

報 文

横から一様な流入のある開水路の不定流について*

— 雨水の流出現象に関する水理学的研究 (第1報) —

正 員 岩 垣 雄 一**

准 員 末 石 富 太 郎***

ON THE UNSTEADY FLOW IN OPEN CHANNELS WITH UNIFORM LATERAL INFLOW

— HYDRAULIC STUDIES ON THE RUN-OFF PHENOMENA OF —
RAIN WATER, 1st REPORT

(JSCE Nov. 1954)

Yūichi Iwagaki, C.E. Member, Tomitarō Sueishi, C.E. Assoc. Member

Synopsis In this paper, we propose an approximate calculation method of the unsteady flow in open channels with uniform lateral inflow, using the characteristic curves. Hydrographs resulting from abrupt increase and decrease of rate of lateral inflow are obtained by this method, and the calculated hydrographs are compared with experimental results in good agreement. Furthermore, the characters of these hydrographs are discussed as the basis of the studies on the run-off phenomena of rain water.

要旨 この研究では、比較的急勾配の開水路にて、ある時間横から一様な流入量のある場合の不定流について、特性曲線法を用いた近似計算法を提案し、その数値計算例を示すとともに、同条件のもとに実験を行つて両者を比較し、満足すべき結果を得た。またこのようにして得られた Hydrograph の性格について、雨水の流出現象研究の立場から検討を行つた。

1. 序 論

雨水の流出機構を明らかにし、降雨と流出量の関係を知ることはきわめて重要であるが、たとえば下水量の算定にしばしば用いられる合理公式とか、あるいは R.T. Zoch の理論的な研究¹⁾ などの従来の方法では、いずれもきわめて大胆な仮定が用いられているので、実際にこれを適用する場合に常にその妥当性が問題となる。一方最近水文学の立場から発達した単位図法は、すでにわが国においてもかなり研究が行われ、実際河川に適用されるようになったが、いまだ水文学的根拠が明確でなく、わが国のような急流河川にそのまま適用してよいかどうかは問題である。

地面に降つた雨は大小の支川その他を経て海に注ぐ

が、上流山地における1本の流れをとりあげると、雨水は斜面を流下して横から溪谷へ流入するものと考えてよい。路面上の雨水流²⁾ 及び側溝における流れ³⁾ についても、同様のことがいえるであろう。このような理由から本研究では、横から流入のある流れを最も単純化し、横から時間的、距離的に一様な流入のある場合の開水路不定流を層流及び乱流を含めて取り扱い、特性曲線法を用いた近似計算法によつて流入量と流出量の関係を求め、単位図の水文学的特性を検討するとともに、雨水の流出機構に関する研究の基礎としようとしたものである。

2. 横から流入のある開水路の流れに対する特性曲線法

図-1 に示すように矩形断面水路の横から流入がある場合、鉛直方向加速度を省略した運動方程式及び連続式はそれぞれ

図-1 Fig. 1



$$\frac{\partial u}{\partial t} + \alpha u \frac{\partial u}{\partial x} - (\alpha - 1) \frac{u}{h} \frac{\partial h}{\partial t} + g \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} = g \sin \theta - \frac{\tau_0}{\rho R} - \alpha u \frac{q}{h} \dots \dots \dots (1)$$

* 昭.28.10.11. 関西工学連合講演会にて一部発表

** 京都大学助教授, 工学部土木工学教室

*** 京都大学, 大学院研究奨学生

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = q \dots \dots \dots (2)$$

となる⁴⁾。ここに q : 単位巾, 単位長さ当りの横からの流入量, u : 平均流速, h : 水深, R : 径深, Q : 単位巾当りの流量, α : 運動量の流速分布に対する補正係数, θ : 水路の傾斜角, τ_0 : 底面摩擦応力, ρ : 水の密度, g : 重力加速度, x : 距離, t : 時間である。

(1) 厳密法

F.F. Escoffier⁵⁾ が水流の不安定性について図式的にその特性を研究した方法と同様にして, 式(1)及び(2)から次の式が得られる。

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (\alpha u + \alpha_1 c) \frac{\partial}{\partial x} \right\} \left\{ u + 2(\alpha_1 - \alpha_2)c \right\} = g \sin \theta - \frac{\tau_0}{\rho R} + \frac{q}{h} (\alpha_1 c - \alpha u) \dots \dots \dots (3)$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (\alpha u - \alpha_1 c) \frac{\partial}{\partial x} \right\} \left\{ u - 2(\alpha_1 + \alpha_2)c \right\} = g \sin \theta - \frac{\tau_0}{\rho R} - \frac{q}{h} (\alpha_1 c + \alpha u) \dots \dots \dots (4)$$

ここに

$$c = \sqrt{gh \cos \theta}, \quad \alpha_1 = \sqrt{1 + \frac{\alpha(\alpha-1)u^2}{gh \cos \theta}},$$

$$\alpha_2 = \frac{(\alpha-1)u}{\sqrt{gh \cos \theta}}$$

層流の場合は $\alpha=1.2$, 乱流の場合は $\alpha=1.05$ 程度であるから⁴⁾, $u/\sqrt{gh \cos \theta} = 1$ のときを例にとればそれぞれ $\alpha_1=1.11, \alpha_2=0.2$; $\alpha_1=1.026, \alpha_2=0.05$ となる。いま簡単のために $\alpha=1$ とすればそれぞれ $\alpha_1=1, \alpha_2=0$ となるから, 式(3)及び(4)は

$$C_1: \left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} = u + c \text{ において,} \\ \frac{d}{dt}(u + 2c) = g \sin \theta - \frac{\tau_0}{\rho R} + \frac{q}{h}(c - u) \end{aligned} \right\} (3)'$$

$$C_2: \left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} = u - c \text{ において,} \\ \frac{d}{dt}(u - 2c) = g \sin \theta - \frac{\tau_0}{\rho R} - \frac{q}{h}(c + u) \end{aligned} \right\} (4)'$$

とあらわされ, 初期条件及び境界条件を与えて $x \sim t$ 平面上を C_1, C_2 の特性曲線群で覆い, 階差法^{6), 7)} で数値計算を行うことができる。しかしこの計算は, *

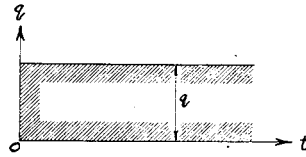
$$u = \frac{R^2 h g \sin \theta (3\nu h + \alpha q R^2)}{(3\nu h + \alpha q R^2)^2 + \alpha(2-\alpha)q^2 R^4 + 3\nu q R^2 h(3-\alpha-2R/B)} \dots \dots \dots (6)'$$

(b) 乱流の場合 Manning の粗度係数 n を用いて $\tau_0/\rho R = n^2 u^2 g/R^{1/3}$ とあらわされるから, この場合 $\alpha=1$ とすると, 式(1)は

*はなはだ面倒なので, 次に近似計算法を提案する。

(2) 水深から求める近似法

図-2 Fig. 2



(A) 横からの流入量が0から急に一定値 q になる場合 (図-2)

(a) 層流の場合 この場合には, 近似

的に等流の場合の抵抗法則を適用すれば ν を動粘性係数として, $\tau_0/\rho R = 3\nu u/R^2$ とあらわされるから⁸⁾, 式(1)は

$$u = \frac{R^2 h (g \sin \theta - L)}{3\nu h + \alpha q R^2}$$

ここに

$$L = \frac{\partial u}{\partial t} + \alpha u \frac{\partial u}{\partial x} - (\alpha-1) \frac{u}{h} \frac{\partial h}{\partial t} + g \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x}$$

いま水路断面を巾 B の矩形とすれば $R=Bh/(B+2h)$ であり, また $q = \text{const.}$ であるから, 上式を式(2)に代入して次式が得られる。

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \left\{ \left(3 - \frac{4R}{B} \right) u - \frac{(1-4R/B)\alpha u q R^2}{3\nu h + \alpha q R^2} \right\} \times \frac{\partial}{\partial x} \right] h = q + \frac{R^2 h^2}{3\nu h + \alpha q R^2} \frac{\partial L}{\partial x}$$

勾配が比較的急で流れがほぼ等流とみなされうる場合には, 第一近似として $L=0, \partial L/\partial x=0$ とすると,

$$\frac{dx}{dt} = \left(3 - \frac{4R}{B} \right) u - \frac{(1-4R/B)\alpha u q R^2}{3\nu h + \alpha q R^2} \dots \dots \dots (5)$$

において,

$$\frac{dh}{dt} = q, \text{ または } h = qt + \text{const.}$$

$$u = \frac{R^2 h g \sin \theta}{3\nu h + \alpha q R^2} \dots \dots \dots (6)$$

つぎに第二近似として, $\partial h/\partial x=0, \partial u/\partial x=0, L = \partial u/\partial t - (\alpha-1)u/h \cdot \partial h/\partial t$ とすると, 式(6)を用いて L を計算することにより次式が得られる。

$$\frac{dx}{dt} = \left(3 - \frac{4R}{B} \right) u - \frac{(1-4R/B)\alpha u q R^2}{3\nu h + \alpha q R^2} \dots \dots \dots (5)'$$

において,

$$\frac{dh}{dt} = q, \text{ または } h = qt + \text{const.}$$

$$u = \sqrt{\left(\frac{qR^{1/3}}{2n^2 gh} \right)^2 + \frac{R^{1/3}}{n^2 g} (g \sin \theta - L)} - \frac{qR^{1/3}}{2n^2 gh}$$

となる。層流の場合と同様にして第一近似を経て第二

近似を求めると、

$$\frac{dx}{dt} = \left(\frac{5}{3} - \frac{4R}{3B}\right)u + \frac{(1/3 + 4R/B)uqR^{1/3}}{2n^2ghu + qR^{1/3}} \text{ において } \frac{dh}{dt} = q, h = qt + \text{const.} \dots (7)$$

$$u = \sqrt{\left\{ \left(\frac{5}{3} - \frac{4R}{3B}\right) \frac{qR^{1/3}}{2n^2gh} \right\}^2 + \frac{R^{1/3}}{n^2} \sin \theta - \frac{(2/3 + 8R/3B)u(qR^{1/3}/2n^2gh)^2}{u + qR^{1/3}/2n^2gh}} - \left(\frac{5}{3} - \frac{4R}{3B}\right) \frac{qR^{1/3}}{2n^2gh} \dots (8)$$

となる。

(B) 流入量が急に q から 0 になる

図-3 Fig. 3

場合 (図-3)

(i) 等流とみ

なされる領域

(a) 層流の場合

式 (5)' 及

び (6)' で $q=0$ とおけば、

$$\frac{dx}{dt} = \left(3 - \frac{4R}{B}\right)u \text{ において } h = \text{const.} \dots (9)$$

$$u = \frac{R^2 g \sin \theta}{3\nu} \dots (10)$$

(b) 乱流の場合 式 (7) 及び (8) で $q=0$ とおけば

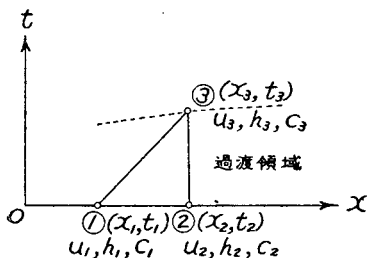
$$\frac{dx}{dt} = \left(\frac{5}{3} - \frac{4R}{3B}\right)u \text{ において } h = \text{const.} \dots (11)$$

$$u = \frac{1}{n} R^{2/3} (\sin \theta)^{1/2} \dots (12)$$

従つて層流、乱流いずれの場合でも特性曲線上で h が一定となるから、 u も一定となり、特性曲線が直線となることがわかる。

(ii) 過渡領域 横からの流入量 q がある場合及び $q=0$ の場合の u と h との関係を示す式 (8) 及び式 (12) からわかるように、同じ水深に対して $q=0$ のときの方が流速が大である。従つて、 q の供給を停止した瞬間 $t=0$ において水深を連続とすれば、流速、流量が急増して不連続となり、また流速、流量を連続とすると水深が急増しなければならないといつた不合理を生ずる。そこで式 (5)~(8) で表わされる状態から式 (9)~(12) がほぼ適用しうようになるまでの

図-4 過渡領域
Fig. 4 Transition region



範囲を過渡領域となづけ、この領域を 図-4 に示すごとく $t=0 \sim t=t_3$ として、③の点では式 (9)~(12) が成立するものとする。いま式 (3)' 及び (4)' において $q=0$ とおけば、①、② 及び ③の点が接近していると考え、それらの間にそれぞれ次の関係が成立する。

$$\frac{x_3 - x_1}{t_3} = \frac{1}{2}(u_1 + u_3 + c_1 + c_3) \dots (13)$$

$$u_3 - u_1 + 2(c_3 - c_1) + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\tau_0}{\rho R} \right)_1 - g \sin \theta \right\} t_3 = 0 \dots (13)'$$

$$\frac{x_3 - x_2}{t_3} = \frac{1}{2}(u_2 + u_3 - c_2 - c_3) \dots (14)$$

$$u_3 - u_2 - 2(c_3 - c_2) + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\tau_0}{\rho R} \right)_2 - g \sin \theta \right\} t_3 = 0 \dots (14)'$$

また点 ① と ② は近い点としたので、

$$u_1 = u_2, c_1 = c_2 \dots (15)$$

と近似すれば、式 (13)' 及び (14)' より

$$c_3 = c_1, \text{ すなわち } h_3 = h_1 \dots (16)$$

式 (14) より

$$t_3 = \frac{2(u_3 - u_1)}{g \sin \theta - (\tau_0/\rho R)_1} \dots (17)$$

式 (13) より

$$x_3 = \frac{t_3}{2}(u_1 + u_3 + 2\sqrt{gh_1 \cos \theta}) + x_1 \dots (18)$$

が得られ、式 (17) は次のようになる。

$$\text{層流の場合, } t_3 = \frac{2(u_3 - u_1)}{g \sin \theta - 3\nu u_1/R_1^2} \dots (19)$$

$$\text{乱流の場合, } t_3 = \frac{2(u_3 - u_1)}{g \sin \theta - n^2 u_1^2 g/R_1^{1/3}} \dots (19)'$$

これらによつて③の点が見出されると、その後は式 (9), (10) あるいは式 (11), (12) によつて表わされるわけで、過渡領域内では特性曲線①③を直線とし、その上で h は一定、 u, Q は u_1, Q_1 から u_3, Q_3 まで直線的に増加するものとすればよい。

(3) 流量から求める近似値

(A) 流入量が 0 から急に一定値 q になる場合 (図-2)

(a) 層流の場合 連続の方程式 (2) を変形すると、

$$\frac{1}{u} \frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{Q}{u^2} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = q \dots (20)$$

となる。前と同様に比較的勾配の急な場合を考えると、第一近似として式 (6) を用いると、

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{u}{Q} \left\{ \left(2 - \frac{4R}{B} \right) u - \frac{(1-4R/B)\alpha uqR^2}{3\nu h + \alpha qR^2} \right\} \times \left(q - \frac{\partial Q}{\partial x} \right)$$

となり、これを式 (20) に代入して $\partial u/\partial t$ を消去すると、

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \left\{ \left(3 - \frac{4R}{B} \right) u - \frac{(1-4R/B)\alpha uqR^2}{3\nu h + \alpha qR^2} \right\} \frac{\partial}{\partial x} \right] Q = q \left\{ \left(3 - \frac{4R}{B} \right) u - \frac{(1-4R/B)\alpha uqR^2}{3\nu h + \alpha qR^2} \right\}$$

が得られる。これを特性曲線表示すれば、

$$\frac{dx}{dt} = \left(3 - \frac{4R}{B} \right) u - \frac{(1-4R/B)\alpha uqR^2}{3\nu h + \alpha qR^2}$$

において、

$$\frac{dQ}{dt} = q \left\{ \left(3 - \frac{4R}{B} \right) u - \frac{(1-4R/B)\alpha uqR^2}{3\nu h + \alpha qR^2} \right\},$$

すなわち $\frac{dQ}{dx} = q$

.....(21)

となり、 u と h の関係には第二近似として式 (6)' が用いられる。

(b) 乱流の場合 Manning の抵抗法則を用いると、層流の場合と同様にして、

$$\frac{dx}{dt} = \left(\frac{5}{3} - \frac{4R}{3B} \right) u + \frac{(1/3 + 4R/3B)uqR^{1/3}}{2n^2ghu + qR^{1/3}}$$

において、

$$\frac{dQ}{dt} = q \left\{ \left(\frac{5}{3} - \frac{4R}{3B} \right) u + \frac{(1/3 + 4R/3B)uqR^{1/3}}{2n^2ghu + qR^{1/3}} \right\},$$

すなわち $\frac{dQ}{dx} = q$

.....(22)

となり、 u と h の関係には式 (8) が用いられる。

(B) 流入量が急に q から 0 になる場合 (図-3)

過渡領域内の特性曲線上では水深 h は変化しないが、流量 Q は変化する。しかし前述のようにして t_0 及び x_0 を求め、図-4 における③の点が決定されると、その後は

層流の場合、 $\frac{dx}{dt} = \left(3 - \frac{4R}{B} \right) u$ において、

$$Q = \text{const.} \dots\dots\dots(23)$$

乱流の場合、 $\frac{dx}{dt} = \left(\frac{5}{3} - \frac{4R}{3B} \right) u$ において、

$$Q = \text{const.} \dots\dots\dots(24)$$

によつて求めることができる。

3. 数値計算例

上述の近似法の適用例として、次のような場合につ

いて数値計算を行った。

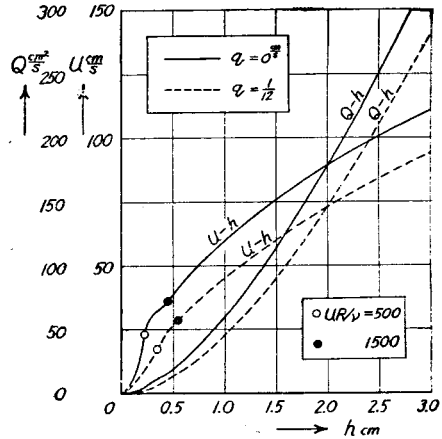
$\sin \theta = 0.015$, 水路長 24 m, 水路巾 $B = 19.6$ cm,
 $q = 1/12$ cm/sec, $\nu = 0.01$ cm²/sec, Manning の n
 $= 0.009$ m^{-1/3}·sec = 0.001 939 cm^{-1/3}·sec

(A) 横からの流入量が 0 から急に $q = 1/12$ cm/sec となつて流れが定常になる場合 (図-2) 図-5

5 は $q = 1/12$ cm/sec 及び $q = 0$ の場合の u と h , Q と h の関係を、それぞれ式 (6)', (8) および (10),

図-5 u と h 及び Q と h の関係

Fig. 5 Relations of u to h and Q to h



(12) を用いて求めた結果を図示したもので、同じ h に対して $q = 0$ の場合の方が u , Q が大きい。この場合は Reynolds 数 $Re = uR/\nu$ が $Re < 500$ のときを層流, $Re > 1500$ のときを乱流として、それぞれ前述の各式を使用し、 $1500 > Re > 500$ の遷移領域は、滑面水路の実験結果³⁾を参照して両者を滑らかに結ぶ曲線をもつて代表させた。

図-6 は式 (5)', (7), (9), (11) と 図-5 とを用い

図-6 dx/dt と u の関係

Fig. 6 Relation of dx/dt to u

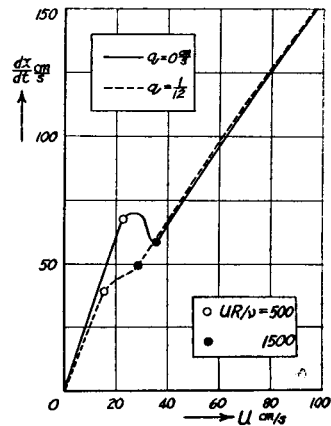
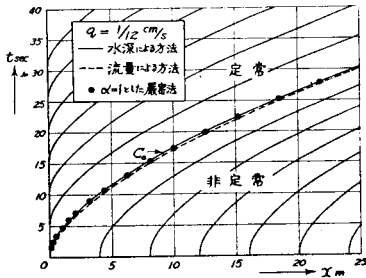


図-7 流入量が0から急に q になる場合の特性曲線

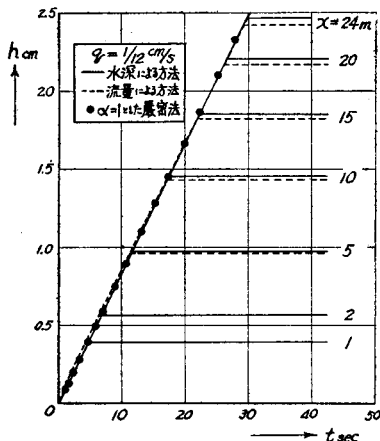
Fig. 7 Characteristic curves when the rate of lateral inflow increases abruptly from 0 to q



て求めた u と dx/dt の関係を示す。また 図-7 は式 (5)', (7) 及び (21), (22) と 図-5, 6 を用いて求めた特性曲線で、図中の $\alpha=1$ とした厳密法というのは、式 (3)', (4)' において層流の場合は $\tau_0/\rho R=3\nu u/R^2$ 、乱流の場合は $\tau_0/\rho R=n^2 u^2 g/R^{1/3}$ として階差法によつて計算したものである。この場合境界条件としては、水の供給はすべて横から流入するもののみであり、上流端よりの流入はない。従つて理論的には $x=0$ では常に $h=0$ となり、原点より出る特性曲線 C_0 にそつて流れは定常になる。そして定常領域では、 x が一定ならば dx/dt が一定であるから、 C_0 を t 軸の方向に平行移動すればよい。また初期条件としては、 $t=0$ では水路にそつて $h, u, Q=0$ であるから、非定常領域では t が同じであればすべての x において dx/dt が等しく、従つて C_0 を x 軸の方向に平行移動

図-8 流入量が0から急に q になる場合の時間水深曲線

Fig. 8 Depth-time curves when the rate of lateral inflow increases abruptly from 0 to q



すればよい。このような関係から x のいかんにかかわらず、水深は定常になるまでは $h=qt$ で増加する。

図-8, 9, 10 はそれぞれ h, u, Q の時間的变化を示したもので、各場所の定常になるまでの時間は 図-7 から求められる。

図-9 流入量が0から急に q になる場合の時間流速曲線

Fig. 9 Velocity-time curves when the rate of lateral inflow increases abruptly from 0 to q

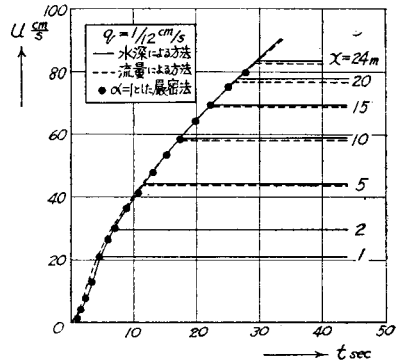


図-10 流入量が0から急に q になる場合の時間流量曲線

Fig. 10 Discharge-time curves when the rate of lateral inflow increases abruptly from 0 to q

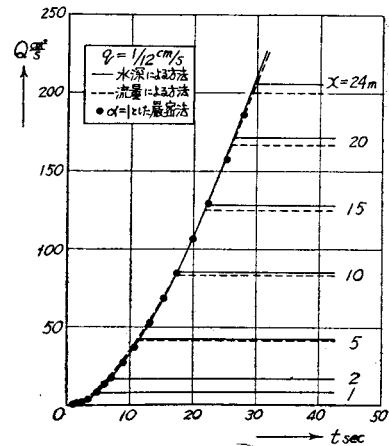
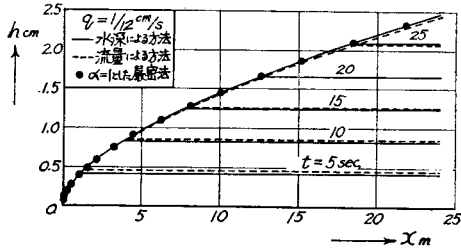


図-11 は、水面形の縦断形が時間とともに変化してゆく様子を示したものである。水深による方法と流量による方法はよく一致しているが、最大2%程度の差を示している。また $\alpha=1$ とした厳密法もこれらの2方法とよく一致しているが、上流端の攪乱が到達するまでの非定常領域では第二近似の $\partial h/\partial x=0, \partial u/\partial x=0$ が実際は近似ではなく完全に成立するため

図-11 流入量が 0 から急に q になる場合の水面形の時間的变化

Fig. 11 Variation of water surface profiles when the rate of lateral inflow increases abruptly from 0 to q



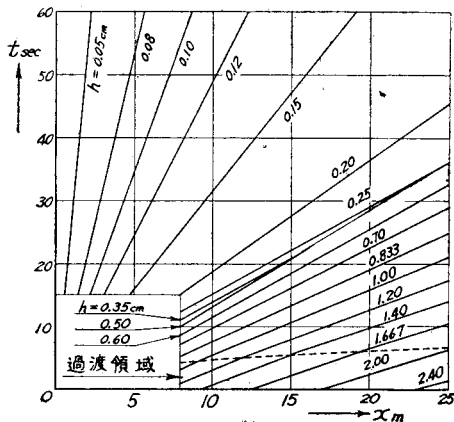
あろう。

(B) 流入量が $q=1/12$ cm/sec から急に 0 になる場合 (図-3) 図-12 は流入量が急に 0 になった減水時の特性曲線を水深による方法により求めたものである。流入量を停止した時刻 $t=0$ における初期条件として各点における h が 図-11 より得られ、その h に対する $q=1/12$ cm/sec 及び $q=0$ のときの u を求めれば、これが式 (17) のそれぞれ u_1, u_2 であり、式 (19) 及び (19)' を用いて t_3 、さらに式 (18) を用いて x_3 を求めれば、過渡領域内の特性直線が得られる。なお 図-4 における点③、すなわち (x_3, t_3) 点を、式 (15) の近似をせず式 (13), (13)' (14) 及び (14)' を用いて部分的に求めてみたところ、両者はほとんど一致し、また $h_3=h_1$ なる関係や、①③を直線とすることも十分であった。

次に式 (9) 及び (11) で与えられる特性直線はこの (x_3, t_3) 点から出発して描くことができるから、この

図-12 流入量が $q=1/12$ cm/sec から急に 0 になる場合の特性曲線

Fig. 12 Characteristic curves when the rate of lateral inflow decreases abruptly from 1/12 cm/sec to 0

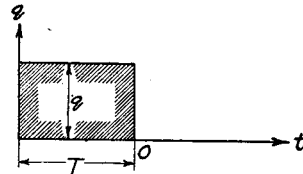


図より任意の点の $h-t$ の関係が求められ、さらに $u, Q-t$ の関係も計算される。この結果は次の (C) の場合と共通して示す。

(C) 一定時間 T だけ流入量 q を供給する場合

図-13 のごとく横からの流入量 q が $t=0$ の前 T 時間だけ供給される場合には、(A) 及び (B) の場合

図-13 Fig. 13



を組み合わせることによって求めることができる。横からの供給を止めるときまでは (A) において述べた場合

と全く同一であるが、その時刻以後、すなわち $t=0$ 以後は、 $t=0$ においてすでに定常になっている場所では q を 0 とするとただちに h, u, Q とも減少をはじめ。しかし $t=0$ においていまだ上流端の攪乱が到達しない非常状態の場所では、 q の供給をはじめたときの 上流端の攪乱が伝播してくるまでは h は一定であり、それ以後はじめて減少する。一方 u 及び Q は過渡領域内では一たん増加し、過渡領域を過ぎても q の供給をはじめたときの 上流端の攪乱が到達するまでは一定であり、それ以後はじめて減少する。図-14 および 15 はこのようにして、各点の $h, Q-t$ の関係を 図-13 のように時間軸をとり、流入の継続時間 T を種々変えて描いたものである。ただし両図とも水深による近似法から求めたものである。図

図-14 $q=1/12$ cm/sec が T sec だけ流入する場合の時間水深曲線

Fig. 14 Depth-time curves resulting from the lateral inflow $q=1/12$ cm/sec during T sec

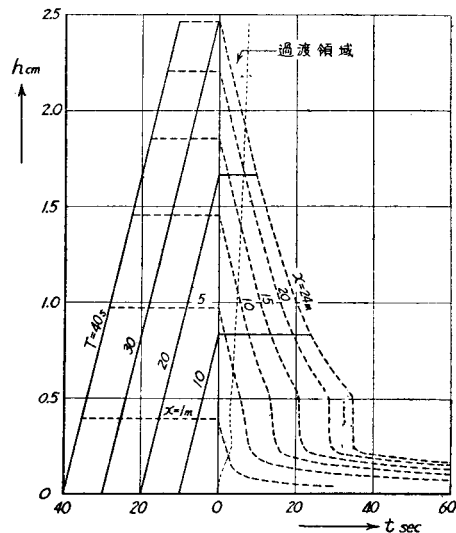
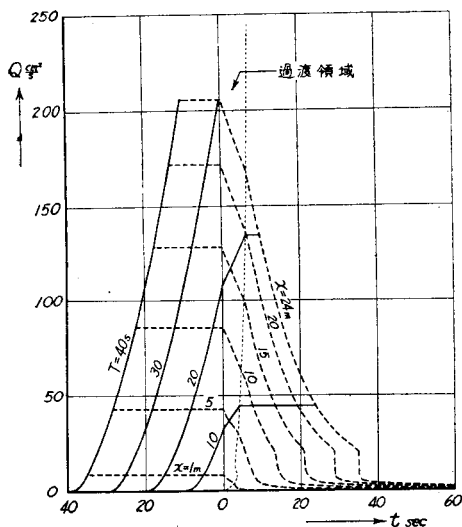


図-15 $q=1/12$ cm/sec が T sec だけ流入する場合の時間流量曲線

Fig. 15 Discharge-time curves resulting from the lateral inflow $q=1/12$ cm/sec during T sec

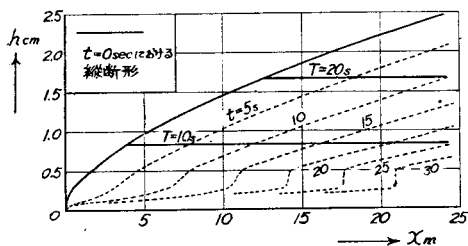


よりわかるように $T=30$ sec, $T=40$ sec の場合は横からの供給を止めるまでに水路全長にわたって定常になっている。また 図-6 において示されるように $q=0$ の場合に、層流の部分に乱流の部分より u が小さくても dx/dt が大となる場所があり、従つて両者の遷移領域付近で数本の特性直線が交わり、そのために水深、流量の急減部が表われるが、これは下流ほど顕著になっている。

図-16 は減水時の時間の経過ともなる水面形の変化を示したものである。

図-16 流入量が $q=1/12$ cm/sec から急に 0 になる場合の水面形の変化

Fig. 16 Variation of water surface profiles resulting from the abrupt decrease of q of lateral inflow from $1/12$ cm/sec to 0



4. 実験

以上の計算結果の妥当性を確かめるために京大工学研究所水理実験室において実験を行った。

用いた実験水路は長さ 1 m, 巾 19.6 cm, 有効深さ 9 cm の矩形断面アルミニウム製水樋を 24 ケ接続して、延長 24 m としたもので、勾配は計算例と同じく $\sin \theta = 0.015$ とした。

(1) 横から

の流入を供給または停止させる装置 図-17 に示すごとく、実験水路の側壁に直径 2 in の横からの流入量供給用鉄管を水路にそつて同じ勾配に置いた。この鉄管に全長にわたり一直線上に 10 cm 間隔に 2.5 ~ 3.2 mm 径の孔を開けてこの小孔から水を噴出させて、できるだけ全長にわたつて一様な流入量が得られるようにした。またこの鉄管は上流端で回転できるようになつており、さらに流量調節用コックがついている。さらに実験水路の片側に同図に示すような巾 10 cm, 深さ 9 cm, 長さ 24 m のブリキ製水路を設置し余排水用とした。すなわち、鉄管を回転させることにより、鉄管から噴出する水の供給を実験水路あるいは余排水用水路に切換えて、任意に横からの流入条件を変えることができるようにした。

(2) 水深及び流量の測定 水位変化がかなり急激なため電氣的自記水位計⁹⁾を用いて $x=10, 15, 20, 24$ m における水深を測定した。次に下流端における流量の変化を測定するため、下流端直下に断面 40×40 cm, 深さ 45 cm の木製箱をおき、これに三角堰をとりつけて堰の水位変化を電氣的自記水位計にて測定し流量変化を求めようとしたが、堰をとりつけた箱の貯水作用によつて正確な流量変化が得られなかつた。それでこの測定法をやめ、1 回の実験に流入する全水量を貯水しようとする、断面 50×60 cm, 深さ 60 cm の木製箱を新たに下流端直下に設け、この中の水位変化を自記水位計を用いて測定し、流量の積算されたものを求め、これから流量変化を求めるようにした。このようにして、横からの流入量 $q=1/12$ cm/sec 及び $1/16.2$ cm/sec に対し、それぞれ供給時間 $T=5, 10, 20, 30, 40$ sec の場合の水深及び流量の変化を記録し、1/2 ~ 2 sec 間隔にその記録を読みとつた。

5. 実験結果とその考察

図-19 (a), (b), (c) 及び (d) は実験結果の一例と

図-17 実験水路断面図
Fig. 17 Cross section of the experiment flume.

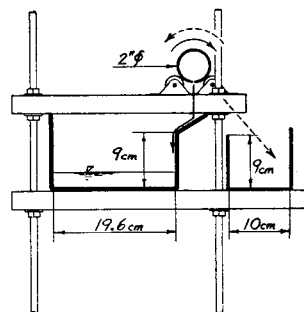
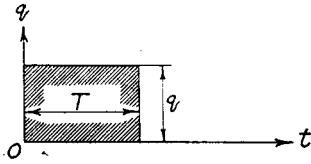


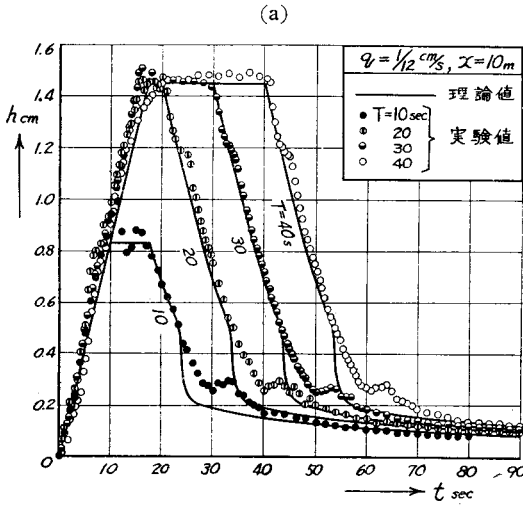
図-18 Fig. 18



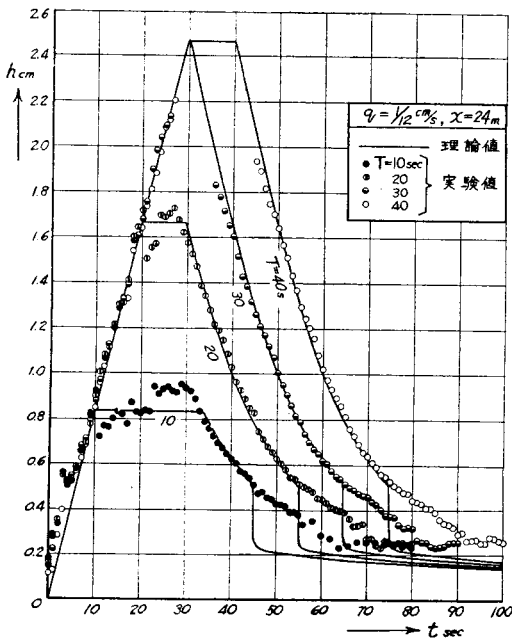
ともに、同じ条件における理論計算の結果を示したものである。なお時間の原点は 図-14, 15, とちがつて

図-19 実験結果と計算結果の比較

Fig. 19 Comparison of experimental results with calculation results



(b)



(c)

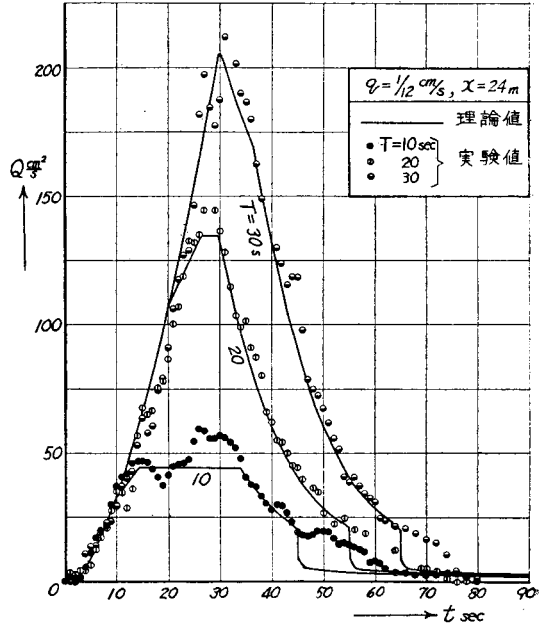
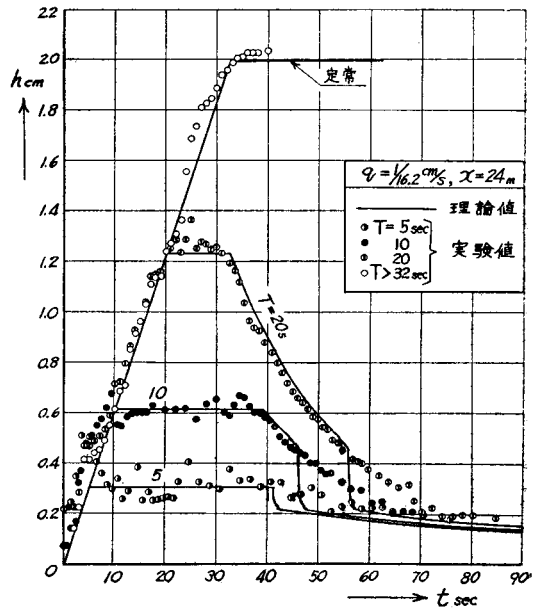


図-18 に示すごとくとつてある。これらの図より次のようなことがいえるであろう。

(1) 実験値とわれわれの提案した近似法による計算値とはかなりよく一致している。

(2) 減水時の乱流から層流への遷移領域において水深、流量が激減するという事実は、実験では理論によるものほど顕著ではないが、理論結果より遅れてあらわれている。これはおそらく水路底の不整

(d)



とか、あるいは攪乱とかの何らかの原因によつて、遷移領域が等流の場合の実験結果⁹⁾より Reynolds 数の小さい方へ移つたためではないかと考えられる。

(3) 流量の測定値は、水深に比して点描のばらつきが大きい、これは流量の積算されたものから求めるための誤差によるものでやむを得ない。

(4) たとえば 図-19 (a) に示す $x=10$ m の減水時のように、部分的に同じ傾向を示してやや計算値よりはずれているのは、水位計の感度の不均一性によるものである。

6. 結 論

開水路の横から急に一様な流入のある場合、急に流入量が 0 となる場合、あるいはそれらを組み合わせた場合の、特性曲線法を用いた近似計算法を提案し、この計算法による数値計算結果を図示するとともに、同じ条件のもとで実験を行い、実験と計算結果がかなりよく一致するという良好な成果を得た。従つて勾配が比較的急で流れが等流に近いような場合には、前述した程度の近似で充分であらう。

なお前章までに明らかにされたことがらのうちとくに興味ある点をあげると、

(1) 横からの流入量が 0 から急に一定値 q になる場合、水深は $h=qt$ の関係によつて直線的に増加する。

(2) 流入量を q から急に 0 にする場合、すでに定常状態になつているところの水深、流量はただちに減少しはじめるが、定常に達していないところではただちに減少せず、流量は過渡領域の間でかえつて一たん増加する。

(3) 水深及び流量が減少するとき、遷移領域付近で急激に減少する現象が理論的に見出され、このことは実験によつてもあまり顕著ではないがある程度実証することができた。

なおこの研究結果を用いて単位図法を水理学的に検討するところまでには至らなかつたが、このような横から流入のある場合の流出現象をアナログコンピュー

ターによつても解析したいと思つており、上述の近似法の適用範囲をもあわせて、今後考察を進めてゆきたいと考えている。

最後に本研究にあたり終始御指導を賜つた石原藤次郎教授、並びに実験、整理に御援助をいただいた湯浅博明、志賀是文、西村昭三の諸君に深甚の謝意を表する次第である。

なお本研究は、文部省科学試験研究費の援助のもとに行われた研究の一部であることを付記する。

参考文献

- 1) R.T. Zoch: "Progress Report on Investigation of the Relation between Rainfall and Stream-Flow," Trans. A.G.U., 1937, Part II, pp. 425~426.
- 2) 岩垣雄一: "薄層流に関する研究(第2報)——路面流水の理論——," 土木学会誌, 35巻12号, 昭.25.11.
- 3) 石原安雄: "道路側溝に関する水理学的研究", 土木学会誌, 37巻10号, 昭.27.11
- 4) 岩垣雄一: "開水路水流の基礎方程式について——薄層流に関する研究, 第6報——", 土木学会誌に投稿中.
- 5) F.F. Escoffier: "A Graphical Method for Investigating the Stability of Flow in Open Channels or in Closed Conduits Flowing Partly Full," Trans. A.G. U., vol. 31, No. 4, Aug. 1950, pp. 583~586.
- 6) Shigeo Uchida: "On the Analysis of Flood Wave in Reservoir by the Method of Characteristics," Proc. of the 2nd Japan National Congress for App. Mech., 1952, pp. 271~276.
- 7) H. Rouse: Engineering Hydraulics, p. 699.
- 8) 石原藤次郎・岩垣雄一・合田健: "薄層流に関する研究(第1報)," 土木学会論文集, 第6号, 昭.26.8
- 9) 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, 昭.29.4.

(昭.29.4.21)

コンクリート標準示方書

B 6 判 266 頁 180 円 (〒30 円)

☆ ☆ ☆

コンクリート標準示方書解説

B 5 判 167 頁 300 円 (〒30 円)