

日本大学工学部 正 員 長林 久夫
日本大学工学部 正 員 木村 晋代治

1. はじめに 開水路流れにおける乱流構造に関する研究において、固定床水路での二次元セリ流について多くの実験的研究がなされ、乱れ特性量についてもその特性はほぼ把握されてきたと思える。しかし長方形開水路の流れにおいても、水路横断面内での

表-1 測定水理量

Case	H (cm)	B/H	U_m (cm/s)	I	$Re = \frac{U_m R}{\nu}$	$Fr = \frac{U_m}{\sqrt{gR}}$	T (°C)
A-1	4.11	9.73	83.1	$4.53 \cdot 10^{-3}$	$2.61 \cdot 10^4$	1.44	17.0
A-2	9.85	4.06	84.0	$2.71 \cdot 10^{-3}$	$3.73 \cdot 10^4$	1.18	14.0
A-3	24.0	1.67	35.4	$2.63 \cdot 10^{-4}$	$3.61 \cdot 10^4$	0.342	17.5
B-1	4.60	2.17	34.5	$1.63 \cdot 10^{-3}$	$7.13 \cdot 10^3$	0.713	14.5
B-2	5.69	1.75	36.4	$1.50 \cdot 10^{-3}$	$8.89 \cdot 10^3$	0.714	16.9
B-3	8.01	1.24	41.4	$1.74 \cdot 10^{-3}$	$1.05 \cdot 10^4$	0.755	12.9
B-4	9.42	1.06	42.1	$1.55 \cdot 10^{-3}$	$1.15 \cdot 10^4$	0.744	13.3

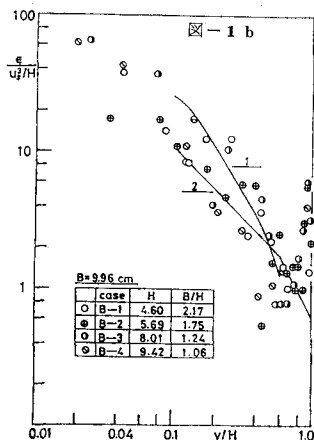
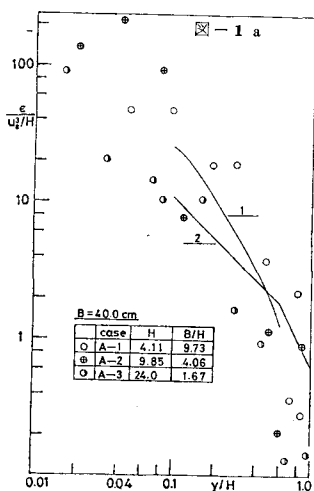
乱れ特性量の普適的特性に関する検討は流れに対する二次流や自由水面壁面等の境界面の影響を含めた乱流構造の複雑さのためにあまりなされていまいやうである。本研究においては開水路流れにおける水路横断面内の乱れ特性量を把握し、流れに及ぼす境界面の影響を明らかにすることを目的として、これまでに乱れ特性量に及ぼす側壁等の影響についての実験的検討を行ってきた。しかし現在のところ、一つの乱れ特性量を対象としてもその特性量に及ぼす影響を底面、側壁等のそれぞれの境界面へ系統的に分割することは、組織的な流れの構造とも関連して困難であり、多くの実験データの蓄積を必要とするものと考えらる。よって本報においては既報に続

いて、水路断面内の一点の二次元エネルギー・スペクトルに着目して、スペクトルから得られる特性渦に対する多重構造性について考察するものである。スペクトルより流れの多重構造性を評価する場合、スペクトルの相似則の慣性小領域にあるスペクトルの一方側則が波数域の中に数ヶ所見られることが特徴としてあげられる。一般にこれらの複数の慣性小領域はそれぞれの特徴的な渦の支配スケールに差のあるものほど明確に認められることが報告されている。しかし本報で扱うようなB/Hが小さな流れでは、複数の境界面からの影響が強く、より多重構造性の強い流れと思われるが支配スケールの差がないために、そのスペクトル分布には一つの慣性小領域が存在するものが特徴である。そこで

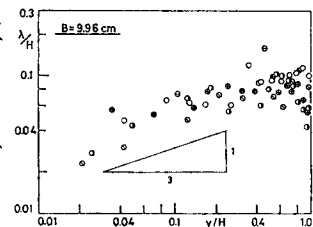
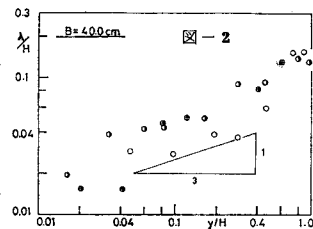
ここではこのような多重構造性・スペクトルの分布形状の評価を行うために、慣性小領域より得られるエネルギー・散率、テウのマイクロスケール、そしてコロモゴロフのマイクロスケールを求めた。そしてこれらの水路中央部での鉛直分布をB/Hの水理量の変化をもとに調べた。また今本等を用いたスペクトルの遷移波数によって前波数と後波数側における慣性領域の始点と終点の波数についての検討を行ったものである。測定水理量は表-1に示す通りである。実験は、case Aが幅40cm、長さ15mの鋼製循環式可傾斜水路の結果で二次元的流れに近い状態を対象としたものである。case Bは幅10cm、長さ8mの亚克力製水路での結果でB/Hの比較的小さな流れについての検討を行ったものである。

2. 結果および考察

エネルギー・散率の検討 図-1 (a), (b) はそれぞれ式(1)を慣性小領域に適用して得られたエネルギー・散率に関する無次元表示を示したものである。横軸は測定点の高さyを水深Hで除した相対水深を示している。



図中の実線は二次元水路における函数表示で1は式(2)に示す中川・林津によるもので2は式(3)に示す今本・浅野によるものである。これは $B=40.0\text{cm}$ の二次元流れの状態に近い水理量でよくこれらの函数表示の傾向を示している。また B/H の小な $B=9.96\text{cm}$ においては、 y/H が約0.6以上において無次元表示に上昇する傾向が見られ函数表示とは異なるこの地点から水面に向かってエネルギー消耗が増加しているのが認められる。



マイクロスケールの検討 図-2は式(4)によるテラのマイクロスケールの無次元表示を示したもので $B=40.0\text{cm}$ の場合はいずれも林津による式(4)の函数表示の $1/3$ 乗の勾配を示しており、 B/H の小な $B=9.96\text{cm}$ においては、 B/H が小さくなるにつれて、 y/H が0.6以上の地点で $1/3$ 乗に比例した勾配が失われて渦径が減少する傾向が見られる。

図-3は式(4)によって得られるコロモゴロフのマイクロスケールを式(4)の浅野の函数表示を用いて示したものであり、図中の実線はその函数表示である。この図においても図-2と同様 $B=9.96\text{cm}$ の B/H の小なものは函数表示からはずれて渦径は減少する傾向を示している。以上、 y/B が0.6から水面側での渦径の変化とエネルギー消散率とを既報での乱れ強さの増大、もしくはスファクトル形状の変化と考へ合せて見ると、この領域では断面による流れの構造とは異なることが考えられる。

スファクトルの遷移波数の検討 図-4は高波数側に見られる慣性小領域の始点の波数を渦径 L_1 として示し、スファクトルの累加百分率より求められた L_{50} によって無次元化したものである。 L_{50} はほぼ平均渦径のオーダーであり、これは慣性小領域始点の渦径の無次元表示は B/H によるほぼ一定のオーダーであることがわかる。図-5は図-4と同じ慣性小領域の終点、すなわち $1/3$ 乗を有する粘性小領域での境界の渦径 L_{1e} をテラのマイクロスケールで無次元化したものである。この図においても図-4と同様に B/H によるほぼ0.4付近を中心にはなっている。

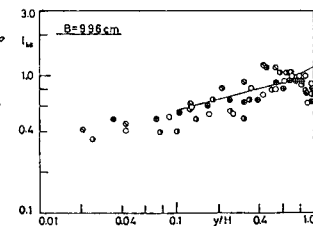
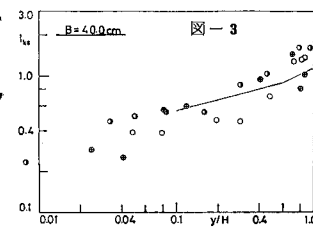
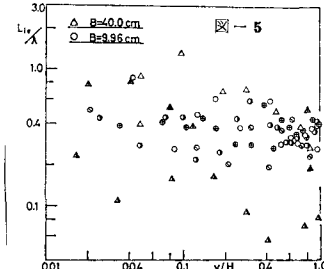
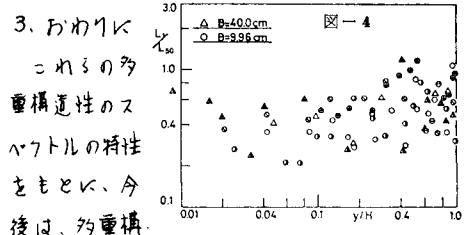
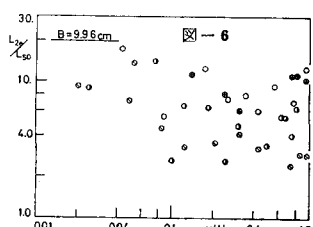


図-6はcase Bの実験ケースについて、低波数側に一部分、多重構造性を示すと思われる慣性小領域を認められたもののみについての終点の渦径 L_{ee} の無次元表示を示したものである。この図より B/H に伴ってこの無次元表示が減少し図-4に示す高波数側の慣性小領域に近づくのが認められ、今本等と同様の傾向を示している。



性を有するスファクトル形状の評価に用いる検討を行っていきたく考えている。(参考文献)

$$\begin{aligned} & \cdot F(k) = A \epsilon^{\frac{1}{3}} k^{-\frac{5}{3}} \quad A = 0.48 \quad (1) \\ & \cdot \frac{\epsilon}{u^3/H} = C_1 \frac{(1-y/H)^{\frac{1}{2}}}{(y/H)} \quad C_1 = 3.0 \quad 0.1 < y/H < 0.6 \quad (2) \\ & \cdot \frac{\epsilon}{u^3/H} = b \left(\frac{y}{H}\right)^a \quad \begin{cases} 0.1 < y/H < 0.6 & a = -1 \quad b = 1.1 \\ 0.6 < y/H < 1.0 & a = -2 \quad b = 0.63 \end{cases} \quad (3) \\ & \cdot \epsilon = 15 \nu \frac{u^3}{\lambda^2} \quad (4) \\ & \cdot \lambda/H = C_2 \left(\frac{y}{H}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (5) \\ & \cdot L_k = (\nu^2/\epsilon)^{\frac{1}{3}} \quad (6) \\ & \cdot L_{kt} = \frac{L_k}{H(4H/\lambda)^{\frac{1}{3}}} = \frac{1}{112} \left(\frac{y}{H}\right)^{\frac{1}{6}} \quad (7) \end{aligned}$$

- ① 長村・木村：第33回土木学会年報
- ② 浅野・今本・石井：第31回土木学会年報
- ③ 中川・林津・土田：土木学会論文集 No.261, 1978-9
- ④ 浅野・實久：昭和55年京都大学博士論文
- ⑤ 林津・家久：昭和52年京都大学博士論文
- ⑥ 長村・木村：日本大学工学部要報昭和55年第21巻A