

複断面開水路流れに発生する大規模水平組織渦 の安定性に関する実験的研究

Experimental study on stability of large horizontal organized vortices
in compound open channel flows

池田駿介*・空閑健**

By Syunsuke IKEDA and Takeshi KUGA

In compound open channels, a shear instability generates large horizontal vortices at the junction between the main channel and the flood plains, so that a pair of vortex streets are formed near the both junctions. Stability of horizontal vortices is studied in terms of shear instability and Karman's vortex streets. It was found from the experiment that the interaction between the main channel and the flood plain becomes strong at some intermediate width of the main channel. The vortices are unstable when the width of main channel is comparable with the depth of the main channel.

Keywords : compound open channel, large horizontal organized vortex, shear instability, vortex streets

1. はじめに

低水路水深に比べて比較的高水敷水深が浅い複断面開水路流れでは、高水敷・低水路境界部に周期的な大規模水平渦が発生して、横断方向の乱流混合現象に大きな影響を与えることが知られている（例えば福岡・藤田¹⁾など）。最近ではこのような水平渦発生メカニズムについての研究も進んでおり、複断面開水路流れのような横断方向に主流が流速差を持つ流れ場では、変曲点不安定性により大規模渦が発生するということが一般的に認知されるようになっている^{2), 3), 4), 5), 6)}。また、一般に両側に高水敷を持つ複断面開水路においては2列の渦列が形成されるので、渦の配列の違いが流れ場に影響を及ぼすと考えられる。この2列の渦列の安定性に関しては Karman による安定性の理論がある（厳密にいうと Karman の場合とは回転の向きが逆であるが、安定性という点についてはこの理論で扱う）。従って、複断面開水路流れに発生する大規模水平渦は、横断方向の流速差に起因する変曲点不安定と2列渦列の安定という2つの安定要因をうける複雑な現象であると考えられる。これに関して、池田ら⁶⁾は、変曲点不安定によって決定される1列の渦の波長と、非対称2列渦列の安定によって決まる波長が一致する場合、渦は安定した千鳥状配置をとり、このとき低水路・高水敷境界部における運動量輸送が非常に大きくなることを実験によって示唆している。しかしながら、池田らの行った実験では、実験のケースが少ないために、さまざまなパラメータに支配される複断面開水路流れの複雑な乱流現象に関する一般的な議論は難しいと思われる。よって本研究では、より広範囲な条件で再び実験を行い、複断面開水路流れに発生する大規模水平渦の安定性に関してより詳細に検討する。

* 正会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科

** 学生会員 東京工業大学大学院 理工学研究科土木工学専攻

(〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)

2. 実験条件及び実験方法

図-1に複断面開水路の横断面図及び記法の定義を示す。実験には東京工業大学水工学実験室の長さ12m、幅1.2mの循環式可変勾配水路を用いた。高水敷は、水路の両側に長さ10mにわたって幅30cm、高さ4.85cmのコの字型に加工したアルミ板を固定し、その上に厚さ0.15cmのアルミ板を幅30cm、高さ5cmのL字型に加工

したものを重ねて作成した。従って、高水敷高さは5.0cmで、上に重ねたL字型のアルミ板をスライドさせることにより、高水敷幅（従って低水路幅）を任意に変えることができる。マンニングの粗度係数 n は低水路床 n_m 、高水敷 n_f ともに約0.011であった。粗度係数は、高水敷及び低水路上で横断方向に流速が一定となっている場所を選び、それぞれの場所の水深を用いて算出した。

実験は、高水敷設置開始点から約4.0m～8.0mの区間において等流状態が成立していることを確認した後に行った。流速の測定は、主流速成分 u の平均流速の測定については電磁流速計（KENEK社

製）を用いた。また、高水敷と低水路の境界部付近においては、より高精度に測定するため、主流速成分 u 及び横断方向流速成分 v について、水中用プローブを取り付けた2成分アルゴン・レーザー流速計（TSI社製）を用いて測定を行った。このとき、サンプリング周波数100Hzで8192個のデータを採取した。なお、測定点は下流端の影響を受けないように高水敷の設置開始点から約7.5mの地点とした。

表-1に実験条件及び実験で得られた低水路内最大水深平均流速 $\bar{u}_{max}$ を示す。実験は、CASE AからCASE Lまで12ケース行った。CASE Aでは、低水路幅は60cmで、CASE B、CASE Cへとケースを変えていくにつれ、順次低水路幅を5cmずつ縮めていった。よって全水路幅120cmに対し、低水路幅を60cmから5cmまで変えることになる。低水路内水深 H については、比較的強い水平渦が発生するようにするため、全ケースとも6.0cmとなるように設定した。複断面開水路流れは、わずかな水深の違いが流れ場に影響してくるため、水深の設定は高精度（精度0.1mm）に行った。水路床勾配 S は全ケースとも1/1000に設定した。よって低水路摩擦速度 $U_* (= \sqrt{gHS})$ は、全ケースについて2.42cm/sである。今回の実験でも、文献6)と同じように水深を固定することによって低水路幅のみを変え、2列の渦列の干渉の度合を変化させることを目的としている。

渦の周期の測定は、容量式波高計（KENEK社製）を、境界部から若干低水路側に設置し、通過する渦による水面低下を100秒にわたって計測することにより求めた。また、2列の渦列の位相関係を調べるため、波高計は低水路両岸に設置した。

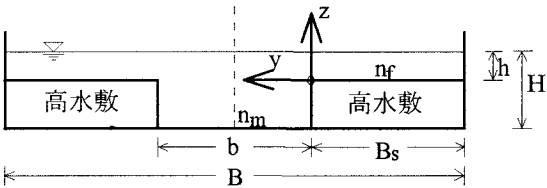


図-1 複断面開水路の横断面図及び記法の説明

表-1 実験条件

実験番号	低水路幅 $b(\text{cm})$	片側 高水敷幅 $B_s(\text{cm})$	$\bar{u}_{max}$ (cm/s)	低水路レイ ノルズ数 Re	低水路フルード数 Fr
CASE A	60.0	30.0	45.3	27200	0.591
CASE B	55.0	32.5	45.6	27400	0.595
CASE C	50.0	35.0	45.9	27500	0.598
CASE D	45.0	37.5	46.0	27600	0.600
CASE E	40.0	40.0	45.5	27300	0.594
CASE F	35.0	42.5	44.8	26900	0.585
CASE G	30.0	45.0	43.9	26400	0.573
CASE H	25.0	47.5	43.7	26200	0.570
CASE I	20.0	50.0	43.4	26100	0.567
CASE J	15.0	52.5	39.2	23500	0.511
CASE K	10.0	55.0	36.4	21800	0.474
CASE L	5.0	57.5	30.0	18000	0.391

3. 実験結果

3.1 水平渦の発生状況

図-2は、 $y=0.0\text{cm}$, $z=0.6\text{cm}$ における主流速の時系列データのスペクトル密度関数である。例として、低水路幅が比較的広いCASE D ($b=45\text{cm}$)と、かなり狭いCASE K ($b=10\text{cm}$)について示してみた。CASE Dでは、大規模渦の発生周期に対応するエネルギースペクトル密度の明瞭なピークが見られる。しかしながら、CASE Kでは、それほど明瞭なピークは見られず高周波数側にもピークを持つなどらかなスペクトル形となっている。

CASE Kでは水深6cmに対し低水路幅が10cmと水深と低水路幅のスケールがかなり近い。よって、低水路幅が水深に比べて広いケースに比べて横断方向の乱流混合の影響を受け、低水路と高水敷の流速差が小さくなったために、流れ場の3次元性が強くなったものと思われる。

3.2 水平渦の安定性

一列の渦列に関する線形不安定解析から求まる理論波長と2列の渦列に関するKarmanの非対称渦列の安定性理論から求まる理論波長、及び実験で得られる実測波長の比較を行い、水平渦が2つの安定性をどのように受けているのかを検討する。まず、それぞれの波長の求め方を述べる。

一列の渦列に関する線形不安定解析方法は、文献6)と同一である。ここでは、渦の理論波長の結果のみを示す。

$$\lambda = \frac{2\pi B \sqrt{\gamma}}{k} \tag{1}$$

ここで、 $\gamma = \epsilon_y H^{4/3} / g n_m^2 \bar{u}_{\max} B^2$ 、 ϵ_y は横断方向渦動粘性係数、 g は重力加速度、 $\bar{u}_{\max}$ は低水路内で発生する最大水深平均流速、 $k (= \omega_{\max} / c_r$ 、 $\omega_{\max}$ ：不安定解析により得られる擾乱の最大発達率が現れる無次元角振動数、 c_r ：無次元位相速度；文献2)、7)参照)は無次元波数で、低水路及び高水敷の水深及びマニングの粗度係数に規定されるパラメータ J ($J = (h/H)^{1/3} (n_m/n_p)^{1/2}$) によって一義的に決定される。なお今回の実験において、 J は全ケースについて0.55である。

2列の渦列に関する理論波長は、Karmanの理論によって示されるように2列の渦列が最も安定となる条件（2列の渦列の横断方向間隔と渦の流下方向間隔（渦の波長） λ の比が0.2806）から算出した。

$$\lambda = \frac{b}{0.2806} \tag{2}$$

ここで、2列の渦列の横断方向間隔は、複断面開水路流れに発生する大規模水平渦の中心部が、文献7)で示されているように、ほぼ高水敷と低水路の境界部に位置することから、低水路幅 b と同じ値にした。

渦の実測波長は、まずレーザー流速計と熱膜流速計(KANOMAX社製)を主流方向に50cm離して同時に計測し、両流速計から得られたデータの位相関係を調べることで渦の移流速度を求め（文献6)の図-6参照）、その値に波高計で得られた渦の実測周期をかけることにより求めた。ここで、渦の実測周期の求め方については、水面変動の時系列データをスペクトル解析して求める方法（このようにして求まる波長を以下 λ_{es} とする）と、水面変動の時系列データの波形から渦の通過によるものと思われる水面低下を目視により計測して求める方法（このようにして求まる波長を以下 λ_{eh} とする）の2通り行い、それぞれの場合について波長を算出した。ここで、水面変動記録例を図-3に示す。例として、CASE D、CASE G、CASE Kの3ケースを示す。まず、CASE D、CASE Gについて見てみると、水面低下は比較的一定の周期でおこってお

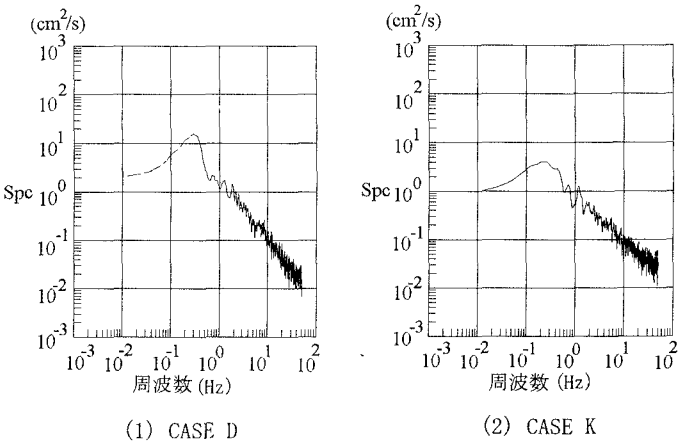


図-2 主流速スペクトル密度関数

り、比較的きれいな波形が見られる。これは、比較的渦のスケールが一定で、安定なパターン化した渦列が発生している事を示しており、このような場合、スペクトル解析により得られる渦の周期と波形の目視により得られる渦の周期は一致する。しかしながら、CASE K について見てみると、CASE D で見られた様なきれいな波形は見られず、大きな周期の変動のなかに小さな変動が入り交じっているような複雑な波形が見られた。このことから、CASE K では、さまざまなスケールの渦が混在している複雑な流れ場であると言える。このような複雑な波形をスペクトル解析すると、パワースペクトル密度が最大ピークを持つときの周期は、前者の大きな周期を持つ変動によってほぼ決まってしまう、大きな周期の変動に含まれる小さな変動の部分は、その決定にあまり効いてこないものと思われる。従って、スペクトル解析によって得られる周期と目視により得られる周期は一致しない。図-4 に、CASE D とCASE K の水面変動のスペクトル密度関数を示す。CASE D の場合には鋭いピークが見られるが、CASE K の場合には最大のピークはなだらかであり、しかも高周波側にもいくつかのピークが見られる。

図-5に一系列の渦列に関する線形不安定解析から求まる理論波長、2列の渦列に関する Karman の非対称渦列の安定性理論から求まる理論波長、及び実験で得られた実測波長 λ_{es} 、

λ_{ch} をそれぞれのケースについて示す。なお図の横軸は、低水路幅 b を水深 H で無次元化した値を取っており、またわかりやすいようにケース番号を添付してある。まず、 λ_{es} と λ_{ch} の比較を行う。低水路幅が 30cm である CASE G より低水路幅が大きい場合には、 λ_{es} と λ_{ch} はほぼ一致しているが、低水路幅が CASE H 以下になると、 λ_{es} と λ_{ch} は一致しなくなる。よって、低水路幅が比較的大きな場合は、比較的渦のスケールが一定で、安定なパターン化した渦列が発生しているが、ある値以上低水路幅が縮まると、渦のスケールが安定せず、さまざまなスケールの渦が混在した流れ場になってしまうと言える。この原因は、恐らく低水路幅がある値以上縮まると、各列の渦が、お互いに強く干渉して自らの形状を維持できないためと思

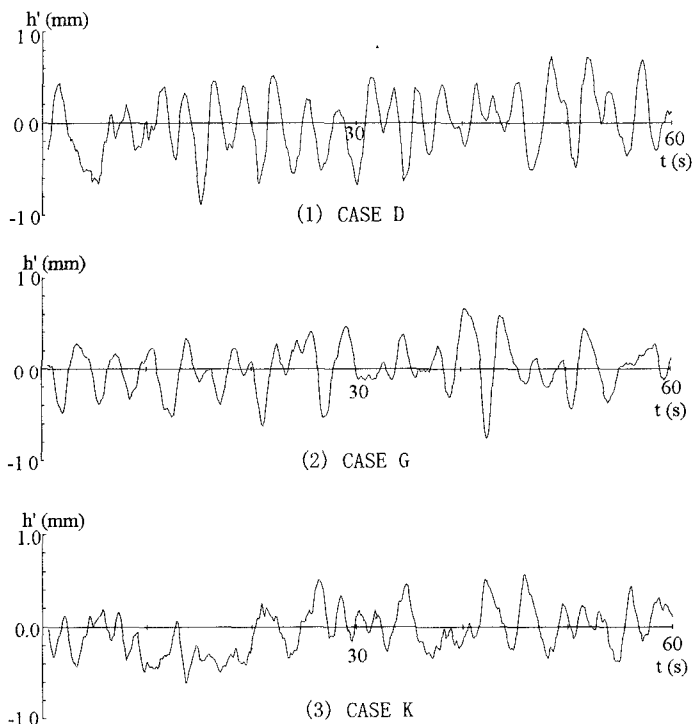


図-3 水面変動記録例

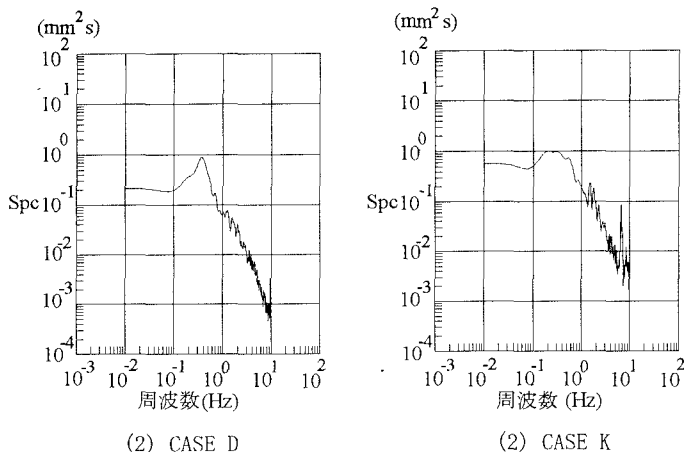


図-4 水面変動スペクトル密度関数

われる。また、鉛直方向及び水平方向の乱れのスケールが近づき流れ場の3次元性(文献6, 8)参照)が強まるためでもある。

次に、一列の渦列の変曲点不安定性理論と2列の渦列に関するカルマンの非対称渦列の安定性理論の両理論による検討を行う。まず、低水路幅が比較的広い場合には、実測波長は一列の渦列に関する線形不安定解析から求まる理論値に非常に良好に一致している。これは低水路幅が広いために渦列同士の干渉がほとんどなく、水平渦のスケールは変曲点不安定のみによって決定していることを示している。しかしながら、低水路幅がある値(この値は、先程述べた渦の配列が不安定になる低水路幅である)以下になると、両値は次第に合わなくなる。

2列の渦列の安定性から求まる理論波長に、低水路幅が小さくなるに従い、実測波長は次第に近づいてくる。低水路幅が小さくなると2列の渦列の干渉の効果が強く現れてくると考えられる。従って、2次元の取

り扱いをする限り、非対称渦列の安定性に強く支配されると想像される。しかし、低水路幅が小さくなった時、本実験からはその安定性理論に対する明確な依存性は見られない。以上より、文献6)の渦の配列に関する結果も用いて渦の安定性について検討してみる。大規模水平渦列は、基本的に変曲点不安定性により発生する。この渦列がその安定波長を保った状態のまま、非対称2列渦列の安定性によってきまる波長に一致する場合に、渦は最も安定した千鳥状配列をとるのではないかと考えられる。ところが、ここで注意すべきことは、両安定性とも平面2次元性を仮定しているということである。全水路幅に対し低水路幅がある値より大きい時は、流れは平面2次元的であると考えられることができるが、ある値より小さくなると先程述べた複断面開水路流れの3次元性が卓越してくるために、実測波長は2列渦列から決定される理論波長に合わなくなってくると解釈される。

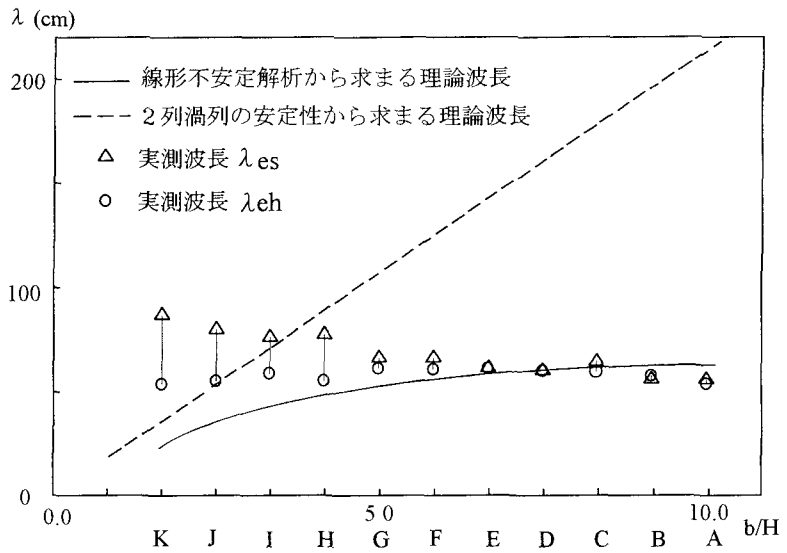


図-5 理論波長と実測波長の比較
(横軸のアルファベットは各ケースを示す)

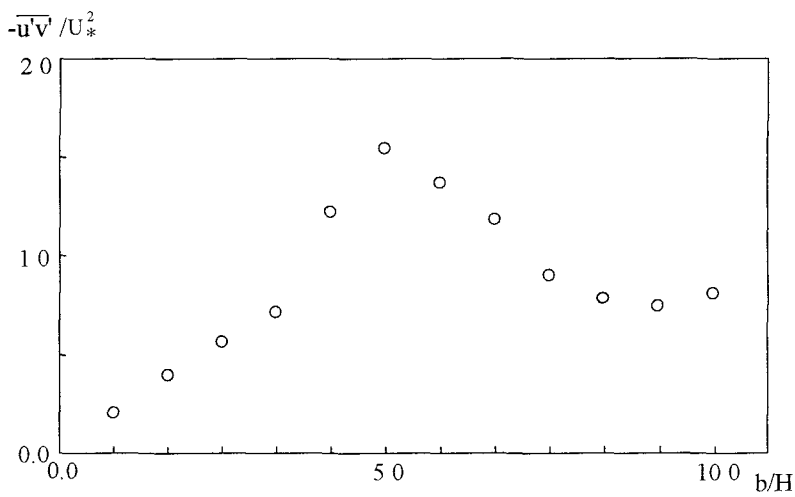


図-6 境界部における無次元化したレイノルズ応力の変化

3.3 低水路・高水敷間の運動量交換

図-6に、低水路底面せん断応力で無次元化した境界部 ($y=0.0\text{cm}$, $z=0.6\text{cm}$)におけるレイノルズ応力 ($-\overline{u'v'}/U_*^2$)を各ケースについて示す。境界部における運動量交換は、渦列の移流と、渦列に付随しない小さな乱れによって起こり、その両方の効果がレイノルズ応力に反映される。水路幅が30cmのCASE Gにおいて、レイノルズ応力が極大値を取るような分布形になっている。水深を一定にして低水路幅を変えていくと、2列の渦列の干渉の度合が変化し、ある低水路幅のときに最も良く干渉し、横断方向の運動量交換が最も激しくなることは文献(6)でも得られた。今回、より広範囲な低水路幅条件のもとで実験を行ったところ、改めてその妥当性が確かめられた。ここで、先に述べた渦列の2つの安定性との関連を交えて、全水路幅に対して低水路幅が大きな場合から小さな場合に移っていくにつれて、水平混合の度合がどのように変わっていくかを考えてみる。低水路幅が広い場合 (CASE A~C)には、両境界部において、それぞれ変曲点不安定性によって発生する2列の渦列は、お互いに干渉せず、レイノルズ応力も一定のままである。しかし、低水路幅がある値より小さくなると (CASE D以下)、それぞれの渦列が干渉を始め、それが境界部における運動量輸送の活性化につながって、レイノルズ応力が増大してくる。より低水路幅が小さくなるにつれ、2列の渦列はより強く干渉するようになり、ますますレイノルズ応力が増加していく。しかしながら、低水路幅がある値を越えて小さくなると (CASE H以下)、3次元性のために渦は組織構造を失って、いわゆる乱れとなり、レイノルズ応力もそれに応じて次第に小さくなっていくと考えられる。

4. 結論

複断面開水路流れの大規模水平渦について、渦列の安定性に関する実験を行った結果、本実験の範囲内では以下の事が分かった。

- 1) 複断面開水路流れにおいて、ある低水路幅のところで渦列同士が最も良く干渉し合い、低水路・高水敷境界部における運動量輸送が最も大きくなる。
- 2) 水深と低水路幅のスケールが近づくと (CASE H以下)、流れの3次元性が強くなって安定な渦列が形成されなくなり、いわゆる乱流場の不規則な流れ場になってしまう。今後、この現象が他の開水路流れ (例えば両側岸部に植生を有する流れにおいて中央の非植生領域が狭くなった時など) においても起きるのか検討する必要がある。
- 3) 2列の渦列は低水路幅がある値より狭くない限り (CASE G以上)、水平渦の波長は式(1)で表されるせん断不安定によってほぼ決定される。

参考文献

- 1) 福岡捷二・藤田光一：複断面河道の抵抗予測と河道計画への応用，土木学会論文報告集，411号，pp.63-72，1991.
- 2) 池田駿介・太田賢一・長谷川洋：側岸部植生境界の周期渦の発生機構，土木学会論文集，443号，pp.47-54，1992.
- 3) Tamaï,N. Asaeda,T. and Ikeda,H : Study on generation of periodical large surface eddies in a composite channel flow, *Water Resour Res.*, Vol 22, No 7, pp 1129-1138, 1986.
- 4) Chu,V H, Wu,J H and Khayat,R E : Stability of transverse shear flows in shallow open channels, *J.Hydraul Div.*, ASCE, Vol 117, pp 1370-1388, 1991.
- 5) 薮岡和夫、八木宏：SDS & 2DHモデルを用いた開水路水平せん断乱流の数値シュミレーション，土木学会論文集，473号，pp 35-44，1993.
- 6) 池田駿介・村山宣義・空閑健：複断面開水路水平渦の安定性とその3次元構造，土木学会論文集，509号，pp 131-142，1995.
- 7) 池田駿介・村山宣義・空閑健：複断面開水路流に発生する平面周期渦の発生について，土木学会水工学論文集，第38巻，pp 431-436，1994.
- 8) 池田駿介・戸田祐嗣・空閑健：PIVによる複断面開水路に発生する周期渦の瞬間構造の測定，河道の水理と河川環境シンポジウム論文集，pp 33-38，1995.