

東京大学工学部	正員	玉井 信行
清水建設土木設計部	正員	○ 林 博一
東京大学工学部	正員	廣沢 佑輔

1. はじめに

乱れの計測は、空気流については相当早い時期から行なわれてきたが、水流用の高感度の流速計の開発はこれに比べると遅れていた。最近 Hot-film 型流速計が実用化され開水路の乱れに關しても測定例がふえて^{(1)~(5)}いるが、自由表面の影響を論じているものは少ない。こゝでは、レイノルズ数を一定に保ったまゝフルード数を変化させた乱れにおける乱れの計測結果と、同時に測定した自由表面の波と乱れとの關係について報告する。

2. 実験装置及び測定方法

実験に用いた水路は全長 22 m、幅 40 cm の迴流式可変配水路で、底面はペンキ塗で滑面と考えることができる。測定に用いた定温度型熱膜流速計は日本科学工業製で、sensorには cylindrical type を用いた。流速計の設置位置は水路上流端より 13.14 m の断面で、水路中央部で測定を行なった。

流速計の較正は、流速計の下流 1 m 地点に Hot-film probe と同一水深、同一断面にピト-管を設置し Hot-film 流速計の出力との較正を行なった。Hot-film probe は水温、気泡、水の汚れに鋭敏で、各測定時に出力特性が変化した。しかし 1 分間程度の間であれば出力特性は変化せず、また各測定時ともに流速と出力電圧とは直線關係にありかつこの直線は原点を通ることが知れたので、一点毎にピト-管で平均流速を測定しながら 30 秒間の乱流測定を行なった。従つて、この較正方法に依れば水の汚れ、水温変化の影響を除去できることになる。

波高計は抵抗線の大さ 0.5 mm、間隔は 3 mm の抵抗線式波高計を用いた。直線性、周波数特性は十分に良好であった。常流時にはこの波高計は自身で起こした波(約 200 Hz)を観測してしまうが、これは 80 Hz のローパスフィルタを介して取除いた。

スペクトル解析には Tukey の方法を用いた。オシロスコープによる觀察に依れば、波の測定では 20~30 Hz、乱れの測定では 30~40 Hz の成分が卓越していることが判明したので、sampling 間隔 $\Delta t = 1/100$ 秒とし、データ総数 $N = 3000$ 、自由度 30 とした。従つて、最大のずらしの個数 $m = 200$ である。A-D 変換は東大交通研の CLOAP 2000 E で行なった。lag window は赤池の法を用いて平滑化し、エネルギースペクトル密度 $E(\pi)$ を算出した。乱れの最小スケール λ_x は、周波数空間における關係を用いて算出された。

$$\frac{1}{\lambda_x^2} = \frac{4\pi^2}{U^2} \int_0^\infty \pi^2 F(\pi) d\pi \quad (1)$$

こゝに、 U : 局所平均流速、 π : 周波数、 $F(\pi) = E(\pi)/U'^2$ 、 $U' = (\overline{u'^2})^{1/2}$ であり、 $F(\pi)$ は規格化されたエネルギースペクトル、 U' は乱れの強度である。

3. 実験結果及び考察

(1) 水理条件 表-1 に実験の水理量を示す。フルード数 Fr の影響のみを調べるため、レイノルズ数 Re は一定になるように条件を選んでいる。平均流速分布は対数則でよく表現でき、測定は粘性底層外で行なわれたことがわかり、ほぼ水面付近まで片対数グラフ上で直線と表現され、水面まで乱流境界層になっていることが知られる(図-1 参照)。

(2) 乱れの相対的な強さ 乱れの相対的な強さは図-2 に示すように、他の研究者が開水路^{(1)~(3)}及び風洞⁽⁶⁾を得たと同じように、水路床からほぼ一様に減少する結果を得た。こゝでは受感部の形態上の制約から、水路床の極く近傍の測定は行なわれていない。この図より、常流側($Fr < 1$)では Fr 数の大きな方が相対的な乱れの強

表-1 実験の水理量

RUN	水深 H (cm)	流量 Q (l/s)	平均流速 (cm/s)	フルド数 Fr	径深 (cm)	勾配	レイルス数 Re	U_{κ} (cm/s)	水温 ($^{\circ}\text{C}$)	τ_0 (dyne/cm^2)	ν (cm^2/s)
H-1, W-1	6.24	14.2	56.9	0.726	4.76	1.50×10^{-3}	3.74×10^4	2.64	22.3	6.99	9.53×10^{-3}
H-2, W-2	5.34	14.2	66.5	0.919	4.22	2.10×10^{-3}	3.74×10^4	2.95	22.3	8.67	9.53×10^{-3}
H-3, W-3	5.94	14.2	59.9	0.785	4.57	1.80×10^{-3}	3.72×10^4	2.84	22.5	8.07	9.48×10^{-3}
H-4, W-4	4.83	14.2	73.5	1.069	3.89	3.15×10^{-3}	3.74×10^4	3.47	22.3	12.00	9.53×10^{-3}
H-5, W-5	4.53	14.2	78.4	1.177	3.69	3.75×10^{-3}	3.75×10^4	3.68	22.5	13.57	9.48×10^{-3}
H-6, W-6	4.17	14.2	85.1	1.332	3.45	4.50×10^{-3}	3.76×10^4	3.90	22.6	15.22	9.46×10^{-3}

(註) H: Hot-film 型流速計による乱水の測定, W: 液高計による水面変位の測定

さも大きく, 射流側 ($Fr > 1$) では乱水の相対的な強さは Fr 数に依らずにほぼ一定であることがわかる。また, 常流側の方が射流側よりも乱水の相対的な強さは大きくなっている。これを換言すると, 流れにおいて重力の影響が卓越している間は, 乱水は流速変化に大きく影響され, 慣性力が卓越する領域では乱水は流速には殆んど支配されない, と言える。常流の方が乱水が着しい点については, 流体抵抗を論じた本間⁷⁾の論文にも同様な記述が見られる。

(3) 水面変位のエネルギースペクトル

自由表面の波のエネルギースペクトル (図-3参照) は, $\omega = 20 \sim 30 \text{ Hz}$ に小さなピークが存在する。水面付近の乱水のエネルギースペクトルも大略同じ周波数域でエネルギーが増大する傾向を見せており, 水面付近では波と乱水が密接な関係にあることが推測される。さらにこの図より, 水面変位のスペクトルは Fr 数に大きく支配され, 常流では周波数の大きな波が早く減衰しているのに対し, 射流では周波数の大きい波のエネルギーレベルが常流に比し高い。従って, 自由水面における波は, 常流では周期の長い波が支配的であり, 射流では周期の短い波の役割が相対的に高い, とすし, 通常開水路水面において観察される現象と一致する。エネルギースペクトルの減衰特性は Fr 数に依らず一定で, $F(\omega) \propto \omega^{-3}$ である。

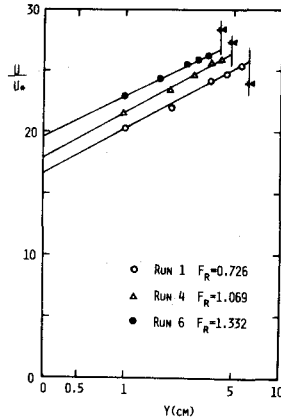


図-1 平均流速分布

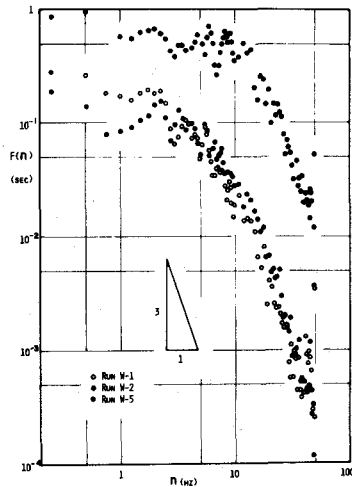


図-3

水面変位のエネルギースペクトル

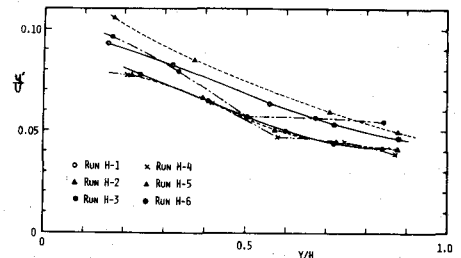


図-2 乱水の相対強さの分布

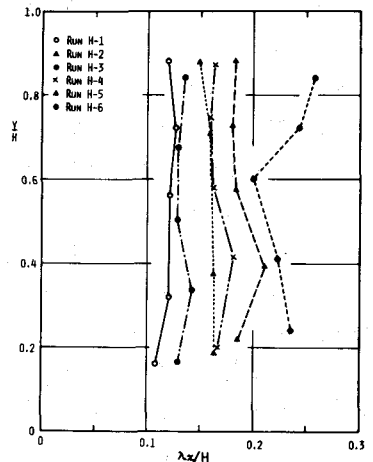


図-4

乱水の最小スケールの分布

(4) 乱れの最小スケール 図-4に乱れの *microscale* の分布を示す。 λ_x/H の分布は水深方向にほぼ一様であるが、Run 6を除けば $Y/H=0.4$ 付近で最大値を持つ傾向にある。分布形状については風洞内で得られた Lauferの結果と似ており、自由水面のない場合との明確な比較は難しい。最小スケールの大きさは Fr 数に大きく支配され、 Fr 数と共に増大する。この点は石井等の報告と傾向が逆であり、今後検討を要すると考えられる。

(5) 自由表面の波について 水面波高の二乗平均 $\bar{z}'^2$ と Fr 数の関係を図-5に示す。 $0.8 < Fr < 0.9$ では $\bar{z}'^2$ はほぼ一様であり、 $Fr > 1$ では $\bar{z}'^2$ は Fr と共に単調に増大する。さらに、 $Fr=1.0$ の付近では射流側よりも常流側の $\bar{z}'^2$ が大きくなり、水面が乱れていることを示している。

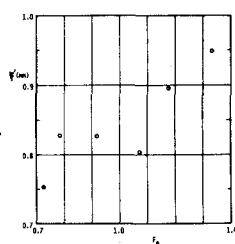


図-5 水面変位の二乗平均のフルード数による変化

(6) 乱れと自由表面の波の相関について

計算結果による乱れの *macroscale* は、ずいぶん時間の大きな領域での自己相関係数に大きく依存するため非常に不安定な結果を与えた。従って、乱れ計測から得られる平均スケールと自由表面の波高とを比較すると非常にバラツキが生ずるので、ここでは混合距離を用いて議論することとした。混合距離 $l=kY$ をエネルギーを持つ渦の平均的な大きさと考えれば、 l のスケールによる単位質量、単位時間当りのエネルギー消散 ϵ は

$$\epsilon = A \cdot u^3 / l$$

A: 定数

(2)

で与えられる。 u^3/l のグラフより $Y/H=0.9$ 、 0.8 における値を求め、それと水面変位の二乗平均と比較したのが図-6である。これから判るように水表面の近く ($Y/H=0.9$) では l のスケールの場によるエネルギー消散と波の二乗平均との相関は非常に良く、波のエネルギーは一般に波高の二乗平均に比例すると考えられるから、乱れのエネルギー消散と波のエネルギーとの相関が高い、と言える。

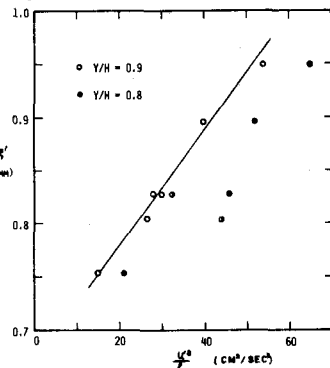


図-6 水面変位の二乗平均とエネルギー消散

4. 結論

- i) 乱れの相対的な強さは、常流では Fr 数と共に増大し、射流では Fr 数に依らず一定である。また、常流よりも射流の方が乱れの相対的な強さは小さい。
- ii) 自由表面の波は、常流では短周期の波が早く減衰し、射流側では短周期の波のエネルギーレベルが高い。
- iii) 乱れの最小スケールは Fr 数が大きくなると共に増大している。
- iv) 自由表面の波のエネルギーは、 $Fr=1.0$ の前後では射流側よりも常流側が大きい。射流域では Fr 数と共に増加する傾向を示している。
- v) 開水路においては、自由表面の波を持つエネルギーと、自由表面付近におけるエネルギー含有場によるエネルギー消散の間には高い相関がある。

参考文献

- 1) Richardson, E.V. & R.S. McQuivey, Proc. ASCE, Vol. 94, HY 2, 1968.
- 2) McQuivey, R.S. & E.V. Richardson, Proc. ASCE, Vol. 95, HY 1, 1969.
- 3) Raichlen, F., Proc. ASCE, Vol. 93, EM 2, 1967.
- 4) 石井千太郎, 坂倉忠興, 井 力, 土木学会論文報告集, No. 180, 1970.
- 5) 今井博健, 土木学会論文報告集, No. 197, 1972.
- 6) Laufer, J., Rept. No. 1053, NACA, 1951.
- 7) 本間 仁, 土木学会誌 28巻, 5号, 1942. 及び 30巻, 3号, 1944.