

河床形態の変動特性に関する研究 (2)

— 閉管路移動床の実験から —

奈良 井 修 二

STUDIES ON CHARACTERISTICS OF BED CONFIGURATIONS IN OPEN CHANNELS (2)

—From Experiments by Use of a Closed Channel with Movable Bed—

By *Shuji* NARAI

Synopsis

To approach to phenomena of movable bed in open channel flows, especially characteristics of bed configuration and flow resistance, the fundamental experiments are carried out by use of a closed channel with movable bed.

Characteristics of bed configuration in closed channel flows are almost identical with the results of experimental observations in open channel flows. Transitions from initial flat bed to undulation beds of ripple-dune type, and its break-down process are observed.

On the basis of analytical results of the closed channel experiments, author discusses the mechanisms of transition processes in open channel flows. Then, existence of free water surface, i. e. Froude number, does not take any part in break-down process of undulation beds, but non-dimensional quantity $u_*^2/(\sigma/\rho-1)gd$.

And, To study the law of flow resistance of movable beds, author indicates that entropical analysis to energy dissipation processes in open channel flows on movable bed must be introduced.

In last part of this paper, the tendencies of flow resistance in unsteady flows on movable beds in the closed channel are described.

1. 緒 言

自然河道における洪水流の挙動に関する研究において、境界条件を単純化した理論的解析および実験では一応の体系化がなされたようであるが、自然河川に適用するうえではまだ多くの問題が残されている。その一つには実際の河川の河道形状の不規則性についての評価であり、これを粗度係数のみに集約して表現しようとする立場と、これを不適當であるとして、その不規則性の効果を適当な拡散係数を導入して表現しようとする試み¹⁾がある。しかしながら、一方、河道の床部は水流によって移動する砂礫で構成されており、水流と移動床との摩擦過程によって、河床形態の変動、砂礫の輸送などの種々の仕事に水流のエネルギーが消費される。これらの流砂現象が洪水流におよぼす効果については確立された理論はなく、これを検討することは自然河道の洪水流の挙動を究明して行くうえで重要な研究課題である。

開水路移動床での河床形態は、水理量に応じて変化する。古くから自然河川および実験水路で観察されているように、砂礫の移動限界付近の河床の平坦な領域、河床に波動的攪乱が発生・発達する領域、河床の攪

乱が崩壊して再び平坦な領域、および水面波を伴う波動的攪乱の発生する領域が挙げられるが、さらに流れの場の三次元性がからんで河床形態は多様な変動特性を呈する。これらの河床形態の各領域での水流と流砂の力学的過程、また各形態への遷移過程あるいは遷移の物理的機構についての的確な理論はまだ確立されていないのが現状である。

前報²⁾においては、開水路移動床に発生する波動的攪乱現象は、水流と流砂の摩擦過程であって、その基盤には統計的過程が存在するとして、河床攪乱の統計的解析を行ない、その統計的構造を明らかにするとともに、移動床上の水の流れの乱れの計測から、河床攪乱の発生・発達の過程は水流の不安定性による流れの攪乱エネルギーが流砂へ吸収される過程であると推測した。本研究はこれらの考察に基づいて、閉管路移動床流れでの追試的実験を行ない、この解析から開水路移動床での流砂現象の再検討を試みようとしたものである。

本論文では、閉管路移動床に発生する河床上の波動的攪乱の統計的構造を解析し、開水路での結果と比較検討し、前報での考察の妥当性を吟味する。つぎに、河床形態と水流のエネルギー損失の変化特性には相対的關係があることを示し、開水路移動床での河床形態の遷移過程およびエネルギー損失過程について考察をすすめる。最後に、閉管路移動床における非定常流の実験結果から、流れのエネルギー損失の変動特性について若干の考察を行ない、二、三の問題点を指摘する。

2. 閉管路における河床形態の変動特性に関する実験

2.1. 実験および解析方法

閉管路における河床形態を前報の開水路での結果と比較するため、実験に用いた河床砂は前報と同一砂、平均粒径 $d=0.71$ mm, 篩分け係数 $s_0=1.30$, 比重 $\sigma=2.65$, 空隙率 $\lambda=45\%$, のものを使用している。実験水路は水平に設置されているアクリライト板製の幅 20 cm, 高さ 15 cm の長方形断面を有する長さ約 14.5 m の循環式閉管路である。流量調節は、水循環系に配置された手動栓の操作により、流量測定にはワマック型ベンチュリー管を使用し、損失水頭は水路中央部 6.5 m 区間で水路上板に設置した静圧管の水頭差から求めた。これらの差圧の測定には鉛直型 1 m マノメーターを用いた。なお、流砂量は測定していない。

実験の手順は、閉管路の底部に一定厚さに砂を敷き、手動栓を一定開度にして、流量、河床形態および損失水頭が定常な状態になるまで流し、それぞれの水理量を測定している。

Table 1 Experimental conditions.

Run	Mean depth h (cm)	Discharge Q (l/sec)	Mean velocity U (cm/sec)	Shear velocity u_* (cm/sec)	Reynolds number Re ($\times 10^4$)	Froude number Fr
Run-1	2.10	1.17~5.63	26.6~127.9	1.17~7.87	1.27~6.08	0.85~4.10
Run-2	4.10	1.96~15.96	23.8~194.7	1.11~11.29	1.62~13.25	0.58~4.77
Run-3	6.65	2.68~21.30	20.1~160.1	0.84~8.82	2.00~16.00	0.41~3.24

Table 2 Experimental conditions for measurements of bed configurations.

Run	Mean depth h (cm)	Discharge Q (l/sec)	Mean velocity U (cm/sec)	Shear velocity u_* (cm/sec)	Reynolds number Re ($\times 10^4$)	Froude number Fr	Friction factor f ($\times 10^{-2}$)
Run-1-1	2.10	2.51	56.9	3.31	2.71	1.83	2.71
Run-1-2	2.10	2.67	60.6	4.27	2.88	1.94	3.98
Run-2	4.10	3.57	44.5	2.97	3.03	1.09	3.55
Run-3	6.65	6.52	49.5	3.44	4.95	1.00	3.85

河床形態の変動特性を解析するための実験条件の範囲は、Table 1 に示すとおりである。河床形態の統計的構造を調べた水理条件は Table 2 に示してある。なお、表中の u_* , F_r , Re および f の計算には断面平均の径深 R を用いており、上、側壁面の滑面効果の補正はしていない。河床形態の統計的構造の解析には、前報に準じ、河床形態がほぼ定常になった状態で流れを停止させ、水路上面板を取外して水路中心線 ($2y/B=0$) および側壁近傍 ($2y/B=\pm 0.8$) の3測線に沿い、流れ方向に測定間隔 2.5 cm で 14 m 区間に渡って 0.5 mm 単位で河床高の変動を測定し、自己相関関数、相互相関関数およびスペクトルの計算を行なっている。

2.2. 閉管路における河床形態の変動特性

実験中の観察によると、流量変化に応じて河床形態は変化し、その変動特性は開水路の場合と全く類似した性状を呈す。その大略を RUN-3 を例に挙げて説明すると、流量が約 5.5 l/sec に増加すると、河床砂は転動、滑動を始め、約 6.6 l/sec になると、波長 10~15 cm、波高数 mm 程度の二次元的な規則的な波動的攪乱が誘起され、これが下流へ移動するにつれて、移動速度約 15 cm/min で波長 40~80 cm、波高 3~4 cm の攪乱に発達し定常の状態になるが、二次元的性が崩れ、かなりの三次元的形態を示すようになる。この三次元的性は河床の波動的攪乱の下流端部に発達する縦渦の流れによるものであった。これより順次流量を増加させると、再び二次元的波動となり波長は約 200 cm 前後まで伸び、移動速度は 60~90 cm/min となる。波高はほぼ水深程度を上限とするまで増加する。流量を 15 l/sec 以上に増加せしめると、河床面の波動的攪乱は崩壊し、河床砂は 0.5~3 cm 程度の移動層を形成して流動し始める。

以上の観察は他の RUN の場合についても水理量は異なるが同様であり、閉管路移動床においては、開水路の場合の波動的攪乱の崩壊いわゆる transition の領域までの現象が生起することが確認された。開水路での standing wave, anti-dune の河床形態は、閉管路では発生せず、これらは自由表面を持つ開水路流れ特有の現象として理解される。しかし、閉管路の実験において二次元的波動攪乱の波数領域 $\kappa \cdot h$ が約 0.02 の低波数域まで拡がり得ることは開水路での流れの不安定性の攪乱波数領域の問題とともに検討を要する問題であろう。

また前報で述べたところの開水路での三次元的な alternating bar の河床形態と同一性状のものは観察されなかったが、これは本実験での水路幅・水深比が 3~10 であり、この形態の波数領域と二次元的攪乱の波数領域が重なったため、局所的に縦渦の流れが発生し、若干三次元的な河床形態を誘起させたと考えられる。この領域については水路幅・水深比の十分大きな水路での実験によって検証される可能性がある。

2.3. 河床形態の統計的構造

Fig. 1 は、移動床に波動的攪乱が発生した限界点付近での河床形態がかなりの三次元的性を示す水理条件 Table 2 のもとの河床変動スペクトルの解析結果を示したものである。この解析対象とした、RUN-1-1, 3 での河床形態は Photo. 1 に見られる様であった。これからつぎのことがみとめられる。

RUN-1-1, 1-2 の各測線および RUN-2, 3 の水路中心線に沿う河床変動スペクトルにおいて、閉管路移動床に発生する波動的攪乱の高波数域には水理量によって変化しない相似性のある一種の平衡領域が成立していることが明らかである。この平衡領域のスペクトルのこう配はおおよそ -2 に近い値であって前報での開水路移動床の解析結果と一致する。したがって、水の流れと流砂の摩擦過程による波動的攪乱現象には固有の統計的過程が存在し、この現象を規定する物理的機構の厳密な考察によって、次元解析の手法の導入の可能性が考えられ、今後、粒径の効果などについて検討する必要がある。

RUN-2, 3 の側壁近傍のスペクトルのこう配が若干急こう配であるのは河床形態にみられた三次元的攪乱が関与していると考えられる。

Fig. 2 は各測線間の相互相関関数を示した図である。RUN-1-1, 1-2 では水路全体に卓越する攪乱は二次元的波動であることがみとめられる。流量あるいは掃流力が若干大きな値を示す RUN-1-2 の結果は二次元的性が強くなり、その卓越波数が低波数域へ移行するのがみとめられ、2.2. の観察と一致している。また三次元的な攪乱性状を示す RUN-2 の相互相関には、二次元的波動の水路横方向に位相のずれが、

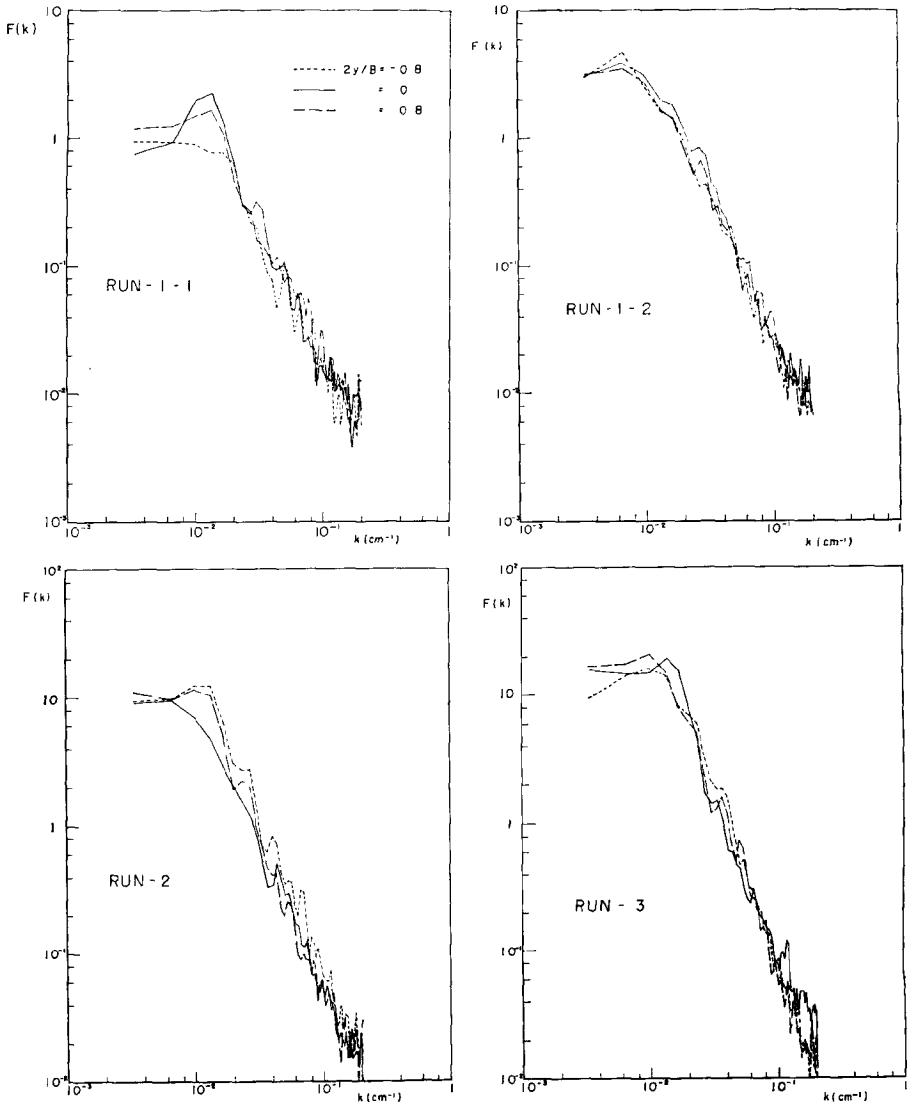
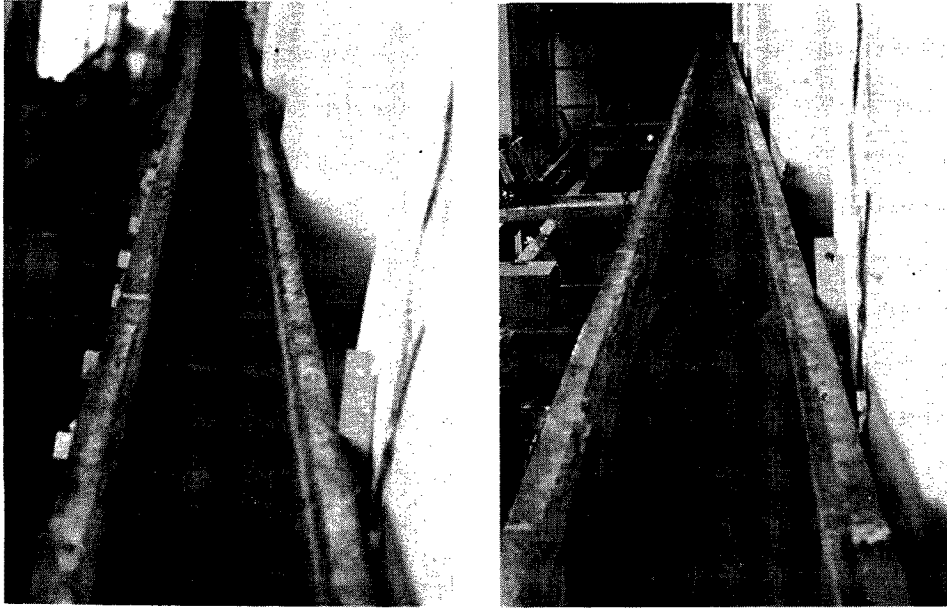


Fig. 1 Power spectral densities of bed configuration along the longitudinal line in the closed channel.

RUN-3 では、卓越する二次元的波動とほぼ同じ波数 $\kappa = 0.01 \text{ cm}^{-1}$, $\kappa \cdot B \approx 0.2$ の逆位相の波数成分がみとめられ、alternating bar の攪乱波数領域の存在性が示唆される。このことは河床高の縦断面図からも推察される。

以上、閉管路の河床形態の統計的構造を、特に攪乱の波数特性について述べてきたが、前報での開水路移動床の解析結果との同質性は明らかであり、前報で考察したところの、移動床に誘起される波動的攪乱の発生・発達の過程は水流の内部的不安定性に起因すると考えてよいであろう。

閉管路移動床において二次元的な波動的攪乱が 2.2. で述べたように $\kappa \cdot h \approx 0.02$ の低波数域まで観察されることは、開水路移動床での anti-dune の領域においてこの波数程度のものが観察されていることと考え



(a) for Run-2.

(b) for Run-3.

Photo. 1 Bed configurations to up stream in the colsed channel.

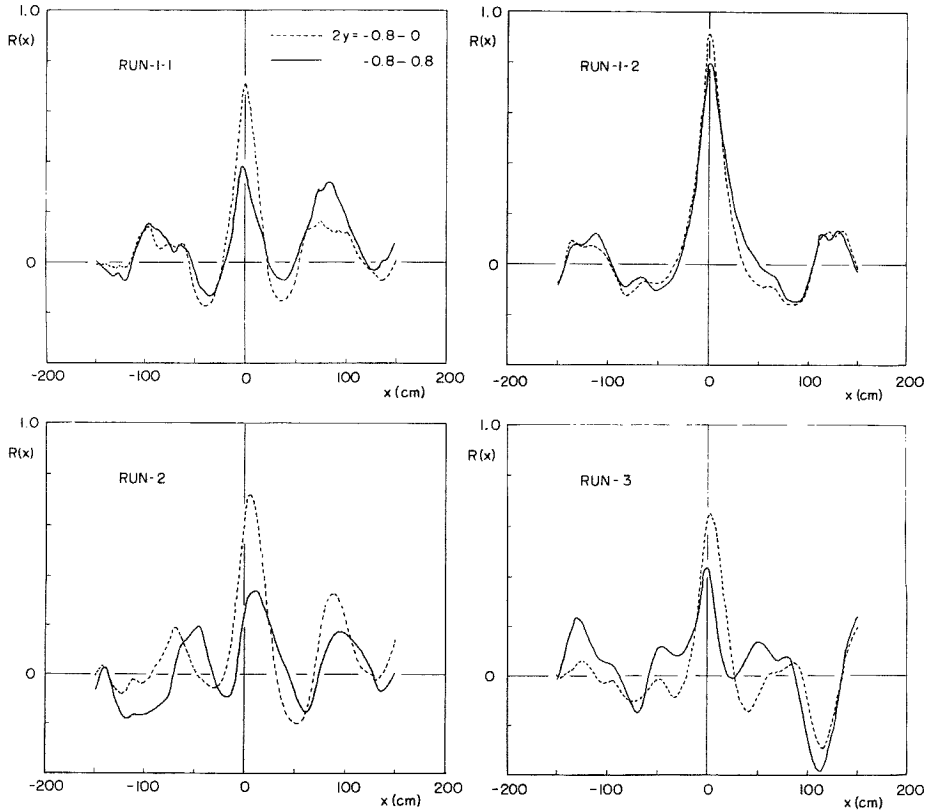


Fig. 2 Cross-corelations.

合せれば、いわゆる Upper flow regime の領域での現象を考察するうえで興味深い結果といえる。

3. 移動床水路における河床形態の遷移とエネルギー損失過程に関する考察

移動床水路における河床形態と流れの抵抗則の変化の特性を研究するうえでの基本的命題は、一定の境界条件、河川においては水路こう配、河床材料が一定のもとで、流量の変化に対応して河床形態とエネルギー損失過程、さらには流砂量がどのように変化するかを系統的に予測することにある。

河床形態に関する従来の研究には、実験水路あるいは自然河川での資料から諸種の水理量を用いて河床形態の領域区分を試みる方向と、単純化した土砂水理学的模型を設定し、実現象に類似した結果を追求しようとする方向の二つに大別されるが、前者においては現象に対する考察試行による水理量の選択の任意性、後者では設定した模型の基礎となる仮定の妥当性、不明瞭な物理量の導入などの難点がある。また従来の移動床の抵抗則に関する研究においても、個々の河床形態の領域を限定して、砂粒粗度、河床形状特性などに着目したエネルギー損失の微視的機構を対象とした研究が多く、河床形態の遷移過程、エネルギー損失過程あるいは流砂量などの流砂現象全体を把握する方向での統一理論の発展性がみうけられない。

開水路移動床での水流と流砂の系における摩擦過程を概観すれば、重力ポテンシャルが水の流れの運動エネルギーに解放され、このエネルギーが水流内部の乱流エネルギーや、河床砂との摩擦あるいは流砂の運動エネルギーに供給され、結局には熱エネルギーとなって逸散する一つの非可逆的なエネルギー過程を構成している。一般に、開水路移動床における定常流では平均的にみて系の状態を規定する保存量としての水流あるいは流砂はほぼ定常的な値を示し、平衡状態にあることがわかる。したがって、この系では熱力学的にみて、熱平衡の状態にあり、この系の状態量を規定する法則としてエントロピー生成速度が極小値をとっていると考えられる^{13,14)}。こうした観点に立脚しての流砂現象への接近によって、河床形態の遷移、流れの抵抗則、あるいは流砂量などの現象全体の統一的把握が可能になることが期待される。以下こうした立場から閉管路および開水路移動床の実験結果について考察してみる。

3.1. 閉管路移動床における河床形態とエネルギー損失過程の特性

閉管路を用いた移動床の実験では、エネルギー損失を動水こう配から直接的に求め得るという有利さがある。

Fig. 3 は閉管路移動床流れのエネルギー損失を Darcy-Weisbach の流体抵抗係数 f で表わし、これを Reynolds 数 $Re=4UR/\nu$ 、無次元化した掃流力 $u_*\sqrt{(\sigma/\rho-1)gd}=(\tau_*^{1/2})$ 、および内部的 Froude 数 $Fr=U/\sqrt{gR}$ で整理した図である。この閉管路の滑面の抵抗係数 f は $h=15$ cm, $Re=4.5\times 10^4\sim 1.5\times 10^5$ の範囲で約 0.021 である。これらの図からつぎのことがみとめられる。

掃流力 τ_* が約 0.03 以下の砂粒が不動の平坦な河床の領域では $Re=1.3\sim 2.0\times 10^4$ の範囲で $f=0.012\sim 0.018$ ではほぼ一定である。砂粒が転動し始めると $f=0.027\sim 0.033$ の値に増加する。次に τ_* が 0.1 近くなると、 $f\sim Re$ 図でみられるように f の値は急激に増加し、およそ 0.055 の値に遷移する。これは移動床上に波動的攪乱が発生、発達する過程に対応していて、 τ_* 、 Re の増加にもかかわらず f の値はその値を上限として一定になる傾向がある。RUN-1 の場合のこの上限値が若干小さいのは、径深 R が小さくて滑面の影響が関与していると考えられる。次に τ_* が 0.4~0.5 に到達すると、 $f\sim \tau_*^{1/2}$ 図でみられるように f の値は急激に減少し、0.025~0.030 の値に遷移して u_* 、 Re が増加してもほぼ一定の値をとる傾向にある。このときの河床は、波動的攪乱が崩壊し平坦となり、流砂が、数 cm の厚さにおよぶ流動層を形成している。

以上のように、水流のエネルギー損失の変化は河床形態の遷移に対応した変動特性があらわれる。換言すれば、閉管路移動床の現象には一種の状態遷移的過程が複数存在することであり、その遷移を境界にして物理量が急激に変化する。流砂量については本実験では測定しなかったが、開水路での実験結果にその傾向は明らかである。

この閉管路移動床での遷移にはつぎの三種が存在する。

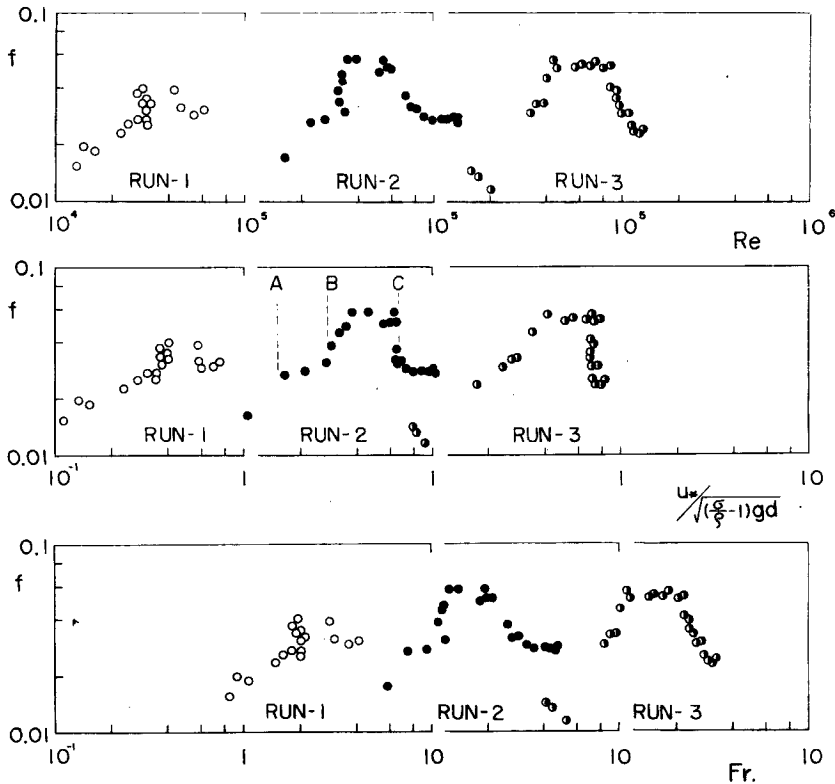


Fig. 3 Coefficients of fluid resistance for closed channel flows on movable bed.

- A；砂礫の移動限界による遷移。
- B；河床に波動的攪乱が発生・発達する過程による遷移。
- C；この波動的攪乱の崩壊過程による遷移。

Aの移動限界については、限界掃流力の問題として、Shields 以降、岩垣らの流体力学的研究があるが、BおよびCの遷移過程については前述したように、まだ確立された理論は存在しない。

これらの河床形態と水流のエネルギー損失係数の遷移現象の機構について、先の観点に基づいて考察してみる。

砂礫が不動の領域では固定床の場合と同じエネルギー損失機構を形成する。砂礫が転動、滑動を始めると、流れの運動エネルギーの一部はこれら砂礫の運動機構に供給され、この系に新しいエネルギーの輸送過程が形成され、この系のエントロピーシステムに変化が生じ、新しい平衡状態へ遷移する。これがAの遷移過程である。さらに掃流力が増加して砂礫の可動性が増大すると、前報で述べたように、水流の平均的エネルギーの供給過程を通して水流内部の不安定性に基づく流れの攪乱への応答が卓越し、この流れの攪乱エネルギーの吸収過程として河床上に波動的攪乱が発生する。このエネルギーの流出機構がBの遷移過程を形成する。次に掃流力がさらに増加すると、砂礫の運動機構は、流れの攪乱への応答より平均的掃流力による砂礫の運動機構への支配が卓越し、前領域の河床攪乱を崩壊させ、ほぼ一様な厚さの流動層としての輸送形態に転移させる。これがCの遷移過程である。ここでは、水流から流砂へのエネルギーの供給過程は河床近傍に限定されるから、AとBの遷移の間の領域での系の状態にほぼ一致するであろう。これらの遷移過程についての考察は、無次元化された掃流力 τ_* の各遷移領域での値の程度、あるいは、流体の抵抗係数の変化

からも推察される。

以上述べてきた移動床での河床形態とエネルギー損失過程の変化にあらわれる遷移現象を定量的に把握するためには、水と砂礫との流れの系の力学的過程、ならびにエントロピーシステムに関する解析的研究をすすめる、この系の状態図を作成することが今後の課題となるであろう。

つぎに、以上の閉管路移動床での解析結果と考察に基づいて、開水路移動床での河床形態とエネルギー損失過程の変動特性の検討を試みた。

3.2. 開水路移動床における河床形態とエネルギー損失過程の特性

開水路移動床での抵抗則に関して、前報では移動床上に波動的攪乱が発生した場合の河床変動の状態量を記述する物理量を見出すためには流砂現象におけるエネルギー損失機構を明らかにする必要があると考察したが、本研究での考察にあるように、水の流れと流砂の系におけるエントロピーシステムの解析が基盤とされなくてはならない。以下この点に留意して、二・三の開水路移動床での実験資料を引用して検討してみる。

開水路移動床の場合には、自由表面の存在のために閉管路の場合に比べて自由度が一つ多いので、3.1.

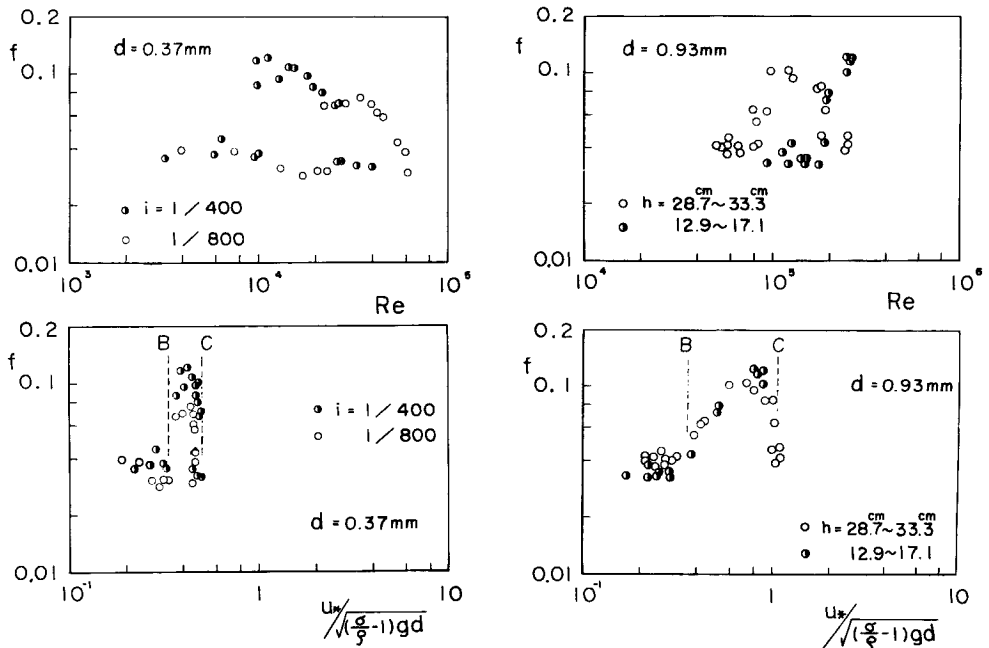


Fig. 4 Coefficients of fluid resistance for open channel flows on movable bed, when bed slope i =constant.

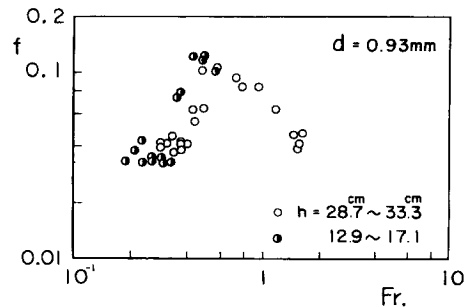


Fig. 5 Coefficients of fluid resistance for open channel flows on movable bed, when flow depth h ≈constant.

のように河床形態あるいはエネルギー損失過程の変動特性を系統的に把握するには一つの拘束条件を与える必要がある。本解析では、こう配一定か水深一定の条件のもとでの系統的実験による資料^{4),5),6)}を収集・整理し、河床形態とエネルギー損失の変化の過程を検討している。解析に用いた資料の粒径範囲は0.22 mm～0.93 mmで、河床形態はいわゆる transition の領域までに限定することになっている。

Fig. 4 および Fig. 5 はそれぞれ $d=0.37$ mm の河床材料でこう配一定の場合、 $d=0.93$ mm で水深がほぼ一定の場合のエネルギー損失係数の変化の一例を示したものである。これからつぎのことがみとめられる。

このエネルギー損失係数の変動特性は3.1.の閉管路での結果の様相とほとんど一致している。すなわち、 τ_* が0.1付近あるいはそれ以下のある限界値で $f \sim Re$ 図に f が不連続的に増加する遷移が存在し、さらに τ_* が増加して、河床材料、水理量によって若干値は異なるが、 τ_* の値が1の近傍の限界値を越えることなく $f \sim \tau_*^{1/2}$ 図に f の値が不連続的に減少する遷移過程がみられる。これらの遷移は3.1.の閉管路の場合の遷移過程BおよびCに相当することは参考資料の記述から明らかである。河床上の波動的攪乱の崩壊過程は閉管路に比べて開水路の場合にはかなり緩慢な傾向があるが、これは自由表面の影響によるものと考えられる。また、Fig. 5 の $f \sim Fr$ 図でわかるように Froude 数はこの崩壊過程の支配的要素ではないことは明らかである。さらにこれらの図からは ripple, dune の判然とした区分は存在しないようである。

以上の考察から、移動床におけるエネルギー損失の遷移過程においては τ_* がこの現象の力学的過程を規定する重要な物理量であることがわかる。Bの遷移過程に関しては、砂礫が水流の不安定性に基づく流れの攪乱に解放されることであり、Shields らの限界掃流力に関する流体力学的考察と同様に $\tau_* \sim u_* d/\nu$ の関係で記述できる可能性がある。

Fig. 6 はエネルギー損失過程におけるBおよびCの遷移が生じる τ_* の限界値を粒径別に図示したものである。なお図中には Shields の限界掃流力曲線および砂礫の浮遊限界の尺度となる沈降速度 ω_0 を u_* とした曲線が挿入してある。資料が少ないこと、また遷移点の決定の精度の問題など詳細な吟味はできない

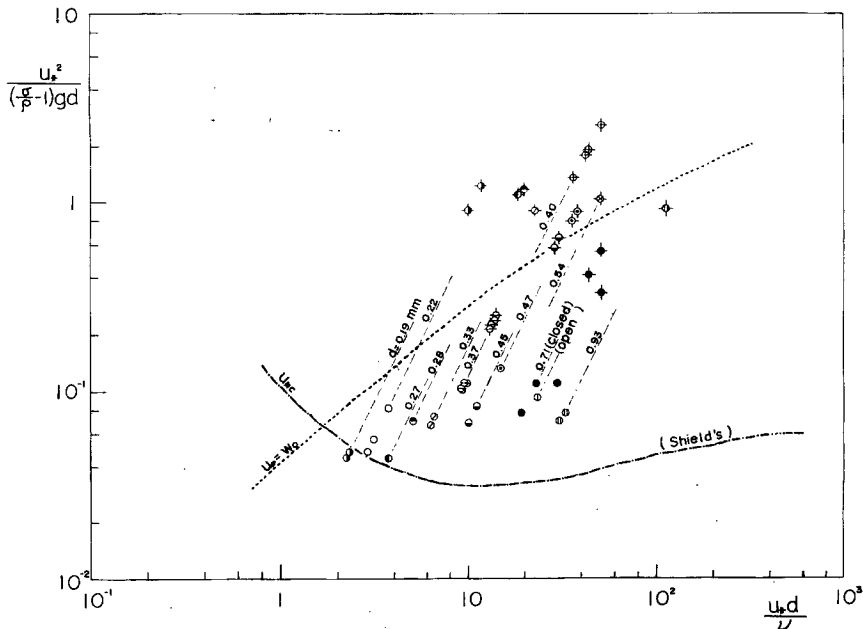


Fig. 6 Critical values of B-and C-transitions in terms of $u_*^2/(\sigma/\rho-1)gd$ versus u_*d/ν . (○; B-transition, ◇; C-transition)

が、つぎのことがみとめられる。

$u_*d/\nu=10$, 粒径に換算して $d=0.4$ mm 付近を境にして傾向は異なるがほぼ一定の関係にある。すなわち, $2 < u_*d/\nu < 10$ では τ_* は Shields の曲線に一致する 0.05 から 0.1 に増加する傾向にあり, $10 < u_*d/\nu < 30$ では τ_* はほぼ 0.1 付近の値をとる。この系統的変化は流れの粘性底層あるいは砂粒の浮遊機構などが関与するものと考えられるが明瞭でない。

同図上のCの遷移点での τ_* の限界値については $\tau_* \approx 1$ 付近に点在するが明瞭な傾向がなく, この図の表示ではこの遷移過程を適確に説明し得ない。先に考察したように, Cの崩壊過程は水流の不安定性に起因する流れの攪乱よりも平均的掃流力が流砂機構を支配して行く過程であるから, この遷移は水流の不安定性の強さと, 平均的掃流力との関係によって規定されると考えられる。水流の不安定性の強さは Reynolds 数と波数の関数⁷⁾で与えられるが, ここではこの尺度として Re 数を用いて τ_* との関係を示したものが Fig. 7 である。 Re の増加とともに崩壊の限界値 τ_* は増加する傾向にあり, 上での考察を証左している。

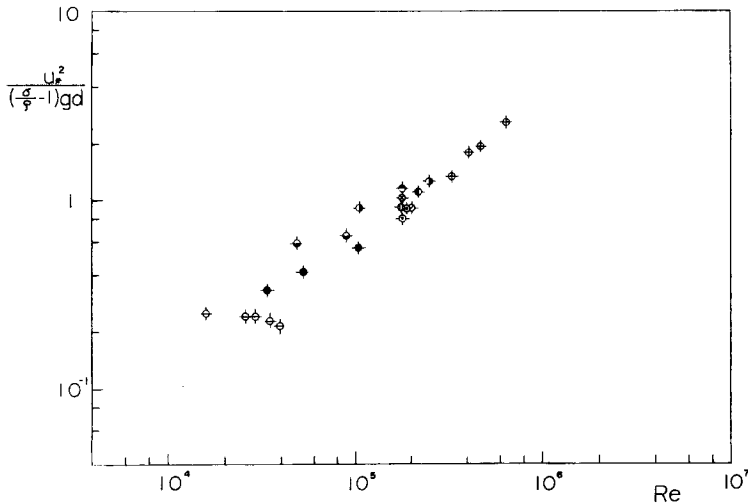


Fig. 7 Critical values of C-transitions in terms of $u_*^2/(\sigma\rho-1)gd$ versus Re .

以上, 開水路移動床でのエネルギー損失過程の変動特性から各粒径毎の遷移過程について検討してきたが, つぎに開水路移動床でのエネルギー損失係数の表示方法について考察してみる。そのために, この全体的な様相を把握するために, 上の解析に用いた全資料について Re 数で整理したものが Fig. 8 である。これから粒径範囲が $0.2 \text{ mm} < d < 0.4 \text{ mm}$ の砂粒では, 限界掃流力付近, および河床が平坦な移動層を形成する領域での f の値は, ほぼ固定床滑面の値に等しく, Re 数の増加とともに減少する傾向にある。河床に波動的攪乱が発生する領域では, f に上限値が存在し, その包絡的上限は河床が平坦な領域の f 値にはほぼ併行的に Re 数の増加とともに減少する傾向にある。

粒径範囲が $0.4 \text{ mm} < d < 0.93 \text{ mm}$ の場合には, 河床が平坦な領域の f は Re 数に無関係にその値はほぼ 0.02 の値であり, 河床が波動的攪乱形態にある領域での f の包絡的上限値は, およそ 0.15 で一定となる傾向にある。

詳細な検討を行なうためには資料, 実験範囲が十分でないが, このように粒径が 0.4 mm 付近を境にしてエネルギー損失係数が異なる傾向を示すのは, 前述の波動的攪乱の発生限界の τ_* の考察にもあるように, 砂粒の浮遊機構の差異が関与しているものと考えられるが, 今後さらに検討されるべきである。 $d=0.35 \text{ mm}$ 付近の粒径に f の値が二つの極大値を示すものがあるが, これは上で区分した各粒径範囲の特性を両有し

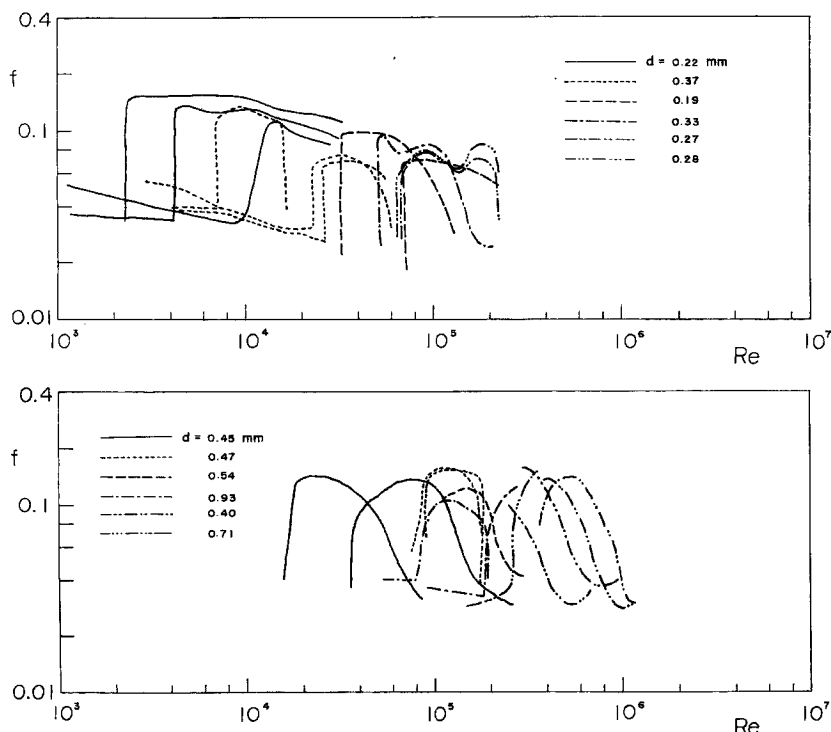


Fig. 8 Coefficients of fluid resistance for open channel flows on movable bed.

ているとも考えられる。

いずれにしても、移動床開水路におけるエネルギー損失過程の特徴は、本解析に引用した実験資料の範囲では砂粒が河床上を転動、滑動する河床が平坦な河床形態の領域および掃流力が大きく河床に流動層を形成する河床の平坦な領域にはほぼ一定の下限值が、河床が波動的攪乱形態にある領域ではほぼ一定の上限値がそれぞれ存在し水理量、粒径によってほとんど関係しないようである。このことは、移動床水路のエネルギー損失過程の解析には、従来なされてきたような固定床水路での抵抗則の移動床水路への単なる模倣的应用では不適當であることを示唆するものである。本解析では、Newtonの抵抗則——流体抵抗は流速の二乗に比例する——に基づくDarcy-Waisbachの流体抵抗係数 f の値でエネルギー損失過程を表示したが、流砂現象におけるエネルギー損失過程の表現に適切であるかの本質的問題は依然残されていることに留意する必要がある。

以上、閉管路移動床の実験結果の解析に基づいて開水路移動床の河床形態とエネルギー損失の変動特性について考察をすすめてきたが、流砂現象全体を把握するためには、自然河川での観測を含めて、流砂量の変動特性、混合粒径の効果、河床形態の二次元的、三次元的変動特性、浮遊砂の機構などに関する解析を加味して検討する必要がある。

4. 閉管路移動床水路における非定常流れに関する実験

4.1. 実験の概要

移動床水路における非定常流れの場合のエネルギー損失の変動特性を検討するために、Table 1の各RUNについて種々の波形の非定常流れを発生させた。

非定常流れの波形は、初期一定流量をほぼ定常状態になるまで流し、その後手動栓の開閉による操作によって与えた。この方式は揚程調節による流量制御であることに注意する必要がある。

返還管路 ($\phi 100$ mm) 内部における土砂の流送・堆積の影響は、平均河床高の検討から無視しうることを、また、上流端部からの攪乱などによる測定区間への影響は、先の定常流の実験の観察からも河床形態に顕著な差異を生じさせないことを確認している。

流量、損失水頭の変動の時間的変化は、鉛直型 1 m マノメータを 2 ~ 20 秒間隔の単コマ撮影で写真記録した後読み取りを行なった。

測定器系の時間的応答特性を考慮する必要があるが、本実験条件の範囲では、実験結果を検討したところ、これを無視し得るものとした。

4.2. 実験結果とその考察

Fig. 9 および Fig. 10 はそれぞれ RUN-2, RUN-3 での非定常流れの実験による流量 Q 、動水こう配 I_f および、エネルギー損失係数 f の時間的変化と Q に対する、 I_f および f の変化特性の関係の二、三の例である。

各例とも初期流量、最大あるいは最小流量の大きさ、時間的変化率など異なるが、系統的にみられる傾向

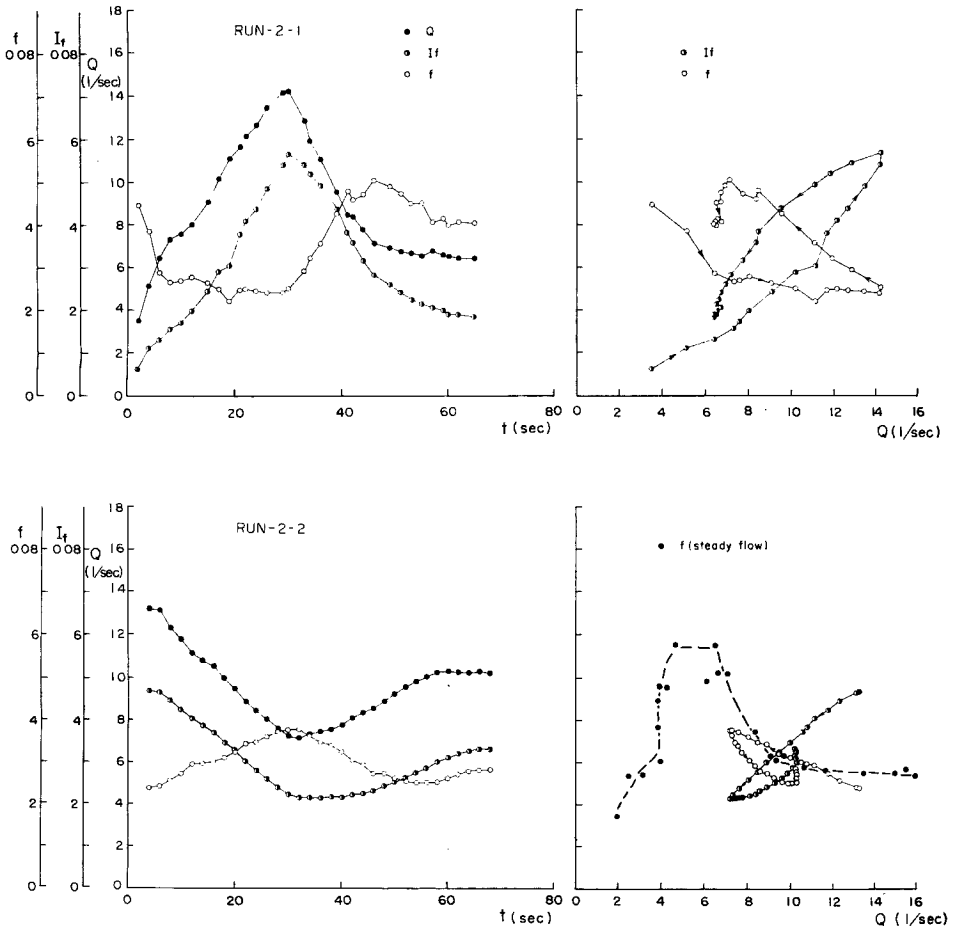


Fig. 9 Unsteady flows in the closed channel for RUN-2.

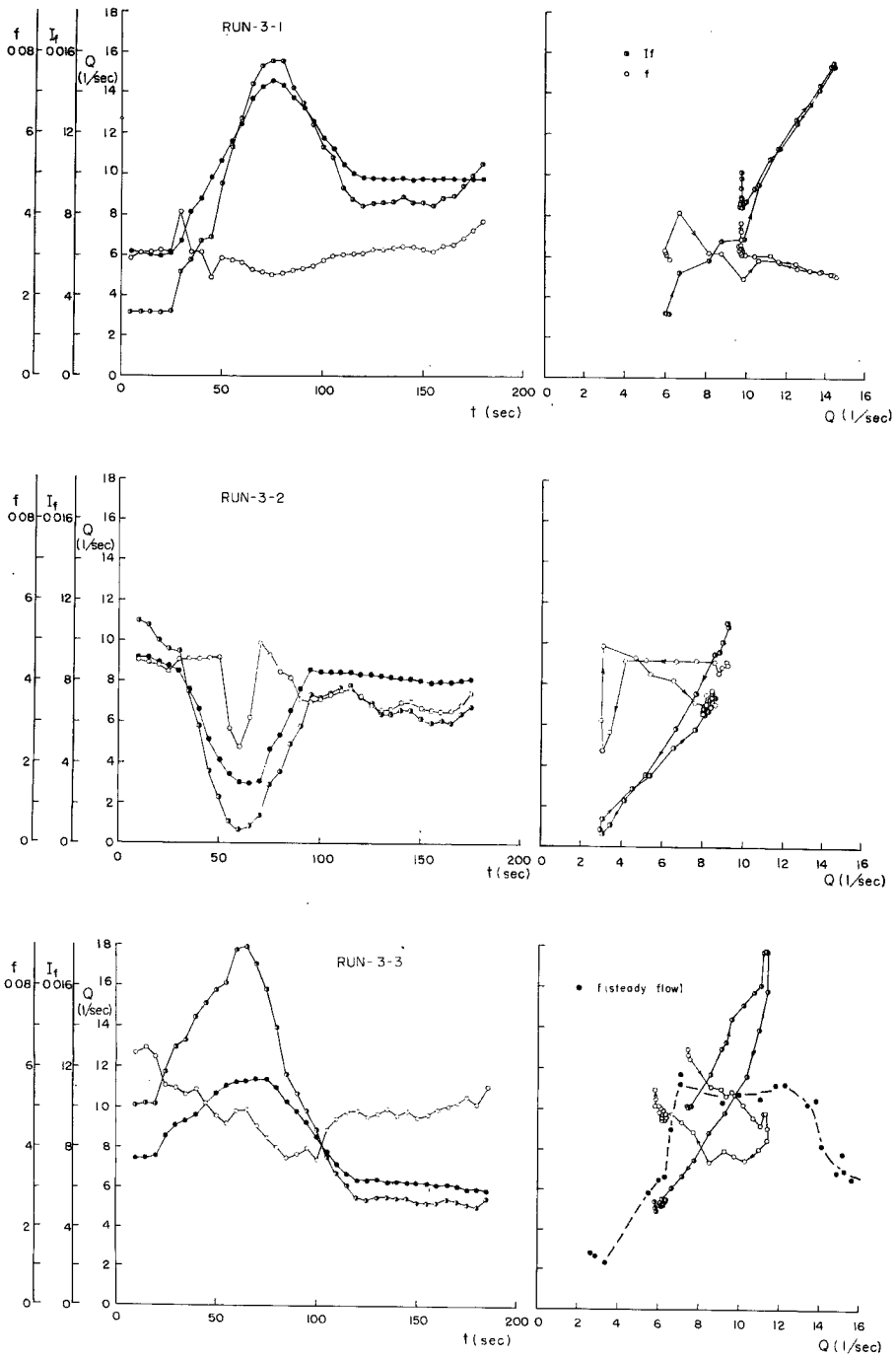


Fig. 10 Unsteady flows in the closed channel for RUN-3.

しては、 $Q \sim f$ 図において、若干右下りのループを描くことである。また、 f の値の変化の幅は定常流れて得られた f の値の範囲内であることである。流量変化後の一定流量での f の値は数分後にはほぼ定常流の場合の値となる。 $Q \sim f$ 図のループの経路は、流量の時間的変化率による初期河床形態の時間的変形の特徴などによって旋回方向は一定しない。また定常流れての結果にあらわれる河床形態とエネルギー損失係数の遷移過程は低流量の場合を除いては、本実験範囲では顕著に認められない。

以上、閉管路移動床における非定常流れのエネルギー損失の変化特性について概括的に述べたが、これらの結果は、開水路移動床における非定常流れの場合、従来の研究にみられるような抵抗則の擬似定常流的取り扱いが疑問である。その可否の問題などを明らかにしていくため、上述の河床上に発生する攪乱の発達、崩壊などの遷移過程、あるいはその履歴過程における時間的変動特性などの問題を究明して行く必要がある。

自然河川への適用の問題と関連して、さらに現象の相似律、あるいは河道の不規則性の効果との相対的關係など種々の問題との吟味が必要であり、自然河川での観測と併わせて、今後検討すべき課題として残される。

5. 結 語

本研究は、前報の考察に基づいて、閉管路移動床における流砂現象、特に河床形態の遷移過程およびエネルギー損失過程の変動特性に関する解析を行ない、河床形態の遷移の力学的過程に関しては、無次元化した掃流力 $\tau_* (= u_*^2 / (\sigma / \rho - 1)gd)$ が重要な物理量として規定されること、従来の解析にみられるように自由表面の存在性には関係しないことが明らかになった。また、エネルギー損失過程の変動特性には、移動床固有の過程が存在し、固定床流れでの抵抗則の模倣的適用では究明され得ず、エントロピーの概念を導入することによって、はじめて流砂現象の全貌が明確に把握されることを示唆した。さらに、移動床水路での非定常流れの実験から、二・三の問題点を指摘したが、自然河川での問題と関連し今後の課題としたい。

最後に、本研究の遂行に際し、適切なる示唆、討議をいただいた当研究所員各位、ならびに煩雑な実験および資料整理に協力してくれた朝田正君に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 速水頌一郎：洪水流の理論について、水工学の最近の進歩、土木学会、1953.
- 2) 芦田和男・奈良井修二：河床形態の変動特性に関する研究——その統計的構造について——、京都大学防災研究所年報、第12号B、昭44.
- 3) 島津康男：地球科学とシミュレーション、科学、Vol. 39, No. 5, 1969.
- 4) 安芸皎一：河相論、常磐書房、昭19.
- 5) Guy, H. P., D. B. Simons, and E. V. Richardson: Summary of Alluvial Channel Data From Flume Experiments, 1956~61, U. S. Geol. Survey Prof. Paper 462—I, 1966.
- 6) Stein, R. A.: Laboratory Studies of Total Load and Apparent Bed Load, J. Geophys. Research Vol. 70, No. 8, 1965.
- 7) 巽友正：乱流、新物理学進歩シリーズ6、槇書店、1962.