

縦渦列の安定機構とその制御について

STABILITY MECHANISM AND CONTROL OF LONGITUDINAL VORTEX STREETS

大本照憲*・平野宗夫**

By Terunori OHMOTO and Muneo HIRANO

Boundary effects on the stability of the street of longitudinal vortices with their alternately changing direction are investigated by using the vortex filament model. The analysis shows that the longitudinal vortex street is unstable to a infinitesimal disturbance in both the infinite and the semi-infinite regions over a flat bed, whereas it is stable in the finite region bounded by the free surface and the flat bed. These results were recognized to correspond with the behavior of longitudinal vortices experimentally found in both the inner and the outer layers of an open channel flow. Furthermore, arrangements of a vortex generator are investigated to control longitudinal vortices, sand wave and bed load.

Keyword: Longitudinal vortices, Vortex generator, Stability mechanism, Open-channel

1. はじめに

境界層乱流、開水路流および管路流は、境界に壁面を持つことから壁乱流と総称される。壁乱流の特徴としては、壁面近傍の状態のみに依存し、流れの型には影響されない内層 (inner layer) と流れの外的条件に規定される外層 (outer layer) から構成された複合構造を有することが挙げられる。内層には主流方向に軸を持つ縦渦が、その向きを交互に変えて配列した Streak 構造の存在することが可視化実験や流速変動測定によって明らかにされている^{1,2}。また、W.R.Paulley & J.K.Eaton³ は境界層に内在する縦渦対の流れ方向の変化を明かにするため、2つの Half-Delta Wing を用いて人工的に縦渦対を発生させ、その挙動を詳細に観測した。彼らは、逆回転する縦渦対は渦核の距離が小さくなるに従って、渦度の極大値は低下し、渦は成長すること、さらに縦渦対と境界との相互作用の強いことを指摘した。一方、開水路流の外層においても、レイノルズ数の大きい場合には縦渦が水深スケールの間隔でその向きを交互に変えて存在することが知られている^{4,5}。一旦発生した外層の縦渦列は、内層のそれに較べてかなり安定していることに特徴がある⁶。以上のように、縦渦に関する研究はその組織構造に力点が置かれ、剪断乱流の内部構造についてはかなり明かにされて来た。しかし、内層および外層で観察される縦渦列の安定性についての検討はあまりなされていない。

本研究では、縦渦列の安定機構における境界の影響を明かにするため、主流方向に軸を持ち、その向きを交互に変えて配列した縦渦列が無限領域、半無限領域および有限領域の流れ場に存在した場合の安定性について渦糸モデルにより、理論的に検討した。次に、水制を始めとする従来の水理構造物で問題となる局所洗掘および洪水疎通能力の低下等の悪影響が少なく、また水棲生物の生息環境に望ましい流れの三次元性を高める渦発生器を試作し、この装置による縦渦列の制御、河床および流砂への影響が検討された。

* 正会員 工博 熊本大学助教授 工学部土木環境工学科 (〒860 熊本市黒髪2-39-1)

** 正会員 工博 九州大学教授 工学部水工土木学科 (〒812 福岡市東区箱崎6-10-1)

2. 縦渦列の安定に与える境界条件の影響

(1) 無限領域における縦渦列の安定性

河床および自由水面の影響を無視した場合の縦渦列の安定性について検討する。縦渦は空間的広がりを持つが、本論では簡単化のため渦度が δ 関数的に集中した渦糸で近似する。また、渦に対する粘性の拡散効果は無視し完全流体を仮定する。Figure 1のように配列した無限個の数の渦糸による運動の複素速度ポテンシャル W は

$$W = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (\Gamma_n / (2\pi i)) \text{Log}(z - n \cdot a) \quad (1)$$

ここに、 $z = x + iy$, Γ_n は渦糸の強さを表す循環である。ところで、循環

Γ_n は、 $\Gamma_0 = \Gamma_{-a} = \Gamma_{-2a} = \Gamma$ および $\Gamma_{2a} = \Gamma_{3a} = -\Gamma$ であるから W は、

$$W = (\Gamma / (2\pi i)) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \{\log(z - 2n \cdot a) - \log(z - (2n-1)a)\}$$

$$= (\Gamma / (2\pi i)) \log \cdot \sin(\pi z / 2a) - (\Gamma / (2\pi i)) \log \cdot \sin\{\pi(z-a)/2a\} \quad (2) \quad \text{Fig.1 Longitudinal Vortex Street in Unbounded Region}$$

原点 $z=0$ における渦糸の共役複素速度は、

$$U_0 - iV_0 = d/dz \{W - (\Gamma / (2\pi i)) \log \cdot z\}_{z=0} = (\Gamma / 2\pi i) (\pi / 2a) \cot(\pi z / 2a) - (\pi / 2a) \cot\{\pi(z-a)/2a\} - 1/z_{z=0}$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} \{2^{2n} \cdot B_n(\pi z / 2a)^{2n-1} / (2n)!\}_{z=0} = 0 \quad (3)$$

である。ここに B_n はベルヌーイ定数である。従って、原点 $z=0$ における渦糸の共役複素速度は

$$U_0 - iV_0 = 0 \quad (4)$$

となり、静止の状態にある。ところで、渦糸は無数個あることから座標原点を他の渦糸にとり同様の計算を行えば、全ての渦糸は静止の状態にあることが知れる。次に、このような平衡状態にある縦渦列の安定性について考察する。いま、 $z=0$ における渦糸が微少量 $\Delta z = \Delta x + i\Delta y$ だけ変位したとすれば、この渦糸の共役複素速度は、

$$\begin{aligned} d\bar{z}/dt &= (\Gamma / (2\pi i)) \{(\pi / 2a) \{\cot(\pi z / 2a) - (\pi / (2a)) \cdot \cot\{\pi(z-a)/(2a)\} - 1/z\}_{z=\Delta z} \\ &= (\Gamma / (2\pi i)) [-(\pi / (2a)) \sum_{n=1}^{\infty} \{(2^{2n} \cdot B_n / (2n)!) (\pi \Delta z / (2a))^{2n-1}\} + (\pi / (2a)) \sum_{n=1}^{\infty} \{2^{2n} (2^{2n} - 1) \cdot B_n / (2n)!\} \times (\pi \Delta z / 2a)^{2n-1}] \end{aligned} \quad (5)$$

$|\Delta z| \ll a$ であるから、 Δz の一次の項だけを取れば、

$$d\bar{z}/dt = -i\lambda z + O((\Delta z)^3). \quad (6)$$

ここに、 $\lambda = \Gamma \pi / 12a^2$ である。上式の両辺に対して共役複素数を取り、時間 t に関して微分し式(6)を代入すれば、

$$d^2 z / dt^2 = \lambda^2 z \quad (7)$$

となる。上式の一般解は

$$z = C_1 \exp(\lambda t) + C_2 \exp(-\lambda t) \quad (8)$$

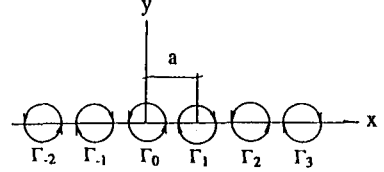
となる。いま、初期条件として $t=0$ で $z = \Delta z$, $dz/dt = 0$ を与えれば、式(8)の特解は、

$$z = \Delta z \cdot \cosh(\lambda t) \quad (9)$$

となる。 $\lambda > 0$ であるから無限領域における縦渦列は不安定である。

(2) 半無限領域における縦渦列の安定性

縦渦列が河床近傍に位置する場合には、境界として自由水面の影響は小さく河床のみを考慮すればよい。無限平坦境界が存在する場合、渦糸は境界に対して対称な位置に大きさが等しく向きが反対の仮想的な渦糸を誘起する。いま、縦渦列が境界に対して平



行に配列した場合、Figure 2 に示すような渦糸の鏡像を考慮しなければならない。縦渦列およびその鏡像を考慮した複素速度ポテンシャル W は、

$$W = (\Gamma/2\pi i) \log \cdot \sin(\pi z/2a) - (\Gamma/2\pi i) \log \cdot \sin\{\pi(z-a)/2a\} \\ - (\Gamma/2\pi i) \log \cdot \sin\{\pi(z+2ib)/2a\} - (\Gamma/2\pi i) \\ \log \cdot \sin\{\pi(z-a+2ib)/2a\} \quad (10)$$

原点 $z=0$ における渦糸の共役複素速度は、

$$U_0 - iV_0 = (\Gamma/2\pi i)(\pi/2a)[\cot\{(\pi/2a)z\} - \cot\{\pi(z-a)/2a\} \\ - \cot\{(\pi/2a)(z+2ib)/2a\} - \cot\{\pi(z-a+2ib)/2a\}] \\ - (\Gamma/2\pi i)(1/z) \Big|_{\infty} \\ = (\Gamma/2a)/\sinh(2\pi b/a) \quad (11)$$

従って、

$$U_{2n} = -U_{2n-1} = (\Gamma/2a)/\sinh(2\pi b/a) \quad (12)$$

$$V_{2n} = V_{2n-1} = 0 \quad (13)$$

となる。式(12)および(13)は、 $(2n-1)$ 番目の渦糸と $2n$ 番目の渦糸は隔たり、 $2n$ 番目と $(2n+1)$ 番目の渦糸はお互いに接近することを表す。即ち、半無限領域における縦渦列は縦渦それぞれ自身の鏡像による誘起速度から壁面に平行な運動を起こし安定な状態を保ち得ない。C.R. SmithとS.P.Schwartz⁹⁾は、乱流境界層の壁面近傍において横断面内に三本の水素気泡列を発生させ、そのtime lineを観察した。Figure 3

は、高速ビデオに取られたtime lineの典型的な動きをトレースしたものである。図中の実線はtime line、波線はtime lineから読み取られた縦渦の位置を示す。粘性底層内に発生した縦渦は、壁面の影響と縦渦間の相互作用から浮上運動を起こす方向に接近していることが認められる。渦糸モデルによる縦渦列の運動は可視化実験から得られた縦渦の運動と類似していることがわかる。

(3) 有限領域における縦渦列の安定性

水深スケールの大きさを持つ縦渦は、河床だけではなく自由水面の影響も考慮に入れなければならない。そこで、Fig. 4 に示すように河床に対してと同様に自由水面に対しても渦糸の鏡像を取り入れれば、複素速度ポテンシャル W は、

$$W = (\Gamma/2\pi i) \left[\sum_{j=-\infty}^{\infty} (-1)^j \{ \log \cdot \sin((\pi/2a)(z-ijb)) - \log \cdot \sin((\pi/2a)(z-a-ijb)) \} \right] \quad (14)$$

原点 $z=0$ における渦糸の共役複素速度は、

$$U - iV = (\Gamma/2\pi i) \left[\sum_{j=-\infty}^{\infty} (-1)^j \{ \cot((\pi/2a)(z-ijb)) - \cot((\pi/2a)(z-a-ijb)) \} - 1/z \right] \Big|_{\infty} \\ = (\Gamma/2\pi i) \{ (\pi/2a) \{ \cot(\pi z/2a) - \cot((\pi/2a)(z-a)) \} - 1/z \} \Big|_{\infty} \\ + (\Gamma/4ai) \left[\sum_{j=-\infty(j \neq 0)}^{\infty} (-1)^{j-1} \{ \cot((\pi/2a)(z-a-ijb)) - \cot((\pi/2a)(z-ijb)) \} \right] \Big|_{\infty} = 0 \quad (15)$$

従って、原点における渦糸は、静止の状態にある。ところで、渦糸は無数個あるものと想定していることから、座標原点を他の渦糸に移して同様の演算を行えば、同様の結果が得られ、全ての渦糸は静止の状態にあることが証明される。

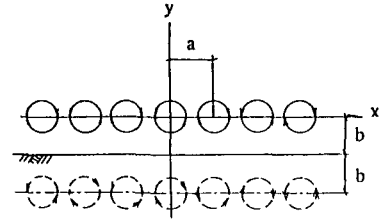


Fig.2 Longitudinal Vortex Street in Semi-infinite Region over Flat Bed

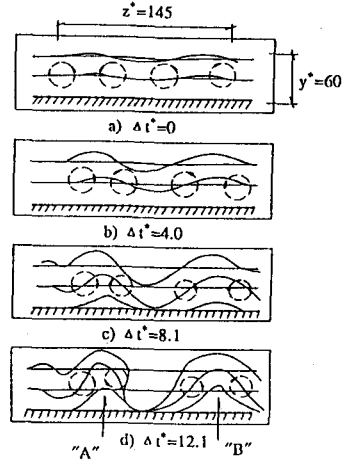


Fig.3 Behavior of Longitudinal Vortices⁹⁾

次に、このような縦渦列の安定性について検討を行う。ところで、Fig. 4 に示す有限領域において境界が流線の条件を満たすためには、第1次鏡像の渦列に対して、さらに高次の第(1+1)次鏡像の渦列を配置する必要があることから、境界条件を満足するには厳密には無限次数の渦列を要する。しかし、以下の縦渦列の安定解析では演算の簡単化を図るため、境界の影響を最も強く反映する第一次鏡像の渦列のみによって境界の効果を代表させる。いま、 $z=0$ における渦糸が、微小量 $\Delta z = \Delta x + i \Delta y$ だけ変位したとすれば、 $z=0$ における渦糸の鏡像による $z=0$ の渦糸への誘起速度は、

$$u_0 = (\Gamma/2\pi) \{ (1/(2b-2y_0)) - 1/(2b+2y_0) \} \\ = (\Gamma/4\pi b) \{ 1/(1-y_0/b) - 1/(1+y_0/b) \}$$

$y_0/b \ll 1$ であることから、上式を二項展解し、 y_0/b に関して一次の項だけを取れば、

$$u_0 = (\Gamma/2\pi b^2) y_0 \quad (16)$$

$$v_0 = 0 \quad (17)$$

次に、 $z = \pm 2ma$ における渦糸の $z=0$ の渦糸への x 方向の誘起速度は

$$u_{2m} = (\Gamma/2\pi) \{ (y_0 - y_{2m}) / |z_0 - z_{2m} - 2ma|^2 + (y_0 - y_{2m}) / |z_0 - z_{2m} + 2ma|^2 \}$$

ここに、 z_0, z_{2m} および z_{-2m} は、それぞれ $z=0, z=2ma$ および $z=-2ma$ における渦糸の微小変位量である。ところで、 $a \gg |z_0|, a \gg |z_{2m}|$ および $a \gg |z_{-2m}|$ であることから、 x 方向および y 方向の誘起速度は、

$$u_{2m} = (\Gamma/2\pi) \{ 2y_0 - (y_{2m} + y_{-2m}) \} / (2ma)^2 \quad (18)$$

$$v_{2m} = (\Gamma/2\pi) \{ 2x_0 - (x_{2m} + x_{-2m}) \} / (2ma)^2 \quad (19)$$

同様に、 $z = \pm (2m-1)a, z = \pm 2ka + 2ib, z = \pm (2k-1)a + 2ib, z = \pm 2na - 2ib$ および $z = \pm (2n-1)a - 2ib$ における各渦糸の $z=0$ の渦糸への x 方向および y 方向の誘起速度は、各々、

$$u_{2m-1} = (\Gamma/2\pi) \{ 2y_0 - (y_{2m-1} + y_{-(2m-1)}) \} / ((2m-1)a)^2 \quad (20)$$

$$v_{2m-1} = (\Gamma/2\pi) \{ 2x_0 - (x_{2m-1} + x_{-(2m-1)}) \} / ((2m-1)a)^2 \quad (21)$$

$$u_{2k} = (\Gamma/2\pi) \{ 2y_0 - (y_{2k} + y_{-2k}) - 2b \} / ((2ka)^2 + (2b)^2) \quad (22)$$

$$v_{2k} = (\Gamma/2\pi) \{ 2x_0 - (x_{2k} + x_{-2k}) \} / ((2ka)^2 + (2b)^2) \quad (23)$$

$$u_{2k-1} = (\Gamma/2\pi) \{ 2y_0 - (y_{2k-1} + y_{-(2k-1)}) - 4b \} / (((2k-1)a)^2 + (2b)^2) \quad (24)$$

$$v_{2k-1} = (\Gamma/2\pi) \{ 2x_0 - (x_{2k-1} + x_{-(2k-1)}) \} / (((2k-1)a)^2 + (2b)^2) \quad (25)$$

$$u_{2n} = (\Gamma/2\pi) \{ 2y_0 - (y_{2n} + y_{-2n}) - 4b \} / ((2na)^2 + (2b)^2) \quad (26)$$

$$v_{2n} = (\Gamma/2\pi) \{ 2x_0 - (x_{2n} + x_{-2n}) \} / ((2na)^2 + (2b)^2) \quad (27)$$

$$u_{2n-1} = (\Gamma/2\pi) \{ 2y_0 - (y_{2n-1} + y_{-(2n-1)}) + 4b \} / (((2n-1)a)^2 + (2b)^2) \quad (28)$$

$$v_{2n-1} = (\Gamma/2\pi) \{ 2x_0 - (x_{2n-1} + x_{-(2n-1)}) \} / (((2n-1)a)^2 + (2b)^2) \quad (29)$$

ところで、 $m=k=n$ のとき

$$x_{2m} = x_{2k} = x_{2n}, \quad x_{2m-1} = x_{2k-1} = x_{2n-1} \quad (30)$$

$$y_{2m} = y_{2k} = y_{2n}, \quad y_{2m-1} = y_{2k-1} = y_{2n-1} \quad (31)$$

の関係がある。全渦糸による $z=0$ の渦糸への x 方向の誘起速度は

$$U = u_0 + \sum_{m=-\infty (m \neq 0)}^{\infty} (u_{2m} + u_{2m-1}) + \sum_{k=-\infty (k \neq 0)}^{\infty} (u_{2k} + u_{2k-1}) + \sum_{n=-\infty (n \neq 0)}^{\infty} (u_{2n} + u_{2n-1}) \quad (32)$$

となる。上式に式(16),(18),(20),(22),(24),(26),(28)および(31)を代入すれば、

$$U = (\Gamma/\pi a^2) y_0 / \chi^2 + \sum_{m=1}^{\infty} \{ 1/(2m)^2 - 2/((2m)^2 + \chi^2) \} + (\Gamma/2\pi a^2) \sum_{m=1}^{\infty} \{ (y_{2m} + y_{-2m}) / (2m)^2 - 2(y_{2m} + y_{-2m}) / ((2m)^2 + \chi^2) \} \\ + (\Gamma/\pi a^2) y_0 \sum_{m=1}^{\infty} \{ 1/(2m-1)^2 - 2/((2m-1)^2 + \chi^2) \} - (\Gamma/2\pi a^2) \sum_{m=1}^{\infty} \{ (y_{2m-1} + y_{-(2m-1)}) / (2m-1)^2 - 2(y_{2m-1} + y_{-(2m-1)}) / ((2m-1)^2 + \chi^2) \} \quad (33)$$

となる。ここに、 $\chi = 2b/a$ である。 y 方向の誘起速度は、

$$V = v_0 + \sum_{m=-\infty (m \neq 0)}^{\infty} (v_{2m} + v_{2m-1}) + \sum_{k=-\infty (k \neq 0)}^{\infty} (v_{2k} + v_{2k-1}) + \sum_{n=-\infty (n \neq 0)}^{\infty} (v_{2n} + v_{2n-1}) \quad (34)$$

で表される。上式に式(17),(19),(21),(23),(25),(27),(29)および(30)を代入すれば、

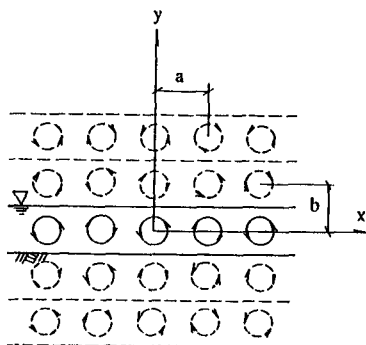


Fig. 4 Longitudinal Vortex Street in Region Bounded by Free Surface and Flat Bed

$$V = (\Gamma / \pi a^2) x_0 \sum_{m=1}^{\infty} \{1/(2m)^2 - 2/((2m)^2 + \chi^2)\} - (\Gamma / 2 \pi a^2) \sum_{m=1}^{\infty} \{(x_{2m} + x_{-2m})/(2m)^2 - 2(x_{2m} + x_{-2m})/((2m)^2 + \chi^2)\} \\ - (\Gamma / \pi a^2) x_0 \sum_{m=1}^{\infty} \{1/(2m-1)^2 - 2/((2m-1)^2 + \chi^2)\} + (\Gamma / 2 \pi a^2) \sum_{m=1}^{\infty} \{(x_{2m-1} + x_{-(2m-1)})/(2m-1)^2 - 2(x_{2m-1} + x_{-(2m-1)})/((2m-1)^2 + \chi^2)\} \quad (35)$$

となる。ところで、縦渦列の振動に空間的周期関数として三角関数を仮定すれば、微小変位量は、次式ようになる。

$$x_0 = a, y_0 = \beta, x_{2m} = a \cos 2m \phi, y_{2m} = \beta \cos 2m \phi, x_{2m-1} = a \cos(2m-1) \phi, y_{2m-1} = \beta \cos(2m-1) \phi \quad (36)$$

ここに、 a および β は時間の関数、 ϕ は任意の実数、振動の波数は ϕ/a である。上式を式(33),(35)に代入すれば、

$$U = d a / dt = -\rho (2/\chi^2 + A-B) \beta \quad (37), \quad V = d \beta / dt = \rho (A-B) a \quad (38)$$

となる。ここに、

$$\rho = (\Gamma / \pi a^2) \quad (39)$$

$$A = \sum_{m=1}^{\infty} \{1/(2m)^2 - 1/(2m-1)^2 - 2/((2m)^2 + \chi^2) + 2/((2m-1)^2 + \chi^2)\} = -(\pi^2 B_1/2) - (\pi/2 \chi) \{\coth(\chi \pi/2) - \tanh(\chi \pi/2)\} + 1/\chi^2 \quad (40)$$

$$B = \sum_{m=1}^{\infty} \{\cos 2m \phi / (2m)^2 - 2 \cos 2m \phi / ((2m)^2 + \chi^2) - \cos(2m-1) \phi / (2m-1)^2 + 2 \cos(2m-1) \phi / ((2m-1)^2 + \chi^2)\} \quad (41)$$

である。ここに、 B_1 はベルヌーイ定数である。式(37),(38)の両辺を時間 t に関して微分し、若干整理すれば、それぞれ、

$$d^2 a / dt^2 = \rho^2 (2/\chi^2 + A-B)(B-A) a \quad (42), \quad d^2 \beta / dt^2 = \rho^2 (2/\chi^2 + A-B)(B-A) \beta \quad (43)$$

となる。式(42)および(43)より、 a および β はいずれも特解 $\exp(\lambda t)$ および $\exp(-\lambda t)$ を持つ。ここに

$$\lambda = \pm \rho \{(2/\chi^2 + A-B)(B-A)\}^{1/2} \quad (44)$$

a および β が共に発散しないためには、次式の条件を満たさなければならない。

$$-\rho^2 (2/\chi^2 + A-B)(B-A) < 0 \quad (45)$$

いま、 $\phi=0$ の近傍で振動の発散を検討する。振動の波長は $2\pi a/\phi$ であることから、 $\phi=0$ はちょうど波長が無限大の大きさの振動であることを意味する。式(40),(41)において $\phi=0$ と置けば、

$$(A-B) |_{\phi=0} = 0 \quad (46), \quad \partial(A-B)/\partial \phi |_{\phi=0} = 0 \quad (47)$$

また、 $\partial^2(A-B)/\partial \phi^2 |_{\phi=0}$ は、

$$\partial^2(A-B)/\partial \phi^2 |_{\phi=0} = (\pi \chi/2) \tanh(\pi \chi/2) - (\pi \chi/2) \coth(\pi \chi/2) + 1 \quad (48)$$

開水路主流部に見いだされる縦渦は、水深スケールの大きさを有することから、 $\chi = 2b/a = 1$ とおける。上式に $\chi=1$ を代入すれば、

$$\partial^2(A-B)/\partial \phi^2 |_{\phi=0} = 0.728 > 0 \quad (49)$$

となる。それ故、 $(A-B)$ は ϕ に関して下に凸の関数形となることから、 $\phi = \Delta \phi$ の時、

$$-\rho^2 (2/\chi^2 + A-B)(B-A) |_{\phi=\Delta \phi} < 0 \quad (50)$$

すなわち、有限領域における縦渦列は、式(45)の安定条件を満足し、ある微小な振動が加えられた時その運動は発散せず常に有限な変動に留まり、Liapunov の安定条件⁹⁾によって安定であることが明かにされた。著者等は、平坦な粗面上の開水路流れに、水路の上流端より幅方向に一様な給砂を行い、その時に発生した浮流砂の高濃度と低濃度からなる縞模様が外的攪乱に対して非常に安定していることを観察した⁹⁾。このことは上記の結果とも一致し、主流部に発生した縦渦列は安定していることが認められる。

3. 縦渦列の制御

前節において水深スケールの縦渦列は底面および自由水面の影響により安定することが示された。本節ではこの特性に着目し、渦発生器により縦渦列を人工的に発生させ、河床および流砂への影響を検討する。実験に用いた水路は、長さ10m、幅288mmのアクリル樹脂製の変勾配水路である。河床には、中央粒径 $d_{50} = 0.94\text{mm}$ の均一に近い珪砂を厚さ3cmで一様に敷均し、厚さ5mmの直

角二等辺三角形の亚克力板を、図-5のように板が初期河床より高さ $\Delta=2\text{cm}$ 、迎え角 $\theta=8^\circ$ 、その間隔が初期水深の2倍となるように配置した。実験は、上記の境界条件および表-1の水利条件で通水され、120分経過後に河床形状および掃流砂量の測定が行われた。座標系は、水路上流端を原点とし、主流方向にx軸、水路横断方向にy軸、鉛直上方にz軸を取る。図-6、7および8は、各々、図-5のCase(a)およびCase(b)における河床高、掃流砂量および掃流力の横断分布を示す。なお、掃流力は、掃流砂量式にMeyer Peter-Mullerの式を適用することによって算定された。図-6より河床は、翼板の間隔が流下方向に漸縮する下流領域は谷部、漸拡する下流領域は峰部となり、Case(a)とCase(b)では、逆位相であることが認められる。また、図-7および8より掃流砂量および掃流力は河床の谷部に極大値、峰部に極小値を示す。図-6、7および8より、縦渦は図-5の中の正面図に示された配列を取ることが予知される。また、翼板周辺には顕著な局所洗掘は発生しておらず、円柱等の前方に見られる馬蹄型渦に伴う強い下降流は生じないことが示唆される。

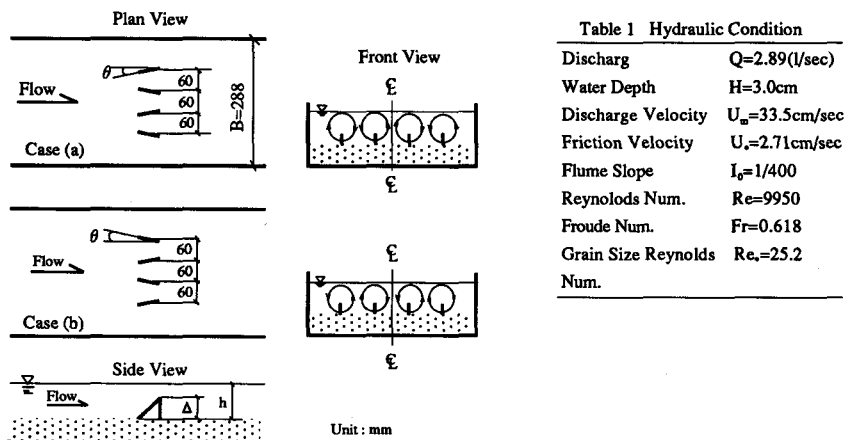


Fig.5 Relation between Vortex Generator and Longitudinal Vortices

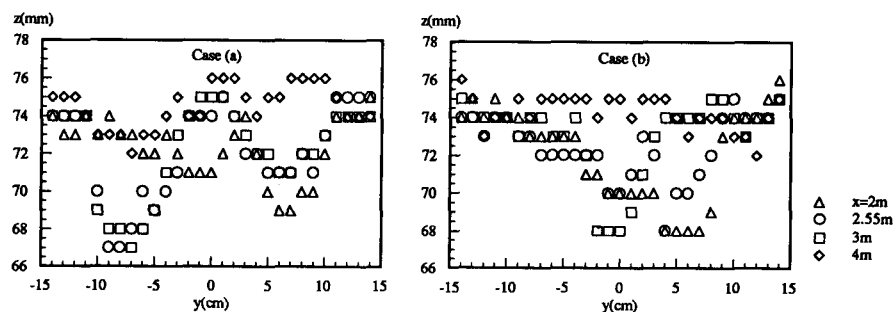


Fig.6 Spanwise Distribution of Bed Height

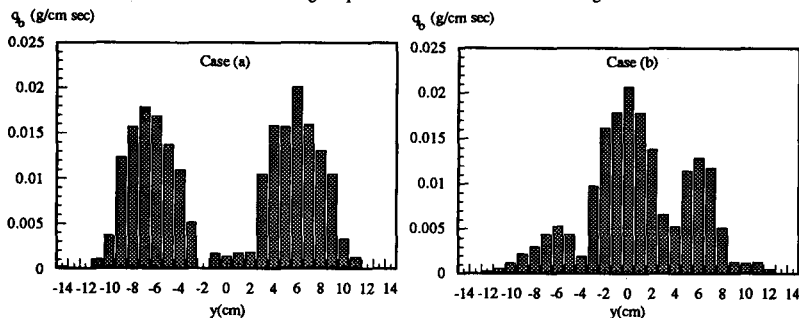


Fig.7 Spanwise Distribution of Bed Load

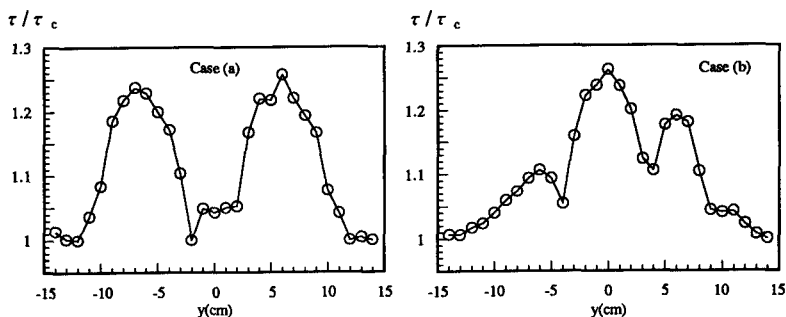


Fig.8 Spanwise Distribution of Tractive Force

4. 結論

主流方向に軸を持つ縦渦が、その向きを交互に変えて配列した縦渦列は、壁乱流の内層において頻繁に見い出され、また、開水路主流部においてもレイノルズ数の大きい場合には約2倍の水深スケールの間隔で配列していることが観察されている。壁乱流の特徴から、水深スケールの大きさを持つ縦渦列は、自由水面と河床の両者の影響を受けるのに対し、内層の縦渦列は河床の影響を最も強く受け、自由水面の影響は弱い。本研究では、境界の影響に着目した縦渦列の安定機構およびその制御が検討された。得られた結果は以下の通りである。

- (1) 無限領域における縦渦列は、平衡状態にあるが微小摂動に対して不安定である。
- (2) 河床の影響を考慮した半無限領域における縦渦列はそれ自身の鏡像による誘起速度により平衡状態を保ち得ない。また、その運動は、縦渦間の相互作用により浮上運動を起こす方向に接近する。このことは、従来の可視化実験の結果とも一致する。
- (3) 河床および自由水面の影響を考慮した有限領域における縦渦列は、平衡状態にあり、また、微小摂動に対して Liapunov の安定条件によって安定である。開水路主流部に観察される縦渦列はかなり安定していることから、渦糸モデルの理論結果が妥当なものであることが認められた。
- (4) 翼板により縦渦列を発生させることにより流砂および河床形状の制御が可能であり、また、翼板周辺には橋脚や水制等に見られる局所洗掘が生じないことが実験的に示された。

参考文献

- 1) Kline, S.J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A. and Runstadler, P.W.: J.F.M. Vol.30, pp.741-773, 1967
- 2) 巽友正編: 乱流現象の科学, 東京大学出版, 1986
- 3) W.R.Pauley and J.K.Eaton: AIAA Journal, Vol.26, No.7, pp.816-823, 1988
- 4) 木下良作: 石狩川河動変遷調査(本編, 参考編), 科学技術庁資源局資料, No.36, 1961
- 5) 芦田和男(研究代表者): 洪水流の三次元流況と流路形態に関する研究, 土木学会水理委員会, 1982
- 6) 中川博次, 福津家久, 富永晃宏: 土木学会論文報告集, 第312号, pp.93-105, 1981
- 7) 大本照憲, 平野宗夫, 天野光歩: 第21回乱流シンポジウム講演論文集, pp.257-263, 1989
- 8) 平野宗夫, 大本照憲, 松枝修治: 第30回水理講演会論文集, pp.619-624, 1986
- 9) C.R.Smith etc.: Phys.Fluids 26(3):pp.641-652, 1983
- 10) 巽友正, 後藤金英: 流れの安定性理論, 産業図書出版, 1976