満足すべき解析結果を得るに至らなかった。

災害防止の見地からはどのような形状の流路断面に対しても適確な流況の算定がなされねばならず, 鋭意検討を続けてきたが, 筆者等がこれまで行なってきた水位, 流量を従属変数とする基礎方程式系に替えて,ESCOFFIERの提唱による stage variable Ω と断面平均流速 u を用いることにより, いかなる断面形状を持つ一様水路に対しても適確な初期条件の設定が可能になった。この初期条件設定法の良否が特性曲線法に基づく数値解析法に及ぼす重要な機能は, 内部 shock の発生問題とかかわっており, 際限なく次々と内部 shock を発生するような境界条件に対応する流況に対しては, 特性曲線法によっては困難になるものと予想される。幸いにして上流と下流を隔てる隔壁を有限回数瞬間的に引き上げるというような条件に対しては容易に流況の算定が可能になる。

本報においては円形断面の水平水路の上・下流を仕切る隔壁を瞬間的に引き抜く際に生じる不定流の解析法を

1) 上流側の初期水深が管高以下の場合, 及び2) 上流側初期水深が管高に等しい場合, の2例を対象に考察し, 管渠内5箇所を設置した水位計記録により, 数値解析法の適用性を検討するものである。

2. 理論的考察

2-1 開水路不定流の基礎式

前報(丸井他, 1981)におけると同様, 開水路不定流の基礎式を構成する運動方程式及び連続式は次式で表わされる。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left(\frac{P}{\rho} \right)_{b=\text{const}} + \frac{Q^2}{A} \right\} = gA \left(S_0 - \frac{|Q|}{K^2} \cdot Q \right) \quad \dots\dots\dots(2.1.1)$$

ここに A : 流水断面積

P : 水路断面に作用する水圧による力

Q : 流量

S_0 : 水路床勾配

K : 通水能

$b(x, \xi)$: 水路床上高さ ξ における水路幅

$$\therefore A = \int_0^y b(x, \xi) d\xi \quad \dots\dots\dots(2.1.2)$$

$$P = \rho g \cos \theta \cdot \int_0^y b(x, \xi) \cdot (y - \xi) \cdot d\xi \quad \dots\dots(2.1.3)$$

但し y : 水深

ρg : 単位体積重量

* 東京都立大学都市研究センター・工学部

θ : 水路床の水平に対する傾斜角

一方、水路の横流入量を q とすれば、連続式は次式で表わされる。

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = q \quad \dots\dots\dots(2.1.4)$$

式 (2.1.1) 及び式 (2.1.4) における従属変数を、流量 Q 、水位 z として表わせば、横流入量 $q = 0$ の場合には次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Q}{\partial t} + 2u \frac{\partial Q}{\partial x} + B(c^2 - u^2) \frac{\partial z}{\partial x} \\ & = \left\{ BS_0 + \left(\frac{\partial A}{\partial x} \right)_{y=\text{const}} \right\} u^2 - \frac{gA}{K^2} |Q| \cdot Q \\ & B \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \end{aligned}$$

ここに $u = \frac{Q}{A}$, $c = \sqrt{\frac{gA}{B}}$, $B = \text{水面幅}$

また上式における和と差をつくることにより次式が導かれる。

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\partial Q}{\partial t} + (u \pm c) \frac{\partial Q}{\partial x} \right\} - B(u \pm c) \left\{ \frac{\partial z}{\partial t} + (u \pm c) \frac{\partial z}{\partial x} \right\} \\ & = \left\{ BS_0 + \left(\frac{\partial A}{\partial x} \right)_{y=\text{const}} \right\} u^2 - \frac{gA}{K^2} |Q| \cdot Q \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(2.1.5)$$

同様に従属変数を断面平均流速 u 、流水断面積 A とし式 (2.1.5) を表わせば次式が得られる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u \pm c) \frac{\partial u}{\partial x} \pm \frac{c}{A} \left\{ \frac{\partial A}{\partial t} + (u \pm c) \frac{\partial A}{\partial x} \right\} = f_1 \quad \dots\dots\dots(2.1.6)$$

但し $f_1 = g \left(S_0 - \frac{|Q|}{K^2} \cdot Q \right)$

上式において従属変数 A を式 (2.1.8) で定義される Escoffier の stage variable Ω に変更すれば式 (2.1.7) が導かれる。

$$\frac{d}{dt}(u \pm \Omega) = f_1 \quad \dots\dots\dots(2.1.7)$$

但し $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (u \pm c) \frac{\partial}{\partial x}$

$$\Omega = \int \frac{c}{A} \cdot dA \quad \dots\dots\dots(2.1.8)$$

Stoker (1957) に詳述されている非粘性且つ水平な 2 次元水路の不定流においては式 (2.1.7) の右辺は零であるから、 $dx/dt = u \pm c$ により表わされる特性曲線に沿い $(u \pm \Omega) = \text{const.}$ の関係が成り立ち、矩形断面に対しては式 (2.1.8) は $\Omega = 2c$ を与える。

それ故、矩形断面を含めた任意の水路断面形を有する水平水路に対し、式 (2.1.8) により定義される Escoffier の stage variable Ω を導入すれば、Stoker (前出) における非粘性且つ水平な 2 次元水路の不定流に関する全ての記述は、特性曲線 $dx/dt = u \pm c$ に沿う条件式を Stoker における $(u \pm 2c) = \text{const.}$ を $(u \pm \Omega) = \text{const.}$ に置き替えることにより、任意断面の一樣水路に対して成

り立つことがわかる。

2.2 Constant Stage と Simple Wave

前述のように、開水路不定流の基礎式である運動方程式 (2.1.1) 及び連続式 (2.1.4) は、式 (2.1.8) により定義される stage variable を介して式 (2.1.7) に帰着する。式 (2.1.7) は特性曲線 $dx/dt = u \pm c$ に沿って移動する観測者から見た関数 $(u \pm \Omega)$ の時間的变化率が f_1 に等しいことを示しており、 (x, t) 平面上の上流側既知点 Q より発して下流へ進む前方特性曲線 $dx/dt = u + c$ と、下流側既知点 R を発して上流へ遡る後方特性曲線 $dx/dt = u - c$ の交点 P の座標は (x, t) 平面上に定まり、点 P に対応する従属変数 u 及び Ω の値は、上述のそれら特性曲線に沿う条件式である式 (2.1.7) より定まる。式 (2.1.7) の右辺 f_1 が零ではない一般的な場合における特性曲線法を用いた解析法とその適用例は前報(丸井他, 1981) において詳述したから、ここでは前報では扱うに至らなかった任意断面一樣水路における初期条件の設定法に関する考察を行なう。

水路床勾配が零ではない任意断面一樣水路の dam-break wave を考察するとき、dam の破堤直後の流れにおいては水面勾配が卓越し水路床勾配の影響は無視できることを Dressler (1958) は論証している。もとより時間が経過し、水面勾配が水路床勾配と同程度の大きさに到達する段階においては、計算上必要な諸項を全て考慮すべきことは言うまでもない。この理由により破堤直後の初期条件として与える流況の設定は、水平水路床の非粘性 dam-break wave に関する理論解を用いればよいことになる。但し破堤直前の水面形を初期条件に用いる場合には、破堤後に内部 shock が発生し、前方、もしへは後方の同一群に属する特性曲線の交差に導かれ、その数値処理が複雑になるから、Stoker (前出) に述べられているような破堤後、微小時間経過後の理論解より出発するのが得策であると考ええる。

式 (2.1.7) の右辺は、非粘性且つ水平勾配の場合には零であるから、特性曲線 $dx/dt = u \pm c$ に沿う条件式は $u \pm \Omega = \text{const.}$ であり、波速 c 、stage variable Ω はいづれも水深 y の関数であるから、水深 y 及び流速 u が一樣である領域 (constant state) においては、前方及び後方の両特性曲線の傾き $u \pm c$ はいづれも直線であり、逆に 2 種の特性曲線群がいづれも直線である流れの領域は constant state であるときみなすことができる。

一方、この constant state に隣接する領域は 2 種類の特性曲線群の片方が直線群を形成し、それら直線の特性曲線に沿い y 、 u 等の従属変数はそれら直線毎に固有な一定値を保つことが導かれ (Stoker (前出), pp. 301~) 領域端部の境界条件に基づく水深 y 、流速 u の変化はこの直線の特性曲線に沿い一定値を保ちつつ (x, t) 平面上

を伝わるから、このような流れの領域は simple wave の領域と定義され、加えてこの直線群が (x, t) 平面上の一点から放射状に形成される場合には、centered simple wave と呼ばれる。

2.3 隔壁除去に伴う dam-break wave

これまでの考察に基づき、水平な任意断面一様水路上の dam-break wave に関する非粘性解は、図 2-3-1 に従い以下の手順により求められる。

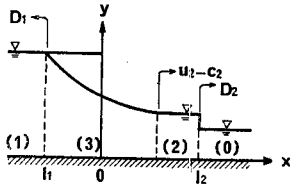


図 2-3-1 dam-break wave

隔壁の上・下流に位置する 2 種の constant state 領域 (1) 及び (0) を仕切る隔壁が瞬間的に除去された直後において、領域 (1), (0) の間には centered simple wave の領域 (3) と、constant state の領域 (2) が発生し、領域 (2), (0) の境界では shock condition (運動量 及び 質量の保存条件式) が成り立ち、両者より段波の伝播速度を消去することにより次式が成り立つ。

$$u_2 - u_0 = \sqrt{\frac{1}{\rho} (P_2 - P_0) \left(\frac{1}{A_0} - \frac{1}{A_2} \right)} \quad \dots\dots (2.3.1)$$

但し添字はそれぞれ領域 (2), (0) に対応するものとする。

式 (2.3.1) の右辺における P_2 及び A_2 はいずれも水深 y_2 の関数であるからこのままでは条件が不足している。他方、centered simple wave の領域 (3) における前方特性曲線 $dx/dt = u + c$ に沿い $u + \Omega = \text{const.}$ の条件式が成り立つ。また領域 (3) は上・下流端をそれぞれ領域 (1) 及び (2) と接するから次式が成り立つ。

$$u_1 + \Omega_1 = u_2 + \Omega_2 \quad \dots\dots (2.3.2)$$

前式 (2.3.1) との間で u_2 を消去すれば

$$u_0 + \Omega_2 + \sqrt{\frac{1}{\rho} (P_2 - P_0) \left(\frac{1}{A_0} - \frac{1}{A_2} \right)} = u_1 + \Omega_1 \quad \dots\dots (2.3.3)$$

式 (2.3.3) の左辺は下流側初期水深 y_0 をパラメタとする水深 y_2 の関数であり、右辺の既知量を与えることにより y_2 は一意的に決定される。 y_2 が定まれば式 (2.3.2) より u_2 も定まり、領域 (3) における解の問題が残されるが、領域 (3) は centered simple wave の領域であるから次式が成り立つ。

後方特性曲線の方程式：

$$\frac{dx}{dt} = u - c = \frac{x}{t} \quad \dots\dots (2.3.4)$$

前方特性曲線に沿う条件式：

$$u + \Omega = u_1 + \Omega_1 \quad \dots\dots (2.3.5)$$

式 (2.3.4)、式 (2.3.5) より u を消去すれば

$$\Omega + c = u_1 + \Omega_1 - \frac{x}{t} \quad \dots\dots (2.3.6)$$

式 (2.3.6) の右辺の数値を与えれば対応する水深 y は定まり、同様に式 (2.3.5) より流速 u が決定される。

これまでの考察では下流側初期水深 y_0 が零ではない場合を想定したが、零の場合には constant state の領域 (2) 及び (0) は存在せず、領域 (1) の下流側に隣接して centered simple wave の領域 (3) が生じるのみとなる。この領域 (3) の下流端は水深 y が零であるから、対応する Ω , c がいずれも零の場合には先端の軌跡は次式で与えられる。

$$\frac{dx}{dt} = \frac{x}{t} = u_1 + \Omega_1 \quad \dots\dots (2.3.7)$$

矩形断面水平勾配水路における非粘性の dam-break wave を扱った Stoker (前出) では $u_1 = 0$, $\Omega_1 = 2\sqrt{gy_1}$ であったから、波面先端の移動速度が $2c_1$ であることが理解されよう。それ故、下流側初期水深 y_0 の有無に応じて、任意断面水平水路上の dam-break wave に関する非粘性解は次の作業手順により容易に算定される。

- (1) 下流側初期水深 y_0 が零でない場合
 - (i) $\Omega(y)$, $c(y)$, 及び $F(y, y_0)$ の関数表を作製する。但し $F(y, y_0) = u_0 + \Omega(y) + \sqrt{\frac{1}{\rho} \{P(y) - P(y_0)\} \left\{ \frac{1}{A(y_0)} - \frac{1}{A(y)} \right\}}$
 - (ii) u_1 及び y_1 を与えて、式 (2.3.3) に基づき $F(y, y_0) = u_1 + \Omega_1$ を満足する $y = y_2$ を関式或いは数表の補間により決定する。
 - (iii) $y_2, \Omega_2 = \Omega(y_2)$ の値より式 (2.3.2) に基づき、 u_2 を定める (constant state 領域 (2) の決定)。
 - (iv) 領域 (2) の下流端の軌跡は $dx/dt = (A_2 u_2 - A_0 u_0) / (A_2 - A_0)$ により、また上流端の軌跡は $dx/dt = u_2 - c_2$ により与えられるから、 $(u_2 - c_2)$ の正負に応じて隔壁下流、もしくは上流の任意点への領域 (2) の上・下流端の到達時刻を計算する。
 - (v) centered simple wave に対応する領域 (3) は下流端を $dx/dt = u_2 - c_2$ に、また上流端を $dx/dt = u_1 - c_1$ により境界づけられているから、双方の境界線に挟まれた領域に対しては領域 (3) に対する解法、即ち式 (2.3.6) の右辺の値に基づき、対応する水深 y , 及び式 (2.3.5) より流速 u を算定する。
 - (vi) constant state の領域 (1) の下流端は $dx/dt = u_1 - c_1$ に境界づけられるから、この直線が t 軸に平行な $x = \text{const.}$ の直線と交わるまでは領域 (1) に対応する一定値を保持する。

(2) 下流側初期水深 y_0 が零の場合

既に述べたように、この場合には下流側の constant state 領域(0), (2)は存在せず, centered simple wave に対応する領域(3)の下流端は式(2.3.7)により与えられる。それ故、この点に留意し、波面先端の到達時刻を算定し、以後は既に述べた領域(3)に対する解法に従い、水深 y , 流速 u を求めればよい。

2.4 隔壁除去に伴う gravity current

既に考察した dam-break wave と異なり、隔壁の上流側が自由水面を持たず、満管状態にある場合をここでは扱う。

Benjamin (1968) は下流端自由の仮定の下に、満管部と開水路部の境界 (front) と同一の一定速度で移動する座標系から観察することにより、図 2-4-1 に示される定常な流れ場を対象に運動量方程式、連続式、及びベルヌーイの式を適用し、次の諸式を導いた。

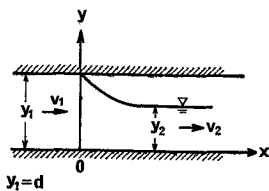


図 2-4-1 Benjamin の解

$$\rho Q(v_2 - v_1) = P_1 + A_1 p_0 - P_2 \quad \dots\dots\dots(2.4.1)$$

$$Q = A_1 v_1 = A_2 v_2 \quad \dots\dots\dots(2.4.2)$$

$$\frac{v_1^2}{2g} + \frac{p_0}{\rho g} = \frac{v_2^2}{2g} - (y_1 - y_2) = 0 \quad \dots\dots\dots(2.4.3)$$

但し $v_1 = u_1 - D$, $v_2 = u_2 - D$, D は front の移動速度, u_1 , u_2 及び P_1 , P_2 はそれぞれ領域(1), (2)における静止座標から観察した流速, 及び水圧による力を表わし, p_0 は満管部にある一様流速の断面(1)の管頂部圧力に対する front における漉み点 ($x=0$, $y=y_1$) の圧力増加を表わす。

式(2.4.1), 式(2.4.3)より p_0 を消去し v_2 につき解けば次式が得られる。

$$\frac{v_2^2}{2g} = \frac{P_1 - P_2}{\rho g A_2 \left(2 - \frac{A_2}{A_1}\right)} = y_1 - y_2 \quad \dots\dots\dots(2.4.4)$$

式(2.4.4)の第2式より未知量 y_2 が定まり、同時に第1式より v_2 が定まる。満管部流速 u_1 が零の場合に対応する Benjamin の解は、管高 d の矩形及び円形断面に対し以下のように与えられる。

(i) 矩形断面管渠

$$y_2 = \frac{1}{2} y_1 = \frac{d}{2}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{v_2}{\sqrt{g y_2}} &= \sqrt{2} \\ \frac{v_1}{\sqrt{g d}} &= \frac{1}{2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.4.5)$$

(ii) 円形断面管渠

$$\left. \begin{aligned} \frac{y_2}{d} &= 0.5632 \\ \frac{v_2}{\sqrt{g d}} &= 0.9324 \\ \frac{v_1}{\sqrt{g d}} &= 0.5354 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.4.6)$$

筆者等は前報において下流側初期水深 y_0 による解の挙動を円形断面水路を対象に検討し, $y_0/d < 0.3451$ の時に Benjamin の解が成立すること, また $y_0/d \geq 0.3451$ では Benjamin の解の領域(2)と下流側一様水深 y_0 の領域(0)の中間に小段状領域(3)が生じること等を示したが、下流側初期水深 $y_0=0$ の場合における波面先端近傍の非定常な流れの解を得るには至らなかった。それ故、本報では $y_0=0$ における非定常解につき考察する。

この場合、隔壁除去の直後において、front の直下流に Benjamin の解により与えられる constant state の領域(2)が形成されることは既に確認したが、この領域(2)の下流側は乾いた河床さへへの dam-break wave の場合と同様、前述の centered simple wave の領域(3)により占められると考えられるであろう。この領域(2)及び(3)の境界は $dx/dt = u_2 - c_2$ により表わされるから、領域(2)の存在範囲は次の不等式で示される。

$$D \cdot t \leq x \leq (u_2 - c_2) \cdot t \quad \dots\dots\dots(2.4.7)$$

但し D は front の移動速度とする。

一方、領域(3)では dam-break wave におけると同様次式が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= u - c = \frac{x}{t} \\ u + \Omega &= u_2 + \Omega_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.4.8)$$

式(2.4.8)の両式より u を消去すれば

$$\Omega + c = u_2 + \Omega_2 - \frac{x}{t} \quad \dots\dots\dots(2.4.9)$$

式(2.4.9)において、波面先端の条件は水深 $y=0$ により与えられるから、対応する Ω 及び c がいずれも零である場合には波面先端の軌跡は次式で与えられる。

$$\frac{dx}{dt} = \frac{x}{t} = u_2 + \Omega_2 \quad \dots\dots\dots(2.4.10)$$

それ故、下流端を式(2.4.10)により、また上流端を $dx/dt = (u_2 - c_2)$ により境界づけられた centered simple wave の領域(3)における解は、式(2.4.9)により与えられる。

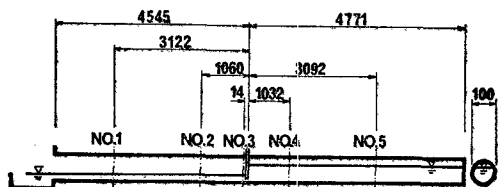


図 3-1-1 実験装置の概要

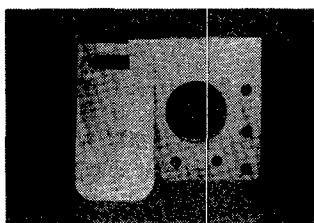


写真 1 手動隔壁

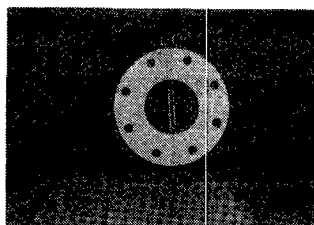


写真 2 水位計プローブ



写真 3 管路設置状況

3. 数値解析結果の実験値との比較

3.1 実験装置の概要

矩形以外の任意の水路断面形として、筆者等は円形断面を用いた。実験装置は図3-1-1に示す長さ約9.3m、直径10.0cmのアクリル管路より成り、下流端より約4.5mの箇所に手動の隔壁を、また図中の No. 1 より No. 5 に示される各箇所に平行線型水位計プローブを設置した。写真1、写真2及び写真3はそれぞれ真輪製手動隔壁、水位計プローブ、管路設置状況を示している。

3.2 円管 dam-break wave に関する実験的考察

実験条件は隔壁の上流及び下流水深に応じ、表1に示

表 1 円形断面水路における dam-break wave 実験条件

実験番号	上流水深 (cm)	下流水深 (cm)
1 A	9.03	0.00
4 A	5.00	0.00
5 A	8.49	2.22
6 A	5.17	3.13
8 A	8.67	5.02

(注) 管径 $d=10.0$ cm
水平勾配, 初期流量 零

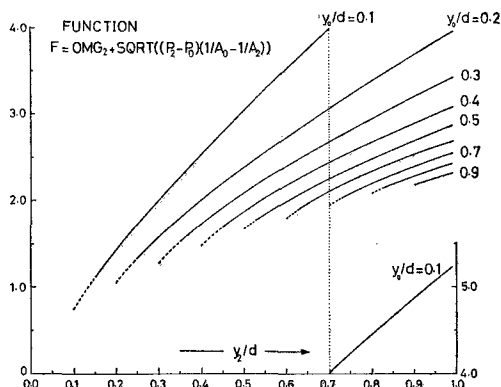


図 3-2-1 関数 $F(y/d, y_0/d)$

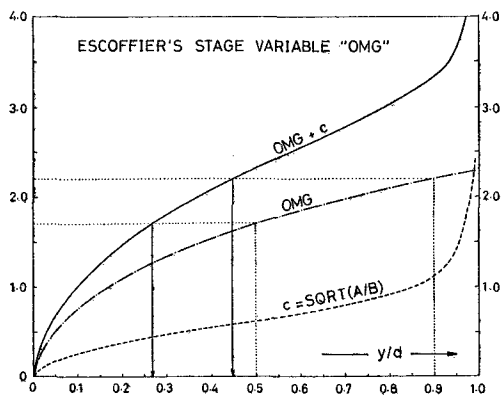


図 3-2-2 関数 $\Omega(y), c(y), \Omega + c$

す通りである。既に述べた解析法に関連し、式(2.3.3)、式(2.3.6)の左辺を構成する水深 y の関数表を作製せねばならないが、両式を特性長 $X_0 (= \text{管高 } d)$ 、特性速度 $V_0 (= \sqrt{gX_0})$ により無次元化し、無次元水深 y/d の関数として表示した図表を図3-2-1、図3-2-2に示す。このうち図3-2-1は下流側初期水深 y_0 が零ではない場合に対する段波背面(上流側)の constant state 領域(2)の水深 y_2 を算定するためのものであり、式(2.3.3)の右

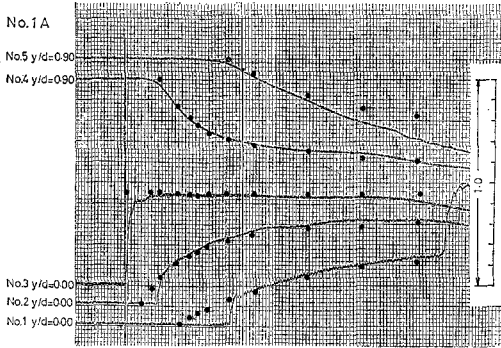


図 3-2-3 非粘性解と実験値の比較 (その1)

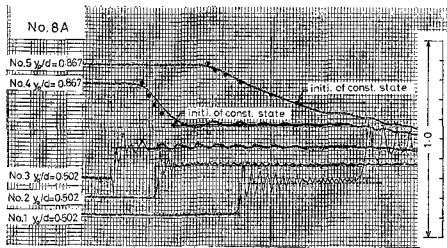


図 3-2-4 非粘性解と実験値の比較 (その2)

辺の値に対応する無次元量を縦軸上に取り、その値が y_0/d をパラメタとする $F(y/d, y_0/d)$ の関数値と等しい y/d が、領域(2)の無次元水深 y_2/d を与える。

一方の図3-2-2は式 (2.3.3) の右辺、及び式 (2.3.6) の左辺に關係する $\Omega, c, \Omega+c$ の無次元化された関数値を同じく無次元水深 y/d の関数として示すものであり、下流側水深 y_0 の有無に応じて、前述の手順に従い、任意点における水深、流速の値を算定することができる。

本報告では前図 3-1-1 に示される水位計設置地点における水位計記録に基づき、計算方法の妥当性を検討することとし、表 1 に示される 5 例の実験条件中、No. 1 A 及び No. 8 A に関し、実測のオシログラフ波形 (実線) と計算値 (黒点) を比較した結果を図3-2-3及び図3-2-4 に示す。これらの計算においては水路の上流及び下流は無限に続くものとしているのに対し、実験では隔壁下流 4,545m にある管路下流端はゴム栓で塞ぎ、また上流端は球形弁により閉塞されている關係上、下流端に近い No. 1 水位計、及び上流端に近い No. 5 水位計の波形は時間の経過と共に計算値から逸脱することを示している。この点を考慮するならば、下流側初期水深 $y_0/d=0.0$ に対応する図3-2-3、及び $y_0/d=0.502$ に対応する図 3-2-4 の両図における理論及び実験値の対応は良好であり、そのうちの後者においては constant state 領域(2)の上流端の移動速度 (u_2-c_2) が負である關係上、隔壁上流に位置する No. 4 水位計の記録は、この領域の到達

の痕跡を明瞭に示す一方、隔壁下流の No. 1~No. 3 水位計の各記録は、段波の到達時刻及び段波波高に關し計算値と実測値の極めて満足すべき合致を示している。

既に述べたように、本報における研究の主要な目的は任意断面水路における開水路不定流の基礎式を数値的に解くための初期条件を明らかにすることであったから、円形断面水路における上記の結果は、必要な初期条件が十分な精度で得られることを示していると言えるであろう。

3.3 円管内 gravity current に関する実験的考察

図 3-3-1 における隔壁上流水深 y_1 が管高に等しい場合に対応する gravity current の挙動は、下流側初期水深 y_0 の値が或る限度を超えると、図3-3-1に示される通り、Benjamin の解により表わされる front 下流の領域(2)と水深 y_0 の constant state 領域(0)の間に、 y_0 の値により定まる小段状の constant state 領域(3)が生じ、 y_0 が更に増加を続けると領域(2)が消滅することは前報で考察した。その場合の演算は領域(3)に対応する定常解とその流況が消滅する限界を定めることで足りた。

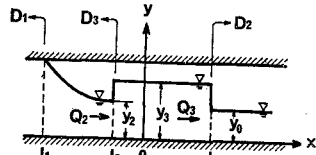


図 3-3-1 y_0/d による解の挙動

一方、下流水深 y_0 が零の場合には、front の直下流に生じる Benjamin の解として表わされる領域(2)の下流端は $dx/dt=u_2-c_2$ により表わされる筈であるから、この下流端と波面先端との間には centered simple wave の領域が存在しなければならない。この領域における解は隔壁下流の地点に対しては式 (2.4.10) に基づき波面の到達時刻を算定し、到達後は式 (2.4.9) の右辺における Ω_2 を図3-2-2の Ω 曲線より読み取り、次いで式 (2-4-9) の右辺に等しい関数 ($\Omega+c$) の値に対応する横座標の値より対応する水深 y が定まる。

このような滴管部流速が零の場合の gravity current に関する実験条件は表 2 に示す 3 例であり、その流況に関するモータ・ドライブ・カメラによる連続写真は前報において示したが、そのうち下流側水深 $y_0/d=0$ 及び $y_0/d=0.502$ に対応する解析結果と実験値の比較を図 3-3-2、図3-3-3 に示す。

ここにおいても dam-break wave におけると同様、解析結果と実験値の対応は良好であり、任意断面一様管渠における gravity current に関する初期流況を、この

表 2 円管内 gravity current 実験条件

実験番号	$\frac{u_1}{\sqrt{gd}}$	$\frac{y_0}{d}$	$\frac{y_2}{d}$	$\frac{D_1}{\sqrt{gd}}$	$\frac{D_2}{\sqrt{gd}}$	$\frac{y_3}{d}$	$\frac{D_3}{\sqrt{gd}}$
2 A	0	0	0.5632	-0.5423	—	—	—
3 A	0	0.288	0.5632	-0.5423	0.6858	—	—
7 A	0	0.502	0.5632	-0.5423	0.8294	0.6686	-0.4082

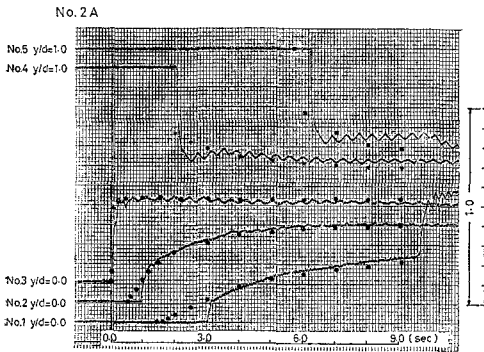


図 3-3-2 gravity current (その1)

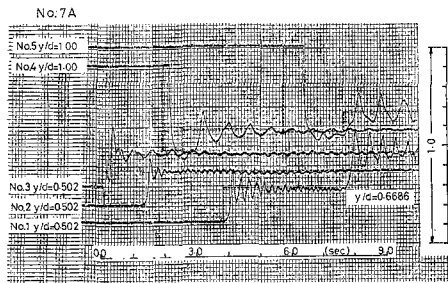


図 3-3-3 gravity current (その2)

方法により算定できることが示されたと言えるであろう。

4. 結論および今後の課題

適切な初期条件を与えられた任意断面一様水路における dam-break wave に関する特性曲線法を用いた数値解析法の適用性、及び円形断面管渠における下流側水深が零ではない場合における gravity current に関する解

析法の適用性は前報において報告された。

本報では任意断面一様水路における dam-break wave 並びに gravity current に関する適切な初期条件の設定法を考察し、円形断面一様水路を用いた実験に基づきその適用性を確認した。

これらの結果により、一様断面水路における dam-break wave 及び満管部流速が零である場合の gravity current に対する解法は確立されたとみなすことができるが、水路断面形、勾配等が各所で変化する複雑な管渠形状に対する数値解析法、あるいは満管部流速が存在する場合における front 近傍の境界条件等、尚多くの問題を残しており、今後の課題としたい。

謝 辞

本研究は一部、東京都下水道局委託「下水管渠内水路の管理システムに関する研究」によるものであり、お世話下さった関係当局の方々、並びに都立大学工学部・川口士郎教授に深く謝意を表します。

文 献 一 覧

丸井信雄・安川 浩・新井邦夫・宇井正和
 1981 「dam-break wave と管渠内段波」『総合都市研究』第14号, pp. 81~92.
 Stoker, J.J.
 1957 Water Waves: Inter Science, pp. 291~341.
 Dressler, R.F.
 1958 "Unsteady non-linear waves in sloping channels" Proc. Roy. Soc. London, Ser. A., Vol. 247, pp. 186~198.
 Benjamin, T.B.
 1968 "Gravity current and related phenomena" Jour. Fluid Mechanics, Vol. 31. pp. 209~248.

DAM-BREAK WAVES AND GRAVITY CURRENTS IN
CONDUITS (PART 2)

Nobuo Marui, Hiroshi Yasukawa,
Kunio Arai and Masakazu Ui

Center for Urban Studies, Tokyo Metropolitan University

Comprehensive Urban Studies, No. 17, 1982, pp. 15-22

The authors have been investigating estimates of flow characteristics of a sudden release of water into a river valley or an underground tunnel following a presumably sever earthquake.

In the previous paper, dam-break waves through a prismatic channel with rectangular section, and gravity currents through a circular conduit with non-zero downstream depth were discussed.

In this present paper, dam-break waves through a prismatic to dam-break waves through an arbitrary channel section and to gravity currents over a bry bed of a conduit.

Analytical results derived from the assumption of inviscid flow over a horizontal channel bed of circular section are compared with experimental ones, and positive correlations are ascertained.