

II-21 蛇行流路における河床波上の流れ

北海道大学工学部 正員 長谷川和義
同 上 正員 山岡 勲
同 上 学生員○鈴木 康正

1. はじめに

彎曲流路内の流れは複雑であり、様々な角度から極めて多数の研究が行われているが、最も単純な單彎曲平坦床流路においても、未解明な問題が多く存在している。複数の彎曲が交互に続いた蛇行流路では問題が一層複雑であり、さらに河床が移動床から成る蛇行移動床の問題は、最も難かしいものの一つとすることができる。現在のところ、これらを解析的に扱おうとすれば、流れの特徴を備えたモデルによって現象を近似し、かつ近似解を求めるという方法を探らざるを得ない。

著者ら^{1,2)}は、これまでに、実測河床形状を二重フーリエ級数によって表わすとともに、その上の流れに二次元浅水流モデルを適用して運動方程式をたて、その線形化を行なった上で、流速および水深変位の近似解をGalerkin法によって導く方法を提案してきた。昨年度の砂州を伴う蛇行流の実験との比較では、この方法による解は、実測の流れの特徴をかなり良く再現するものの、流速分布に三次元性が強まる水衝部（河床深掘れ部）や、平面的な剝離によって顕著な堆積が生じ、水深が極く小さくなる凸岸頂点下流部などで不一致が大きくなり、適用上に問題が残ることを示した。したがって実測値との離反を生み出す主たる原因が、解析解のどの部分に含まれ、これに対する修正がどのようになされるべきかを明かにすることは、本方法を確立する上で非常に重用であり、昨年に引き続く課題となる。その場合、可能な限り広い範囲にわたって条件を変えた実験を行ない、解析解との照合を行なうべきことは当然であろう。本研究は、このような観点から三種類の流速測定実験を実施し、これまでの解析法における問題点を明かにするとともに、流れの抵抗則に修正を加えて解法の改良を試みたものである。

2. 蛇行流路内の種々の河床波上の流れに関する実験

今年度実施された実験は、表-1に示す三種類である。このうち、ME-1Fは、昨年度の蛇行流実験水路（波長：220cm、最大偏角：30°のsine-generated curveの流路中に単列交互砂州が存在しており、流速測定用に固定されている）をそのまま使用し、通水流量のみを大きくしたものである。これは、実河川の洪水時の流れを想定して行なわれたものであるが、砂州の形成条件からはずれた水理量を持つ流れが、砂州上でいかなる流線を示すか、またその特徴を解析解によって表現し得るか否かに興味を持れた。ME-2は、上記のものと同一の水路を用いて、Rippleを発生させた実験であり、河床の交互起伏が蛇行による洗掘だけで生じた場合の水流の様子に関心が置かれている。以上二つの実験は、最小曲率半径と流路幅の比が2.23とかなり小さく

表-1

、流れの方程式の線形近似に反する面が強いように思われる。実験 ME-3 は、この点を考慮して、波長：240cm、最大偏角：20°のsine-generated curveとし、幅も22cmと狭くしてある。河床形態は単列砂州である。この場合の曲率半径・流路幅比は4.97に達しており、弱蛇行と見なし得る範囲にある。偏角20°は、砂州の前進が停止する限界角にほぼ匹敵しており、そのような状態の流れがいかなる特徴を示すか、および解析解の適合度がどれほど異なるかに関心が持たれた。

流速の測定は、全実験を通じて、流

RUN NO.	ME - 1F	ME - 2	ME - 3
水路長 (m)	7.7	7.7	7.6
水路幅 $\tilde{B}$ (cm)	30	30	22
蛇行最小曲率半径 $\tilde{R}$ (cm)	66.87	66.87	109.43
蛇行長 $\tilde{L}$ (cm)	220	220	240
平均河床勾配	1/70.9	1/300	1/160
平均水深 H_0 (cm)	1.94	2.58	0.93
平均流速 U_0 (cm/s.)	71.55	24.16	26.41
摩擦係数 f	0.010	0.029	0.016
$\omega = 2\pi H_0 / \tilde{L}$	0.055	0.074	0.024
$c = 2H_0 / \tilde{B}$	0.129	0.172	0.085
$F = U_0 / \sqrt{gH_0}$	1.641	0.480	0.875

下方向には10cm きざみで、横断方向および水深方向には ME-1F, ME-2 についてそれぞれ3cm、1cm、また ME-3 についてそれぞれ2cm、3mm間隔に行なわれている。使用した流速計は、昨年と同様、直径3mmのプロベラ式のものであり、これを流向角測定用の回転台座上にセットして、縦横断方向流速を求めるようにしている。

得られた河床形状、および水深方向の平均流速は、図-2 (a), (b) (Run ME-2)、図-3 (a), (b) (Run ME-3)、および図-4 (a), (b) (Run ME-1F)に示すとおりであるが、河床形状および局所流に関する詳しい記述が著者らのcompanion paper³⁾に報告してある。

3. 任意河床形状をもつ蛇行流の解法と問題点

(3-1) まず、昨年とまったく同じ記号によって基礎方程式を再記すれば、式 (1) ~ (3) のようである。ここに、 $\tilde{s}$: 流路中心線に沿って流下方向を正とした距離軸であり、左岸に凹岸頂点が現われる位置を原点とする。 $\tilde{n}$: 原点を通り $\tilde{s}$ 軸に直交してとった距離軸で、左岸向きを正とする。

$$U \frac{\partial U}{\partial \tilde{s}} + \frac{\tilde{r} + \tilde{n}}{\tilde{r}} V \frac{\partial U}{\partial \tilde{n}} + \frac{UV}{\tilde{r}} = -g \frac{\partial \Xi}{\partial \tilde{s}} - \frac{\tilde{r} + \tilde{n}}{\tilde{r}} \frac{fU^2}{2H} \quad \dots (1)$$

U, V : 流れの $\tilde{s}$ および $\tilde{n}$ 軸方向の流速成分。

$$U \frac{\partial V}{\partial \tilde{s}} + \frac{\tilde{r} + \tilde{n}}{\tilde{r}} V \frac{\partial V}{\partial \tilde{n}} - \frac{U^2}{\tilde{r}} = -g \frac{\tilde{r} + \tilde{n}}{\tilde{r}} \frac{\partial \Xi}{\partial \tilde{n}} - \frac{\tilde{r} + \tilde{n}}{\tilde{r}} \frac{f'UV}{2H} \quad (2)$$

$\tilde{r}$: $\tilde{s}$ 軸にそって測った曲率半径。 H : 任意点

における水深。 Ξ : 任意基準線から測った水位。

f, f' : それぞれ $\tilde{s}, \tilde{n}$ 軸方向の流れに対

$$\frac{\partial(HU)}{\partial \tilde{s}} + \frac{\tilde{r} + \tilde{n}}{\tilde{r}} \frac{\partial(HV)}{\partial \tilde{n}} + \frac{HV}{\tilde{r}} = 0 \quad \dots (3)$$

する摩擦係数。 g : 重力加速度である。

$$\text{さて、} U=U_0(1+u), \quad V=U_0v, \quad \Xi=\Xi_0+H_0\xi, \quad \frac{\partial u}{\partial \tilde{s}} + \frac{1}{F^2} \frac{\partial \xi}{\partial \tilde{s}} + f \left[u - \frac{1}{2}(\xi + \eta) + \frac{n}{2\epsilon r} \right] = 0 \quad (4)$$

$$H=H_0(1+\xi+\eta), \quad \tilde{r}=H_0r, \quad F=U_0/\sqrt{gH_0},$$

$$\tilde{s}=H_0s, \quad \tilde{n}=\tilde{B}n/2, \quad \epsilon=2H_0/\tilde{B} \text{ と置き換え、} \quad \frac{\partial v}{\partial \tilde{s}} + \frac{\epsilon}{F^2} \frac{\partial \xi}{\partial \tilde{n}} + \frac{f'v}{2} - \frac{1}{r} = 0 \quad \dots (5)$$

式 (1) の左辺をゼロとおいた等流関係式を式 (1)

$$\text{から差し引き、その上で3次以上の微小項を省略す} \quad \frac{\partial u}{\partial \tilde{s}} + \frac{\partial \xi}{\partial \tilde{s}} + \epsilon \frac{\partial v}{\partial \tilde{n}} + \frac{\partial \eta}{\partial \tilde{s}} = 0 \quad \dots (6)$$

ると、線形無次元方程式が、式 (4) ~ (6) のよう

に求まる。ただし、 U_0, H_0, Ξ_0 はそれぞれ断面全体にわたる平均流速、平均水深、平均水位を表わしており ξ, η はそれぞれ任意点での水位および河床高の平均面からの変位の無次元表示を表わす (η は深掘れ側が正)。 $\tilde{B}$ は流路幅である。これらのうち、式 (4) の左辺第三項中の $n/(2\epsilon r)$ および、式 (5) 左辺第三項 $f'v/2$ は昨年の表式では省略されていたが、ここではこれらも含めて表示しておく。

さて、本研究で扱う一連の実験の流路形状は、全て次式で表わされるsine-generated curve である。

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{R} \cos \omega s, \quad \frac{1}{R} = \omega \cdot \theta_0 \quad \dots (7) \quad \text{ここに } \omega=2\pi/L, L=\tilde{L}/H_0, \tilde{L}: \text{蛇行波長}, R=\tilde{R}/H_0$$

$\tilde{R}$: 流路中心線の最小曲率半径、 θ_0 : 流路中心線

の谷軸に対する最大偏角。また、 η は例によって二重フーリエ級数に展開し、式 (8) にて表わす。式中の A_{sij}^k 等は、 n および s 軸方向にそれぞれ i, j なる波数をもつ波の成分振幅を表わす。 $k=1$ または 2 は、それぞれ i が奇数すなわち横断波形が奇関数の波、および偶数すなわち偶関数の波に対応してとる添字で以下に示す近似解中の未知係数を書き下す際に必用とされるものである。

さて、方程式 (4) ~ (6) に対する近似解は、式 (9) ~ (11) のように表わされる。ここで a_{ij}^k 等は未知係数である。式 (7) ~ (11) を式 (4) ~ (6) に代入して、残差が解に対して直交する条件を導くと、式 (12) のような連立6元方程式が得られる。ここで、 δ_{ij} はクロネッカーデルタを意味し、先述のように k が1のときとそうでないときと異なる二種類の方程式系が表現されている。式 (12) の中には、先にとり入れた $f'v/2$ 、 $n/(2\epsilon r)$ の項の影響が、左辺マトリックスの4行3列目と3行4列目に、また右辺ベクトルの第1要素の2項目に表われており、この分だけ昨年の式とは異なっている。

同式を用いれば未知係数 $\eta = \sum_{i=1,3,5,\dots} \sum_{j=0,1,2,\dots} \sin \frac{i\pi}{2} n (A_{sij}^1 \sin j\omega s + A_{cij}^1 \cos j\omega s) + \sum_{i=0,2,4,\dots} \sum_{j=0,1,2,\dots} \cos \frac{i\pi}{2} n (A_{sij}^2 \sin j\omega s + A_{cij}^2 \cos j\omega s) \quad (8)$ を全て決定することができる。昨年は式 (12) の解析解を求めて書き下したが、もちろん数値的に解くこと

も可能であり、今年度は全て数値計算によっている。求められた未知係数を式 (9) ~ (11) に入れることにより、 u 、 v 、 ξ を求めることができる。

$$u = \sum_{i=1,3,5\dots} \sum_{j=0,1,2\dots} \sin \frac{i\pi}{2} n (a_{ij}^1 \sin j\omega s + b_{ij}^1 \cos j\omega s) \quad (9)$$

$$v = \sum_{i=1,3,5\dots} \sum_{j=0,1,2\dots} \cos \frac{i\pi}{2} n (c_{ij}^1 \sin j\omega s + d_{ij}^1 \cos j\omega s) + \sum_{i=0,2,4\dots} \sum_{j=0,1,2\dots} \sin \frac{i\pi}{2} n (c_{ij}^2 \sin j\omega s + d_{ij}^2 \cos j\omega s) \quad (10)$$

$$\xi = \sum_{i=1,3,5\dots} \sum_{j=0,1,2\dots} \sin \frac{i\pi}{2} n (e_{ij}^1 \sin j\omega s + f_{ij}^1 \cos j\omega s) + \sum_{i=0,2,4\dots} \sum_{j=0,1,2\dots} \cos \frac{i\pi}{2} n (e_{ij}^2 \sin j\omega s + f_{ij}^2 \cos j\omega s) \quad (11)$$

(3-2)

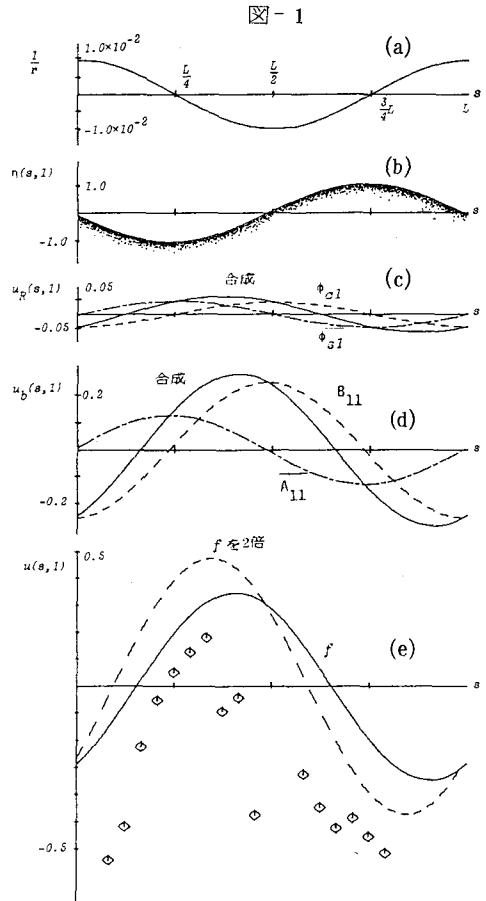
はじめに
新たにとり
入れた $f'v/2$
 $n/(2\epsilon r)$
の影響がど
の程度のも
のかを見る
目的で、こ
れらの項を

$$\begin{bmatrix} j\omega & f & 0 & 0 & \frac{j\omega}{F^2} & -\frac{f}{2} \\ f & -j\omega & 0 & 0 & -\frac{f}{2} & -\frac{j\omega}{F^2} \\ 0 & 0 & j\omega & \frac{f}{2} & 0 & -(-1) \frac{i\pi\epsilon}{2F^2} \\ 0 & 0 & -\frac{f}{2} & j\omega & (-1) \frac{i\pi\epsilon}{2F^2} & 0 \\ j\omega & 0 & 0 & (-1) \frac{i\pi\epsilon}{2} & j\omega & 0 \\ 0 & j\omega & -(-1) \frac{i\pi\epsilon}{2} & 0 & 0 & j\omega \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{ij}^k \\ b_{ij}^k \\ c_{ij}^k \\ d_{ij}^k \\ e_{ij}^k \\ f_{ij}^k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{f}{2} \times A_{\alpha ij}^k + \frac{(-1)^{(i+1)/2}}{i^2} \times \delta_{1j} \times \delta_{1k} \times \frac{4f}{\pi^2 \epsilon R} \\ \frac{f}{2} \times A_{\sigma ij}^k \\ -\frac{(-1)^{(i+1)/2}}{i} \times \delta_{1j} \times \delta_{1k} \times \frac{4}{\pi R} \\ 0 \\ -j\omega \times A_{\sigma ij}^k \\ -j\omega \times A_{\alpha ij}^k \end{bmatrix} \quad (12)$$

ゼロと置いたものとの数値解の比較を行なった。実験例としてME-2を用いることにして、表-1の水理量と実測河床形状を与えて U 、 V を求め、比較を行なう。紙数の都合でこれらの結果を図示できないが、両者の違いは極くわずかであり、新たにとり入れた二項はほとんど意味をもたない。

次に、河床波形をどの程度まで詳しくとれば解析上十分かを見るために、同じくME-2を例にとり、 $A_{\sigma ij}^k$ 、 $A_{\alpha ij}^k$ の合成値の大きいものから順に1組のみ、6組まで、および全係数をとった場合の計算結果を比較した。図-2 (c)、(d)、(e) はそれぞれの U 、 V の結果をベクトルによって示したものである。図に見られるとおり、河床係数を1組のみ残した場合でも、流れの特徴はかなりよく現われており、解法の検討を進める上ではこれのみでも十分なように思われる。係数を6組まで残すと、全係数を残したものとほとんど差がなくなる。したがって、最終的な結果を求める場合にも、この程度の項数を使用すれば十分であろう。なお係数の合成値は全ての実験を通じて $i=j=1$ で最大となるほか $i=j=2$ 、 $i=2$ 、 $j=0$ など、ほぼ決まった波が上位をしめる³⁾。

(3-3) さて、図-2の (b) と (d) または (e) を比較すると、両者の基本的特徴は一致しているものの、とくに凸岸頂点下流での不一致が目立つ。これは、昨年のケースと同じばかりでなく、ME-3、ME-1Fにおい



ても多かれ少なかれ生ずる問題である。河床のコンター図から知られるように、本来この問題となる区域は堆積が著しく、河床が水面に浮き出しきみのところである。それにもかかわらず、計算流速が大きくなるのは何故か、これを次章以下で検討する。

4. 流速解の検討と抵抗の修正

(4-1) 流速解を調べるにあたり、 u をとりあげることにするが、前述のように、 $i=j=1$ の項のみを用いても基本的な性質を知ることができる。すなわち、河床形状を式 (13) のように表わすとき、流速は式 (14) にて与えられる。ただし式 (8)、

(9) 中の記号との対応関係は、右の

σ_{11} 、 α_{11} 、 a_{11}^1 、 b_{11}^1 に関する式に示すとおりである。また A_{11} 、 B_{11} 等は式 (12) を直接解いた昨年の結果を用いると、式 (15)～(19) に表わされる内容を有している。これらの式形から明らかなように、 $\alpha_{11} A_{11}$ および $\alpha_{11} B_{11}$ は u に対する河床形状の影響を表わしており、また ϕ_{c1} 、 ϕ_{s1} は流路彎曲の遠心力による影響を示している。

以上、 u に対する構成要素が明らかになったので、それぞれがどのような値を示すかを調べることにする。例として ME-3 を採り、 $n=1$ (左岸) の値を計算すると、図-1 となる。同図の

(a) は、流路の曲率変化を、(b) は式 (13) で表わされた河床形状を示す。また、(c)、(d)、(e) はそれぞれ遠心力効果、河床の効果、および両者の和からなる u の値 (実線) を示しているが、(e) の中には実測の左岸偏倚流速 u を同時にプロットしている。なお、(c) 中の実線カーブは、 ϕ_{c1} (点線) と ϕ_{s1} (一点鎖線) の合成を表わしており、(d) についても同様である。

さて、図の (e) によれば、実線は実測に対して下流側にシフトしており、凸岸頂点 ($s=L/2$) より下流においても、正の大きな値が現われている。この傾向をもたらしているのは、明らかに河床形状の効果であって、遠心力による影響はかなり小さい。位相のずれは、 A_{11} と B_{11} の相対的な大小関係によって定まるが、式 (15)、(16) から知られるように、両者とも f 、 ω 、 ϵ

$$\eta = \alpha_{11} \cdot \sin \frac{\pi}{2} n \cdot \cos \omega(s - \sigma_{11}) \quad (13)$$

$$u = \sin \frac{\pi}{2} n \left\{ \alpha_{11} A_{11} \cos \omega(s - \sigma_{11}) + \alpha_{11} B_{11} \sin \omega(s - \sigma_{11}) + \phi_{c1} \cos \omega s + \phi_{s1} \sin \omega s \right\} \quad (14)$$

$$\sigma_{11} = \tan^{-1} (A_{s11}^1 / A_{c11}^1) / \omega$$

$$\alpha_{11} = \sqrt{(A_{s11}^1)^2 + (A_{c11}^1)^2}$$

$$a_{11}^1 = A_{s11}^1 \cdot A_{11} + A_{c11}^1 \cdot B_{11} + \phi_{s1}$$

$$b_{11}^1 = A_{c11}^1 \cdot A_{11} - A_{s11}^1 \cdot B_{11} + \phi_{c1}$$

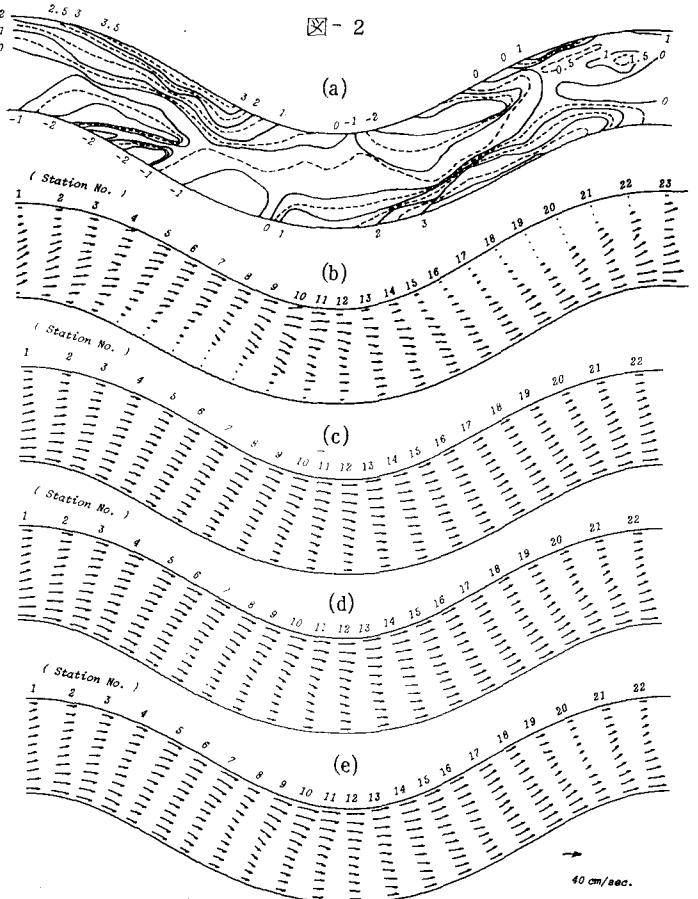
$$A_{11} = \left\{ 32(F^2 - 1)\omega^6 - \{8\omega^4 + 6(fF)^2\omega^2 - (\pi\epsilon f)^2\}(\pi\epsilon)^2 \right\} / \Delta \quad (15)$$

$$B_{11} = f\omega \{ (\pi\epsilon)^2 - 4F^2\omega^2 \} \{ 12\omega^2 + (\pi\epsilon)^2 \} / \Delta \quad (16)$$

$$\phi_{c1} = \frac{\partial \epsilon}{R} \left\{ 2\omega^2 \{ 4(F^2 - 1)\omega^2 - 3f^2 F^4 \} + \{ (fF)^2 - 2\omega^2 \} (\pi\epsilon)^2 \right\} / \Delta \quad (17)$$

$$\phi_{s1} = -\frac{\partial \epsilon}{R} f(F^2 + 2)\omega \{ 4F^2\omega^2 - (\pi\epsilon)^2 \} / \Delta \quad (18)$$

$$\Delta = 2\omega^2 \{ 4(F^2 - 1)\omega^2 - (\pi\epsilon)^2 \}^2 + 2f^2 \{ 6F^2\omega^2 - (\pi\epsilon)^2 \}^2 \quad (19)$$



、 F などの関数である。このうち普遍的な性質をもつ定数は f であり、この値の評価が今の問題に直接響いてくるように思われる。もちろん、ここで使用している f は実測値であるが、あくまでも全断面にわたって平均したものであり、局所的に異なる値を有している可能性が強い。そこで f の値を2倍にして同じ計算を行なう (F の値は f に対応させて変える) と、図-1 (e) の点線のように、 u の値は上流側へシフトして実測値の位相に近づく。ただし、この位相の変化は主に、 A_{11} が増大したために生じたものであり、このため振幅も増大している。実測値と理論値の振幅の比較は、平均流速のとり方の問題——すなわち、ここで用いている平均流速は、流量を流路内の平均横断面にて除して求めており、流速計で測った各断面ごとの平均流速と必ずしも一致しない——があるため、十分行なえないが、目で見える限り、系統的な誤差を除いて考

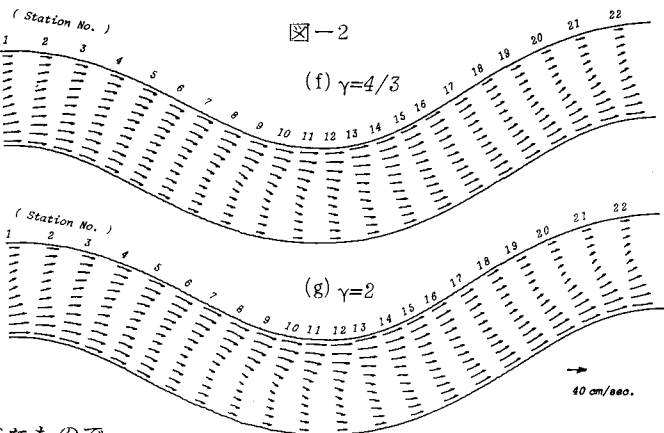
えれば、かなり一致しているものと言える。

以上のように、二次元浅水流モデルを用い

る限り、 f に対する評価は重要であり、修正の第一の対象となろう。

(4-2) ところで、 f を一定と見なす限り、ある場所で適切でも、他で矛盾するということが生じる。現象の観察によれば流れは水深の大小によって強く影響されているようなので、任意点の f を式 (20) の Manning-Strickler 型の抵抗則と結びつける。ここで u_* : 摩擦速度、 d : 河床材料の代表径、 c および γ は定数で、Manning-Strickler 式では $c=7.66$ 、 $\gamma=4/3$ となる。同式を f について整理して表わし、 H_0 、 U_0 のもとで成立する f を f_Δ と記することにすれば、

図-2



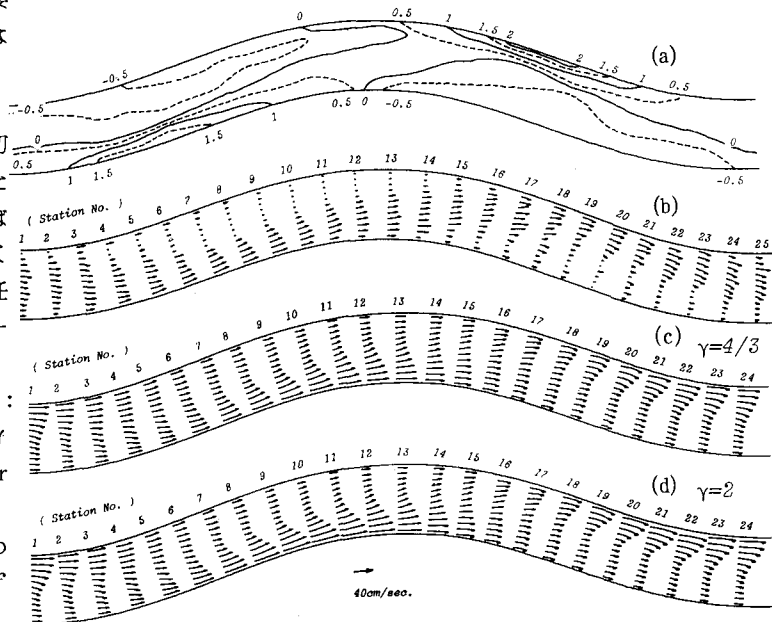
$$\frac{U}{u_*} = c \left(\frac{H}{d} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} = \sqrt{\frac{2}{f}} \quad (20)$$

$$f = \frac{2}{c^2} \left(\frac{H}{d} \right)^{1-\gamma} = \frac{2}{c^2} \left(\frac{H_0}{d} \right)^{1-\gamma} (1+\xi+\eta)^{1-\gamma} = f_\Delta (1+\xi+\eta)^{1-\gamma} \quad (21)$$

$$\frac{\partial u}{\partial s} + \frac{1}{F^2} \frac{\partial F}{\partial s} + f_\Delta \left[u - \frac{\gamma}{2} (\xi+\eta) + \frac{n}{2er} \right] = 0 \quad (4')$$

$$\begin{bmatrix} j\omega & f_\Delta & 0 & 0 & \frac{j\omega}{F^2} & -\frac{\gamma}{2} f_\Delta \\ f_\Delta & -j\omega & 0 & 0 & -\frac{\gamma}{2} f_\Delta & -\frac{j\omega}{F^2} \\ 0 & 0 & j\omega & \frac{f_\Delta}{2} & 0 & (-1)^{\frac{\gamma}{2}} \frac{j\pi c}{2F^2} \\ 0 & 0 & -\frac{f_\Delta}{2} & j\omega & (-1)^{\frac{\gamma}{2}} \frac{j\pi c}{2F^2} & 0 \\ j\omega & 0 & 0 & (-1)^{\frac{\gamma}{2}} \frac{j\pi c}{2} & j\omega & 0 \\ 0 & j\omega & (-1)^{\frac{\gamma}{2}} \frac{j\pi c}{2} & 0 & 0 & j\omega \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{ij}^k \\ b_{ij}^k \\ c_{ij}^k \\ d_{ij}^k \\ e_{ij}^k \\ f_{ij}^k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\gamma}{2} f_\Delta \times A_{\sigma ij}^k + \frac{(-1)^{(i+1)/2}}{i^2} \times \delta_{1j} \times \delta_{1k} \times \frac{4f_\Delta}{\pi^2 e R} \\ \frac{\gamma}{2} f_\Delta \times A_{\sigma ij}^k \\ -\frac{(-1)^{(i+1)/2}}{i} \times \delta_{1j} \times \delta_{1k} \times \frac{4}{\pi R} \\ 0 \\ -j\omega \times A_{\sigma ij}^k \\ -j\omega \times A_{\sigma ij}^k \end{bmatrix} \quad (22)$$

図-3



式 (21) が導ける。同式によれば $\gamma > 1$ である限り、水深が小さいほど摩擦抵抗が増加することになる。これを用いると流れの方程式 (4) が (4') となるほか、式 (5) の f も f_{Δ} に置きかえられる。

新しい方程式系に対して、先の場合と同様に、式 (9) ~ (11) の近似解を仮定し、未知係数を求めると、式 (22) を得る。今、 f_{Δ} を $H_0 U_0$ の実測値を用いて与えるものとすると、流速分布は γ のみによって変化することになるので、以下にこれを変えた計算例を見ることにする。

5. 修正理論値の実験値との比較

(5-1) Run ME-2 に対して式 (22) を用いた計算を行なう。図-2 (f)、(g) はそれぞれ $\gamma = \frac{4}{3}$ 、 $\gamma = 2$ を与え、河床形状を主要6項までとったときの結果である。 γ が大きくなるにつれて流速分布がはっきりした形をとるようになり、実測形状により近づくようである。しかし、子細に見ると凸岸曲頂の直下流部の流速が大きく、この点の修正は十分に行なわれていない。

(5-2) 図-3 (c)、(d) は Run ME-3 に対し、上記と同様な条件を与えて得た結果を示すものである。この実験は、2で述べたように弱蛇行状態にあるが、必ずしも修正の効果が十分に現われているものとは言えないようである。ただ、理論と実測の違いを大きくしているものに、前述の平均流速の問題があり、理論値から一定値を差し引くと、両者は相当近づく。しかし、その場合にもなお凸岸頂点下流における問題は残り、剥離がかなり小さな蛇行角においても発生し、抵抗の修正などによってはなかなか表現できないものであることを示している。

(5-3) 図-4 (c)、(d) は、Run ME-1F に関する計算結果であり、計算条件は前二者と同じにとられている。この流れは、河床の形成流量とは異なる流量下のものであり、実測流線は最深部よりやや下流に水衝点がくるような形をもつ。凸岸下流の剥離は減少しているもののやはり存在し、計算値はこの部分と先述の水衝点のところで不一致が大きい。

6. おわりに

前章までに明らかなように、抵抗評価の修正によって流速分布の推定にある程度の改善ははかられたが、いずれの実験に対する理論の適用においても、共通する問題が残っている。すなわち、水深の違いに応ずる抵抗の効き方を鋭敏にし、浅水部の流速を抑えるような修正を加えた結果、流速分布の形状変化が強調され、実測値との対応が改善された。しかし、(1) 蛇行凸岸頂点を越えた堆積部分の流速が過大となる傾向、逆にその対岸側 (深掘れの直前部分が多い) が過小になる傾向が、程度の差はあれ依然として残っており、また、(2) 同じ凸岸下流で実測流線が壁から離れる傾向が強いのに反し、理論流線がこれに平行している事など、流況に重要な不一致が現われている。

これらは、流れの三次元性、非線形性の強まる部分であり、今後、機構的な解析を進める必要があるようである。

参考文献

- 1) 長谷川 和義・山岡 勲・岡地 勇治 : 蛇行流路内の交互砂州上を流れる流れ, 土木学会北海道支部論文報告集, 第 37号, II-17, 1981, 2.
- 2) 長谷川 和義 : 直線および蛇行流路内の発達した砂州上の流れ, 土木学会第 36回年次学術講演概要集, II-262, 1981, 10.
- 3) 長谷川 和義・山岡 勲・田中 直人 : 流路蛇行の影響を受けた河床波の形状特性, 土木学会北海道支部論文報告集, 第 38号, 1982, 2.

