

開水路流れにおける乱れの空間構造について (4)

今本 博 健・浅野 富夫・佐々木 健

ON THE SPATIAL STRUCTURE OF TURBULENCE IN OPEN CHANNEL FLOWS (4)

By *Hirotake IMAMOTO, Tomio ASANO and Ken SASAKI*

Synopsis

The time-space structure of turbulence is characterized by the spatial extension of turbulence and convection process with main flow. Through the turbulence measurement by hot-film flowmeters at multi-points, these characteristics in a free surface shear flow are investigated by means of techniques of time-space correlation coefficient and spectral function.

The experimental results obtained are as follows; 1) The spatial scale of turbulence near the free surface is larger than that near the bed and the ratio of longitudinal, lateral and vertical scale at the half depth is 10: (2~4): (3~4). 2) The phase of turbulence near the free surface is in advance of that near the bed, while the phase lag of turbulence measured at two points separated laterally is negligible. 3) The convection velocity is almost same as the local mean velocity and independent of the frequency. 4) The Lagrangian time scale which is normalized with the depth, mean velocity and friction velocity depends only on the relative depth. 5) The longitudinal coherency may be represented by the power law of frequency.

1. は じ め に

乱流状態の流れにおける速度は時間的にも空間的にも不規則な変動を繰返しており、乱流場の特性を解明するには乱れ速度の時空間構造を明らかにする必要がある。このため著者らは従来より開水路流れにおける乱れ速度の時空間構造について実験的検討を加え^{1)~4)}、乱れの空間的広がりならびに移流過程についていくつかの興味ある特性を明らかにしてきた。

たとえば、乱れは空間的に流れ方向へともっとも大きく広がっており、水路幅方向および鉛直方向には同程度であり、また自由表面近傍ほど乱れの広がり大きくかつ位相も進んでいることが知れた。さらに、乱れを周波数成分ごとに見た場合、時空間構造は持続時間と3方向の最適積分スケールおよび最適遅れ時間の7種の特性量によって記述されることを示し、それらの特性量と周波数との関係を明らかにしてきた。

しかしながら、これまでの研究はいずれも定性的特性の検討にとどまるところが多く、また乱流場の時空間構造を規定する特性量と水理条件との関係についての検討はあまりなされておらず、多くの問題点が不明のまま残されている。このため、本研究においては時空間構造特性量と水理条件との関係の解明に重点をおくとともに、定量的特性を把握するため時空間構造の解明の基礎となる多点同時計測そのものの有効性についても検討を加えることとした。

2. 多点同時計測の有効性

本実験では2台のホットフィルム流速計を同時使用した速度計測が行なわれているが、このような多点同時計測においては、流体中に設置された流速計そのものによる流れの擾乱が計測値に大きな影響を与える可

性能がある。とくに、計測点として流れ方向に離れた2点が選ばれている場合、上流側に設置されたプローブの下流側計測点における速度計測に及ぼす影響はかなり著しいものと考えられ、計測に際してはその影響ができるだけ軽減されるよう工夫するとともに、影響の度合いを明確に把握しておく必要がある。

本実験においては、上流側プローブとしてファイバー型のもが用いられているが、上・下流側で計測された平均速度 U 、乱れの強さ u' およびスペクトル $S(f)$ の比較により計測の有効性について検討を行なうとつぎのようである。なお、上流側 ($x=0$) および下流側 ($x=x$) での計測値には、それぞれ、添字 0 および x を用いて区別することにする。

Fig. 1 は平均速度についての比較を行なったものであって、速度比 U_x/U_0 が計測点間の無次元化距離 x/d (d : プローブサポートの直径) に対して示されている。図にみられるように計測値にばらつきはあるものの、 x/d の増減に伴う U_x/U_0 の変化はそれほど顕著ではない。ただし、路床面近傍 ($z_0/H=0.10$) における U_x/U_0 は $x/d=30$ 付近でかなり小さくなっているが、これはプローブサポートによって発生された後流渦の影響と考えられる。しかしながら、 U_0 と U_x との差異はそれほど小さくなく、いずれの相対水深 z_0/H においても近似的には $U_x=U_0$ とみなされ、平均速度計測における上流側プローブによる影響は無視しうるとして差支えないようである。

Fig. 2 は乱れの強さの比 u'_x/u'_0 を平均速度の場合と同様に示したものであるが、 u'_x/u'_0 は U_x/U_0 の場合とは異なり、一般に、 x/d によって大きく変化している。すなわち、 u'_x/u'_0 は x/d が小さいとき 1 よりかなり大きな値をとり、 x/d の増加とともに減少していくが、 $x/d=10$ 程度を過ぎると、この傾向は著しくゆるやかになることが知れる。また、 u'_x/u'_0 は z_0/H によっても異なり、路床面近傍あるいは自由表面近傍において u'_x/u'_0 は大きくなっている。乱れの強さがこのような様相を呈する原因としては、路床面近傍においては上流側プローブ・サポートによって発生された後流渦による乱れが路床面の存在のために拡散されにくく、また自由表面近傍では表面波による影響が顕著になるためと考えられる。このように、 u'_x/u'_0 は計測点間の距離が極端に小さくなければ 1 程度となり、乱れ速度についても定性的かつ定量的な多点同時計測が可能であると推測される。

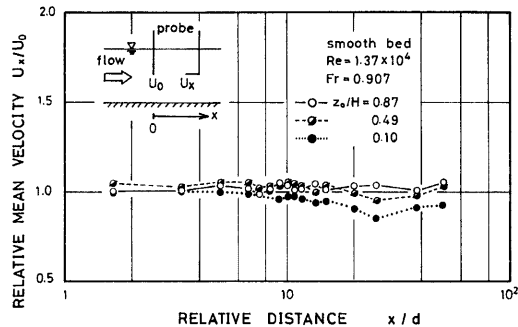


Fig. 1. An example of the mean velocity measured at two positions separated along the longitudinal direction.

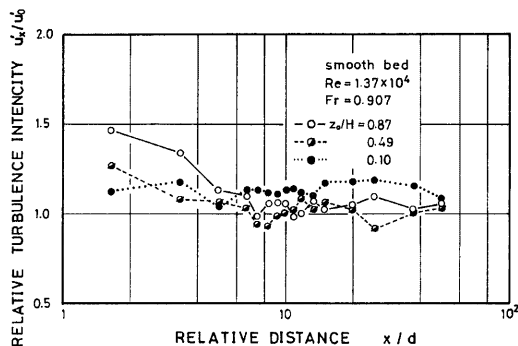


Fig. 2. An example of the turbulent intensity measured at two positions separated along the longitudinal direction.

なお、本実験における時空間構造の解析には u_x'/u_0' が 1 程度とみなせる領域のものに重点がおかれており、得られた結果は十分信頼性の高いものと考えられる。

さらに、上流側ブロープの影響をスペクトルにより検討すると **Fig. 3** のようになり、 $S_x(f)$ は $S_0(f)$ に比し高周波数領域において一般に大きくなる傾向がみられる。この傾向は乱れの強さ u' の場合と同様に x/d が小さいほど顕著であるとともに、高周波数成分の乱れについてより著しいことが知れる。しかしながら、周波数の増加に伴うスペクトルの低減特性にはかなり相似性がうかがわれ、コヒーレンシに関する相似理論の検討も可能であることが知れる。

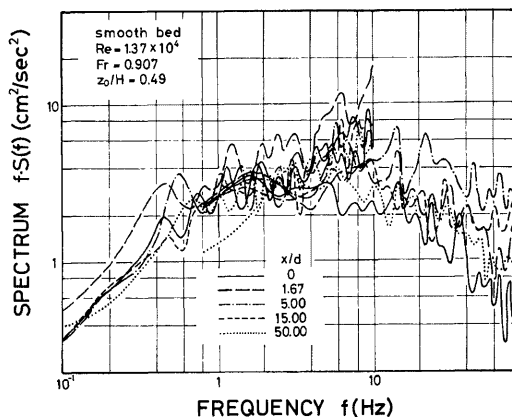


Fig. 3. An example of the spectrum measured at two positions separated along the longitudinal direction.

3. 空間的広がり

乱れの空間構造を把握するうえで等相関係数を用いることは有効な方法であり、本研究においても等相関係数に基づいて乱れの空間構造に関する検討を行ない、等方性乱流の適用性についても若干の考察を加えている。

流れ方向の時空間相関係数 $R(x; t)$ の等相関線の一例として、滑面常流における 3 種の相対水深のものを示すと **Fig. 4** のようになる。いずれの図においても、等相関線は最適相関係数 $R(x; t_x)$ および時間相関係数 $R(t)$ を直線で近似した **Fig. 5** と同じような様相を呈し、最大相関係数を連ねた $R(x; t_x)$ に関してはほぼ対称となっている。なお、**Fig. 5** において、 $R(x; t)$ は $R(x; t_x)$ と $R(t)$ との積によって表わされると仮定されている。すなわち、

$$R(x; t) = R(x; t_x) \cdot R(t - t_x), \quad (t_x = x/U_c) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、

$$R(x; t_x) = 1 - \frac{x}{2L_L} = 1 - \frac{x}{2U_c T_L} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$R(t) \approx 1 - \frac{t}{2T_B} \quad \dots\dots\dots (3)$$

であって、 U_c は乱れの移流速度、 T_L および T_B はそれぞれラグランジュ的平均スケールおよびオイラー的平均スケールを表わし、**Fig. 5** は

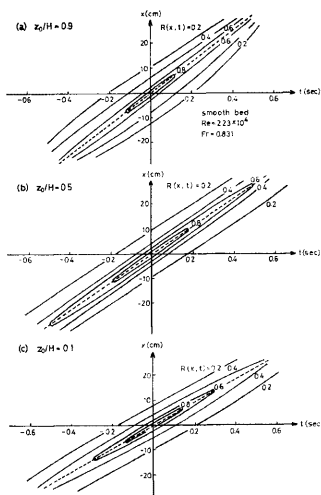


Fig. 4. An example of the longitudinal time-space isocorrelation coefficient.

$$\frac{T_L}{T_B} = \frac{L_L/U_c}{T_B} = 10 \quad \dots\dots\dots (4)$$

の場合について例示されたものである。

さらに, **Fig. 4** において, 空間相関係数 $R(x)$ あるいは時間相関係数 $R(t)$ はそれぞれ x あるいは t の増加に伴って減少していくが, $R(x)$ の減少の度合いが路床面近傍のものほど大きいのにに対し, $R(t)$ についてはいずれの相対水深においても同程度となっている。 $R(x)$ の特性より乱れの流れ方向の空間的な広がり路床面近傍のものほど小さいことが知れる。また, $R(x; t_x)$ も x あるいは t_x の増加とともに減少していくが, 減少の度合いは路床面近傍のものほど大きく, 移流に伴う乱れの変形は路床面近傍ほど著しいことがうかがわれる。

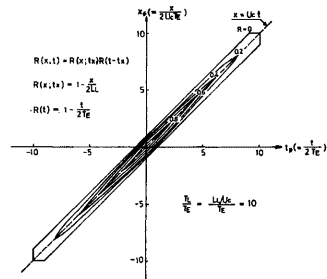


Fig. 5. An example of the longitudinal time-space isocorrelation coefficient (in theory).

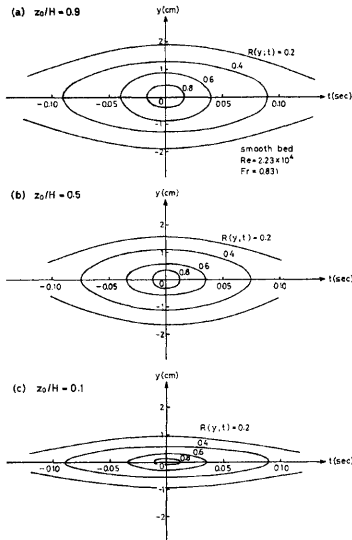


Fig. 6. An example of the lateral time-space isocorrelation coefficient.

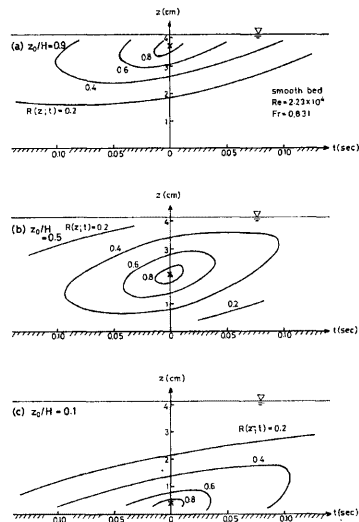


Fig. 7. An example of the vertical time-space isocorrelation coefficient.

Fig. 6 および **7** はそれぞれ水路幅方向および鉛直方向の時空間相関係数 $R(y; t)$, $R(z; t)$ を $R(x; t)$ と同様に示したものである。水路幅方向についての **Fig. 6** において等相関線は y 軸に関して対称となり, 乱れは水路幅方向に位相差がなく乱れの広がり是对称性を有している。水路幅方向の距離 y が図に示された以上に離れると $R(y; t)$ は極端に不安定となり, 異なる乱れの領域となるようである。また, 空間相関係数 $R(y)$ も $R(x)$ と同様に路床面近傍ほど減少の度合いが著しく, 乱れの広がり自由表面近傍ほど大きいことが知れる。

一方, 鉛直方向の等相関線を示した **Fig. 7** は水路幅方向に対するものとは異なり, 等相関線は z 軸に開

して対称とならず、開水路流れのようなせん断乱流において乱れは鉛直方向には位相差が生じ、自由表面近傍ほど乱れの位相は進んでいることになる。なお、図において時間 t は乱れの位相が進んでいる場合を正として示されている。また、鉛直方向の広がりも他の方向の場合と同様に路床面近傍ほど小さく、さらに、基準点より自由表面側に対するものの方が路床面側に対するものよりも若干大きいようである。

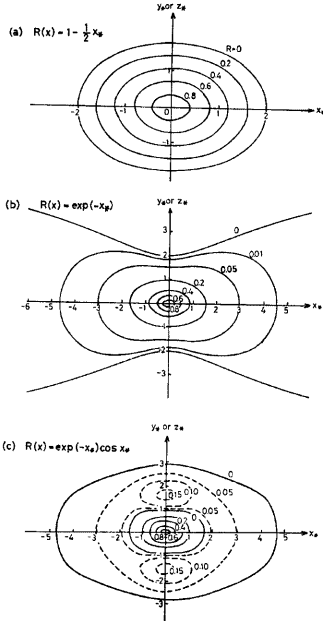


Fig. 8. Space isocorrelation coefficients (uniform isotropic turbulence).

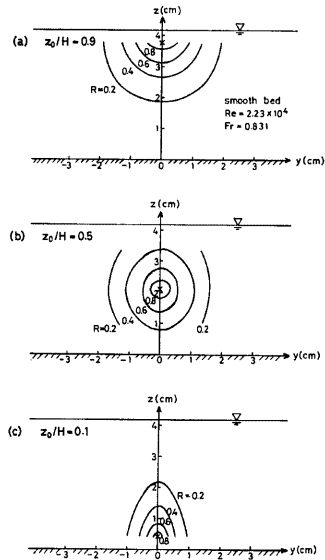


Fig. 9. An example of space isocorrelation coefficient.

これに対し、一様等方性乱流において流れ方向の空間相関係数 $R(x)$ としてつぎの3種の関数形を仮定した場合、空間相関係数の等相線は **Fig. 8** のようになる。すなわち、**Fig. 8** (a), (b), (c) はそれぞれ $R(x)$ を

$$R(x_*) = 1 - \frac{1}{2} x_* \quad (0 \leq x_* \leq 2) \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$R(x_*) = \exp(-x_*) \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$R(x_*) = \exp(-x_*) \cdot \cos x_* \quad \dots\dots\dots (7)$$

で近似したものであって、 $*$ は距離 x が乱れの平均スケール L_B で無次元化されていることを示している。

凍結乱流を仮定した場合、**Fig. 6** および **7** における横軸の時間 t は平均速度 U を用いて距離 x に変換でき、それぞれ、 xy -平面および xz -平面における空間相関係数の等値線とみなすことができる。これらの図と一様等方性乱流における **Fig. 8** とを比較するとつぎのようである。すなわち、 xy -平面における乱れの広がり、実際の相関係数への近似性はあまりよくないものの乱れの広がりをもっともよく表わしている **Fig. 8** (a) によって説明できるのに対し、 xz -平面の乱れの広がりにはひずみが生ずることによりいずれのものによっても近似できず、一様等方性としての取り扱いができないことを示している。なお、**Fig. 8** (b) は

相関係数の適合関数形として実用上しばしば用いられている指数関数で $R(x)$ を近似したものであるが、空間相関係数が小さな値のとき等相関線は不自然な形となり、乱れの広がり表現するには不適当のようである。

また、乱れの水路幅方向と鉛直方向の広がりについて検討するために、 yz -平面における空間相関係数を示すと Fig. 9 のようになる。等方性乱流を仮定した場合、Fig. 8 から知れるように水路幅方向と鉛直方向の乱れの広がり等は等しく、 yz -平面の等相関線は同心円となるが、開水路流れにおいては図にみられるように等相関線は楕円に似た形となり、乱れの広がりには鉛直方向の方が若干大きいことが知れる。また、このときの広がり差は路面面近傍ほど大きく、乱れが路面面近傍で発生し鉛直方向に上昇しながら移流されるとき、乱れは鉛直方向よりも水路幅方向に著しく広がりを増しながら上昇することが知れる。

さらに、乱れの広がりとう理条件との関係を空間相関係数が $R(r) = 0.5$ となるまでの距離、 $x_{0.5}$ 、 $y_{0.5}$ 、 $z_{0.5}$ によって検討するとつぎのようになる。Fig. 10 は相対水深が $z_0/H = 0.5$ のものについて示したものであって、 $z_{0.5}$ については自由表面側に対するものと路面面側に対するものの平均値で示されている。図より、乱れの広がりには水理条件にあまり関係なく、半水深付近においては、

$$x_{0.5} : y_{0.5} : z_{0.5} \sim 10 : (2 \sim 4) : (3 \sim 4) \cdots \cdots (8)$$

であることが知れる。

また、乱れの鉛直方向の位相差は Fig. 7 で示されたように自由表面

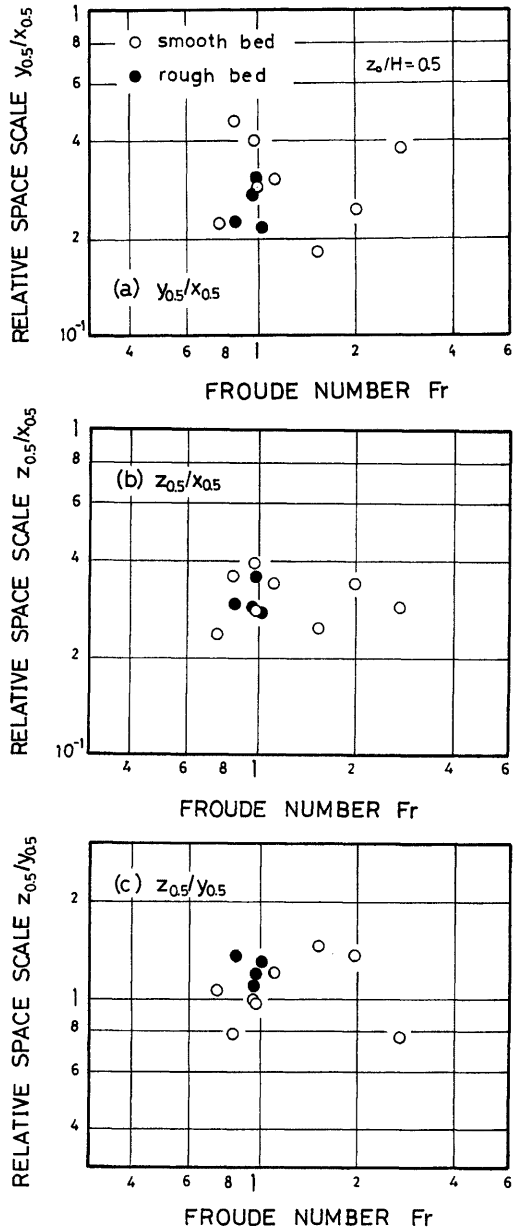


Fig. 10. Spatial scale of turbulence.

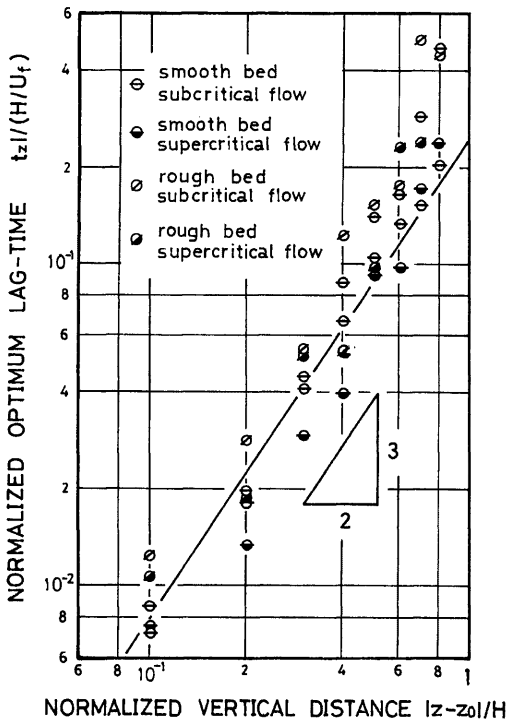


Fig. 11. Optimum lag-time in vertical direction.

側において進み路床面側において遅れている。このような鉛直方向の位相差を最適遅れ時間 t_z で表わし、 t_z と鉛直方向距離 $z-z_0$ との関係を示すと **Fig. 11** のようになる。なお、 t_z は基準点の位置により顕著な差を示さないことより、数種の基準点における計測値の平均値により表示されている。 t_z を水深 H および摩擦速度 U_f で無次元化した $t_z/(H/U_f)$ は水理条件にあまり関係せず $(z-z_0)/H$ の $3/2$ 乗に比例して増加する傾向がみられ、つぎのような実験式が得られる。

$$\frac{t_z}{H/U_f} = C_{tz} \left(\frac{z-z_0}{H} \right)^{3/2}$$

ここに、比例定数 C_{tz} は図より $C_{tz} = 0.2 \sim 0.4$ と推定される。

一方、特定周波数成分の乱れに関する時空間相関係数 $R(r; t)$ を周波数が $f = 1.67 \text{ Hz}$ のものについて示すと **Fig. 12** のようになり、乱れを総合的にとらえた場合と異なり、 $R(r; t)$ が負となる領域が明確にみられるが、乱れの広がりあるいは位相差については同様の特性をもっていることが知れる。なお、この場合の乱れの広がり等は等方性乱流に関する **Fig. 8** のなかでは $R(x)$ を減衰振動関数で近似した (c) に近いよ

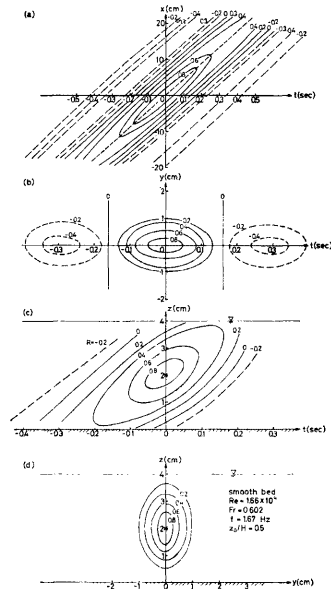


Fig. 12. An example of time-space isocorrelation coefficient.

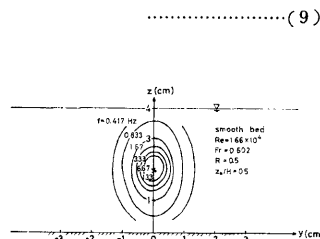


Fig. 13. An example of space isocorrelation coefficient.

うである。

さらに, Fig. 13 は yz -平面において空間相関係数が $R(r)=0.5$ となる等相関線を種々の周波数 f について示したものであって, f の増加に伴い等相関線は円に近づき, 高周波数成分の乱れは等方性とみなされることが知れる。

周波数成分ごとにみた乱れの広がりについては既報⁴⁾においてすでに示されているので, ここでは鉛直方向の位相差についての考察を行なう。Fig. 14 は Fig. 11 と同様に周波数成分ごとの最適遅れ時間 $t_z(f)$ を示したものであって, $t_z(f)$ についてはつぎのような実験式が得られる。すなわち,

$$\frac{t_z(f)}{(1/f)(fH/U_f)^{2/3}} = C_{iz} \left(\frac{z-z_0}{H} \right)^{3/2} \dots\dots\dots (10)$$

ここに, 比例定数 C_{iz} は図より $C_{iz} = 0.2 \sim 0.4$ と推定されるが, このような関係は他の水理条件においてもみられかなり普遍性を有しているようである。

4. 移 流 過 程

4.1 移 流 速 度

移流速度 U_c は乱れが平均流によって下流側へ運ばれる速度であって, その定義には種々のものが提案されているが⁵⁾, ここでは便宜上, 流れ方向に x だけ離れた2点に関する時空間相関係数 $R(x; t)$ が最大値を示す遅れ時間 t_x より算定された U_c を用いることにする。

Fig. 15 は種々の水理条件において計測された U_c と相対水深 z_0/H との関係を示したものであって, U_c は局所的平均速度 U で無次元化されている。図より, U_c は U よりも若干小さな値をとっているものの, z_0/H の変化に対する一様な傾向はみられず, U はほぼ U_c に一致するとみなしうることが知れる。なお, 路床面近傍における計測値のばらつきは上流側プローブによって発生された攪乱の影響によるものと考えられる。

開水路流れにおけるこのような関係は, 風洞中の乱流境界層で得られた Favre ら⁵⁾の実験結果, すなわち, U_c は路床面近傍では U よりも大きく, 路床面から離れると逆に U よりも小さくなるという結果とは異なっている。しかしながら, 乱れの連続的な移流を考えたとき, U_c は U に一致するとした方がより妥当のようである。

さらに, 移流速度を乱れの周波数成分ごとにみた $U_c(f)$ を例示すると Fig. 16 のようになる。通常, スペクトル解析により $U_c(f)$ を算定する場合, コ・スペクトルおよびクオドラチャ・スペクトルより与えら

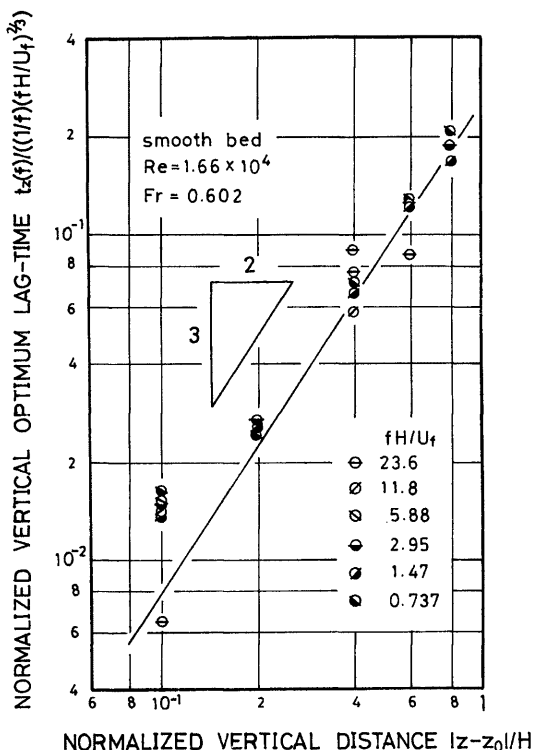


Fig. 14. Optimum lag-time in vertical direction.

れる位相差 $\phi(x; f)$ には π 補正が必要とされることもあるが、Fig. 16 においては計測値の信頼性を重視して、この操作が高々 2 回まで要求される周波数領域についてのみ示されている。なお、Fig. 16 には同様の水理条件におけるフィルタ化乱れ速度についての相関解析による結果もあわせて表示されている。

図にみられるように、 $U_c(f)/U$ は周波数 f あるいは移流距離 x の変化に対して著しい増減を示さず、 $U_c(f)$ は一定となるようである。このような傾向は他の相対水深あるいは水理条件においてもまったく同様であって、 $U_c(f)$ は f あるいは x に関係なく U に一致する特性をもつと推定され、Sternberg⁶⁾ あるいは Corcos⁷⁾ らとは異なった結果となっている。

すなわち、Sternberg⁶⁾ らは小さなスケールの乱れが局所的平均速度で移流されるのに対し大きなスケールの乱れはそのスケールに応じた領域の平均速度で移流されると考え、路床面近傍においては $U_c(f)$ は f の増加とともに減少するが自由表面近傍では逆に増加するとしている。また、Lumley⁸⁾ は凍結乱流の場合においても $U_c(f)$ は U に一致せず若干大きくなることを理論的に明らかにしている。さらに、Corcos⁷⁾ は $U_c(f)$ は x によって変化し移流距離が長いほど $U_c(f)$ は大きくなるとしている。

しかし、相関関数の特性より知れるように、乱れの強さが $u/U \ll 1$ の場合 $U_c(f)$ は f に関係せず⁹⁾、また、 x にも関係しないとした方がより妥当のようであり、開水路流れにおいてもこのような取り扱いが適用されたと考えられる。

4.2 寿命時間

寿命時間 T_L は移流に伴って乱れが変形するのに要する平均時間であって、最適相関係数 $R(x; t_x)$ の x に関する積分スケールを移流速度 U_c で割ったものとして与えられる。本研究においては $R(x; t_x)$ を指数関数で近似し積分スケールをセミ・スケールの方法によって算定している。

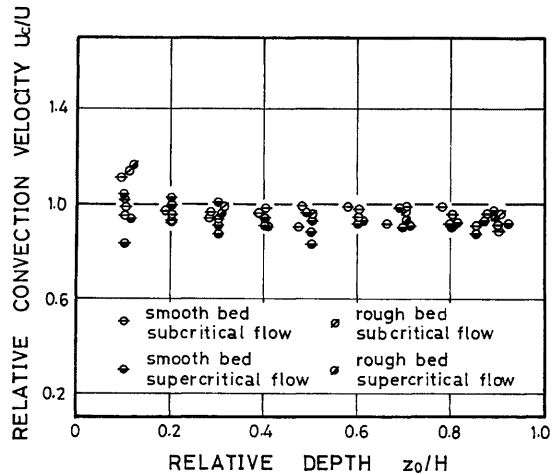


Fig. 15. Convection velocity.

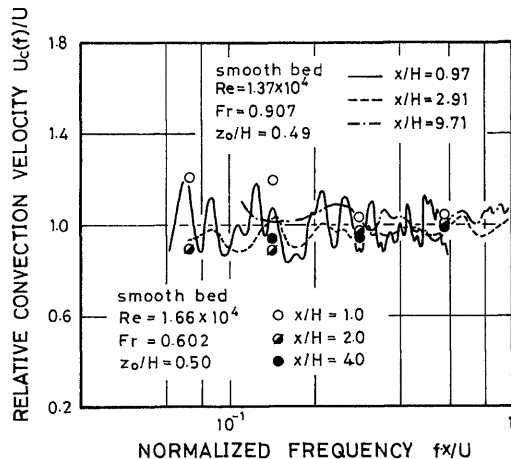


Fig. 16. Convection velocity.

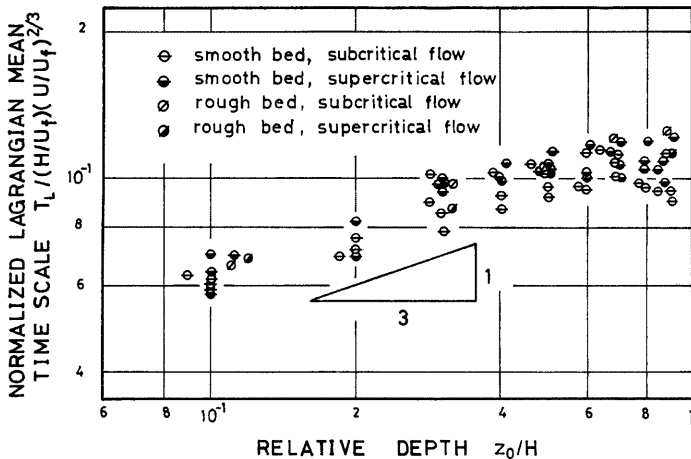


Fig. 17. Lagrangian time mean scale.

Fig. 17 は種々の水理条件のもとで計測された T_L をレイノルズ数相似則より導かれる普遍関数表示法に従って示したものであり、 H および U_f はそれぞれ水深および摩擦速度を表わしている。図より、いずれの水理条件においても無次元化寿命時間 $T_L / ((H/U_f)(U/U_f)^{2/3})$ は相対水深 z_0/H の $1/3$ 乗に比例して増加する傾向が認められ、乱れの強さ u' および平均スケール T_B に対する普遍関数式¹⁰⁾より得られる

$$\frac{T_L}{(H/U_f)(U/U_f)^{2/3}} = C_{TL} \left(\frac{z_0}{H} \right)^{1/3} \quad 0.1 < z_0/H < 0.6 \quad \dots\dots\dots (11)$$

という関係式の妥当性がうかがわれる。なお、Hay および Pasquil によるオイラー的システムとラグランジュ的システムとの間の変換式¹¹⁾における比例定数を $\alpha = 0.40 \sim 0.45$ ¹²⁾ としたとき、(11) 式の普遍定数は $C_{TL} = 0.17 \sim 0.19$ となるが、Fig. 17 においてもこれに近い値が得られている。

しかしながら、自由表面近傍における u' および T_B の普遍関数式¹³⁾より得られる

$$\frac{T_L}{(H/U_f)(U/U_f)^{2/3}} = C'_{TL} \left(\frac{z_0}{H} \right)^{2/3} \quad 0.6 < z_0/H < 0.9 \quad \dots\dots\dots (12)$$

という関係はあまり顕著ではない。これは上流側プローブによる表面波のため自由表面近傍では T_L を過少評価したことに起因すると考えられる。

一方、乱れの周波数成分ごとの寿命時間 $T_L(f)$ はコヒーレンシ $Coh(x; f)$ の x に関する積分スケールを $U_c(f)$ で割ったものとして定義され、 $T_L(f)$ の特性は $Coh(x; f)$ によって与えられることになる。しかしながら、 $Coh(x; f)$ の関数形については不明の点が多く、従来よりつぎのような指数関数によって近似されることが多い^{7), 14)}。すなわち、

$$Coh(x; f) = \exp(-fx/\lambda U_c) \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここに、 λ は乱れの寿命距離と波長との比に関係する係数であって、通常、 f に関係しない定数として取り扱われるが、乱れのカスケード過程から類推すると、 λ は f によって変化するとした方がより妥当のようである。

そこで、Taylor¹⁵⁾ によって提案された乱れの強さ、エネルギー逸散率および寿命時間の間の関係式が周波数成分ごとの乱れにも適用されると仮定すると、つぎのような寿命時間 $T_L(f)$ についての相似則が得られる。すなわち、

$$\text{慣性領域：} T_L(f) \sim \frac{U^{2/3} \varepsilon^{2/3}}{\varepsilon_0} f^{-2/3} \dots\dots\dots (14)$$

$$\text{第1粘性領域：} T_L(f) \sim \frac{U^2 \varepsilon}{\nu^2} f^{-4} \dots\dots\dots (15)$$

$$\text{第2粘性領域：} T_L(f) \sim \frac{U^6 \varepsilon^2}{\nu^5} f^{-8} \dots\dots\dots (16)$$

ここに、 ε_0 は慣性領域の周波数成分の乱れに関するエネルギー逸散率である。

さらに、 $Coh(x; f)$ を x および f の関数 $\phi_1(x)$ および $\phi_2(f)$ の積によって表わされるとし、

$$Coh(x; f) = \phi_1(x/x_0) \cdot \phi_2(f/f_0) \dots\dots\dots (17)$$

とおく。ここに、 x_0 および f_0 は距離および周波数に関する特性量を表わす。定義より、

$$T_L(f) = \frac{\phi_2(f/f_0)}{U_c(f)} \int_0^\infty \phi_1(x/x_0) dx \dots\dots\dots (18)$$

となり、(18) 式の積分値は f に関係せず、また、 $U_c(f)$ も f にはほとんど関係しないことを考慮すると、 $T_L(f)$ と $\phi_2(f/f_0)$ すなわち $Coh(x; f)$ との間には f に関し相似性が保たれることになる。

コヒーレンシ $Coh(x; f)$ の計測例として半水深におけるものを示すと Fig. 18 のようになり、いずれの計測においても $Coh(x; f)$ が f の $1/3$ 乗に比例して減少する領域が認められるとともに、計測点間の距離 x が小さいものについては $Coh(x; f)$ が f の $1/4$ 乗に比例して急激に減少する領域も存在するようである。 $Coh(x; f)$ のこのように急激な減少傾向は $Coh(x; f)$ を指数関数で近似した(13)式では説明できず、(14)～(16)式による相似則の方がより妥当のようである。

また、 $Coh(x; f)$ が f の $2/3$ 乗あるいは $1/4$ 乗に比例する領域は距離 x が増加すると次第に低周波数

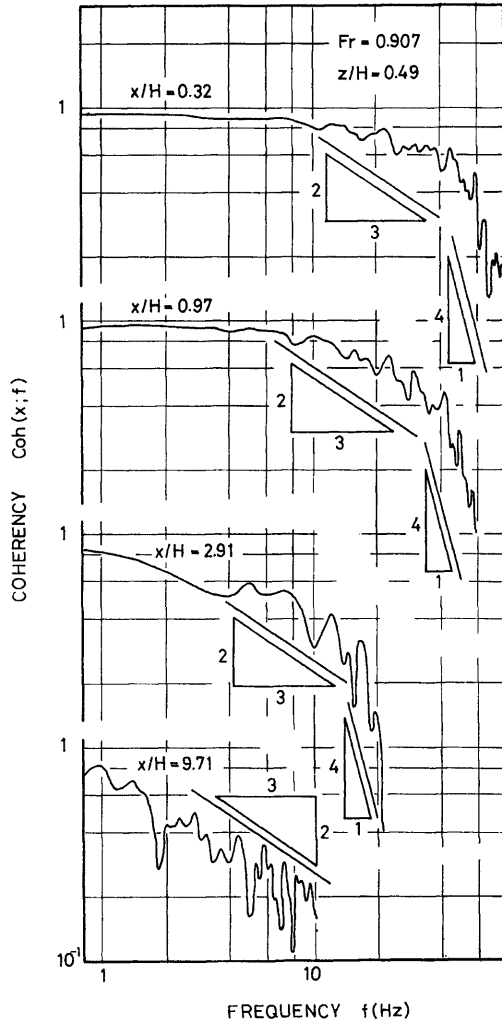


Fig. 18. Coherency in longitudinal direction.

側へ移行していくが、これは $Coh(x; f)$ が x の関数にもなっていることによるものである。しかし、 $Coh(x; f)$ と x との関係を明らかにするには、多くの x について $Coh(x; f)$ を計測する必要がある、現在のところ技術的にかなり困難である。

5. お わ り に

以上のように、開水路流れにおける乱れの空間構造が相関解析およびスペクトル解析を用いた速度の多点同時計測によりかなり明らかにされてきた。そのおもなものを列挙するとつぎのようである。

- 1) 乱れの広がりには自由表面近傍ほど大きく、流れ方向、水路幅方向および鉛直方向の広がりの比は、空間相関係数が初めて 0.5 となる距離で表わすと、半水深付近では水理条件にあまり関係なく 10 : (2~4) : (3~4) となる。
- 2) 乱れは水路幅方向には位相差がなく、鉛直方向には自由表面近傍ほど進んでおり、水深および摩擦速度を用いた無次元化遅れ時間は水理条件には関係なく水深を用いた無次元化距離のみの関数として表わされるようである。さらに、これは周波数成分ごとの乱れに関する位相差についてもほぼ同様であって、この場合の遅れ時間の無次元化には乱れの周波数も用いられている。
- 3) 移流速度は水理条件あるいは相対水深にかかわらず局所平均速度に一致するとみなすことができ、さらに、周波数成分ごとの移流速度については周波数にも関係しないようである。
- 4) 寿命時間はレイノルズ数相似則より導かれる普遍関数表示法によって表現できるが、自由表面近傍においては若干の問題が残されている。
- 5) 流れ方向のコヒーレンシは指数関数で近似するよりもべき関数による相似則に従うとした方が適当のようである。

参 考 文 献

- 1) 今本博健, 上野鉄男: 開水路流れにおける乱れの空間相関特性について, 京都大学防災研究所年報, 第13号 B, 1970, pp. 333-345.
- 2) 今本博健, 上野鉄男: 開水路流れにおける乱れの空間構造について, 京都大学防災研究所年報, 第14号 B, 1971, pp. 205-217.
- 3) 今本博健, 上野鉄男: 開水路流れにおける乱れの空間構造について(2)—平均流による乱れの移流過程一, 京都大学防災研究所年報, 第15号 B, 1972, pp. 463-473.
- 4) 今本博健, 上野鉄男, 浅野富夫: 開水路流れにおける乱れの空間構造について(3), 京都大学防災研究所年報, 第16号 B, 1973, pp. 505-519.
- 5) Favre, A., J. Gaviglio and R. Dumas: Structure of Velocity Space-Time Correlations in a Boundary Layer, Phys. Fluids, Suppl., 1967, pp. S138-S145.
- 6) Sternberg, J.: On the Interpretation of Space-Time Correlation Measurements in Shear Flow, Phys. Fluids, Suppl., 1967, pp. S146-S152.
- 7) Corcos, G.M.: The Structure of the Turbulent Pressure Field in Boundary Layer Flows, Jour. Fluid Mech., 18, 1964, pp. 353-378.
- 8) Lumley, J.L.: Interpretation of Time Spectra Measured in High-Intensity Shear Flows, Phys. Fluids, 18, 1965, pp. 1056-1062.
- 9) 今本博健: 開水路流れにおける乱れの位相速度について, 昭和46年度関西支部年次学術講演会講演概要, 土木学会関西支部, II-13, 1971.
- 10) 今本博健: 開水路流れにおける乱れの基本的特性について, 土木学会論文報告集, 197, 1972, pp. 83-91.

- 11) Hay, J.S. and F. Pasquill: Diffusion from a Fixed Source at a Height of a Few Hundred Feet in the Atmosphere, Jour. Fluid Mech., 2, 1957, pp. 299-310.
- 12) Lumley, J.L. and H.A. Panofsky: The Structure of Atmospheric Turbulence, Interscience Publishers, a division of John Wiley & Sons, New York, 1964.
- 13) Imamoto, H.: Universal Representation of Turbulence Characteristics in Free Surface Shear Flow, Proc. 16th Congress, International Association for Hydraulic Research, 1975.
- 14) Hino, M.: Theoretical Argument on Turbulent Structure of Gusty Wind, Proc. Japan Society of Civil Engineers, 202, 1972, pp. 115-118.
- 15) Taylor, G.I.: Statistical Theory of Turbulence, Part I~IV, Proc. Roy. Soc., A151, 1935, pp. 421-478.