

開水路流れにおける乱れの空間構造について (5)

今本 博 健・浅野 富夫・阪本 幸 則

ON THE SPATIAL STRUCTURE OF TURBULENCE IN OPEN CHANNEL FLOWS (5)

by *Hirotake IMAMOTO, Tomio ASANO and Yukinori SAKAMOTO*

Synopsis

The one-dimensional turbulent energy spectrum is well described by the similarity obtained through the method of the dimensional analysis. Applying the same technique to the spatial structure of turbulence, the following similarities are obtained, that is, the longitudinal coherency is approximated by a constant in the production subrange, $-2/3$ power law in the inertial subrange and -2 or -6 power law in the viscous subrange, respectively, whereas the longitudinal phase-lag is the product of the wave number by the longitudinal distance.

According to this similarities, it may be concluded that the large scale turbulence is discontinuously devided and the intermediate and small scale turbulence are continuously transformed to the smaller ones.

The above similarities of the spatial structure of turbulence are examined by the experiments, where the multi-point measurements of velocities are performed by simultaneous using of two hot-film flowmeters.

1. まえがき

乱れの時空間構造は、乱れの広がりおよび移流過程によって記述される。さらに、これらの特性量は、乱れをそのスケール成分ごとにみた場合のスペクトルの特性量と、すべてのスケール成分ごとの特性を包括的にみた場合の平均的特性量とに大別される。一般に、前者の検討にはクロス・スペクトルの手法が、後者の検討には相互相関係数の手法が用いられているが、あらかじめ特定波数成分の乱れ速度が得られている場合には、相互相関係数を用いてスペクトルの特性量を検討することも可能である。したがって、著者らは従来よりこれらの方法を駆使して、開水路流れを対象として乱れの時空間構造の解明に努めてきた^{1)~5)}。

しかしながら、相互相関係数の手法により検討してきたスペクトルの特性量は、主として中間スケール程度の乱れに関するものが多く、大スケールあるいは小スケールの乱れに対する特性量については不明の点が多く残されている。また、クロス・スペクトルの手法を用いた検討は断片的であって、スペクトルの特性量が統一的に明らかにされていない。

したがって、本研究においては、クロス・スペクトルの相似則として、流れ方向に離れた2点における乱れ速度間のコヒーレンシおよび位相スペクトルの相似則を取上げ、次元解析的な検討を行うとともに、こ

これらのスペクトルより得られる移流過程に関する特性量についての相似則をも明らかにし、スケール成分ごとくみた乱れの移流過程を統一的に説明することを目的としている。なお、実験的検証には、長さ 13m、幅 40cm、深さ 20cm の長方形断面一様水路が使用されており、速度の多点同時計測には 2 台のホットフィルム流速計が用いられている。また、データ処理においては、計測値の信頼性を向上させるため、計測の繰返し回数を著しく増大させている。

2. スペクトル相似則に関する次元解析的考察

2.1 エネルギー・スペクトル

種々のスペクトル相似則について検討するうえで、最も基本的となるエネルギー・スペクトル $S(k)$ の相似則は、次元解析の手法により次のように説明される⁹⁾。

まず、生成領域の $S(k)$ は、 $S(k)$ と相関関数との関係より類推し、乱れの強さ u' および平均スケール L によって規定されると考えられるから、

$$\phi_1(S(k), u', L) = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

と表現される。したがって、 u' および L を基本量に選ぶと、(1) 式は次のように書直される。

$$\phi_1\left(\frac{S(k)}{u'^2 L}\right) = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

(2) 式は、生成領域のスペクトル特性が唯一の無次元量 $S(k)/u'^2 L$ のみによって規定されることを意味しており、

$$\text{生成領域: } S(k) \sim u'^2 L \quad \dots\dots\dots (3)$$

と表されることが知れる。

また、慣性領域の $S(k)$ は、Kolmogorov⁷⁾⁻⁹⁾ の第 2 相似仮定より知れるように、エネルギー逸散率 ϵ および波数 k の 2 量のみによって規定されるから、生成領域の場合と全く同様の手法により、

$$\text{慣性領域: } S(k) \sim \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad \dots\dots\dots (4)$$

という有名な $-5/3$ 乗則が得られる。

一方、粘性領域の $S(k)$ についても、Kolmogorov の第 1 相似仮定より、 $S(k)$ は ϵ 、 k および動粘性係数 ν の 3 量によって規定されるから、

$$\phi_2(S(k), \epsilon, k, \nu) = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

となり、基本量として ϵ および k を選ぶと、

$$\phi_2\left(\frac{S(k)}{\epsilon^{2/3} k^{-5/3}}, \frac{\nu}{\epsilon^{1/3} k^{-4/3}}\right) = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

が得られる。(6) 式における 2 種の無次元量間の関係については不明であるが、Lumley および Panofsky¹⁰⁾ が慣性領域におけるレイノルズ応力のコ・スペクトルの相似則の誘導において用いた方法と同様の手法を用いて検討すると、次のようになる。すなわち、(6) 式を、

$$\frac{S(k)}{\epsilon^{2/3} k^{-5/3}} = \psi_{21}\left(\frac{\epsilon^{1/3} k^{-4/3}}{\nu}\right) \quad \dots\dots\dots (7)$$

と書直すと、 ν が十分大きく (7) 式における関数 ψ_{21} の引数 $\epsilon^{1/3} k^{-4/3}/\nu$ が 0 とみなされる場合、 $S(k)/\epsilon^{2/3} k^{-5/3}$ も 0 とみなされるから、近似的に $S(k)/\epsilon^{2/3} k^{-5/3}$ は $\epsilon^{1/3} k^{-4/3}/\nu$ に比例するとすれば、

$$\text{第 1 粘性領域: } \frac{S(k)}{\epsilon^{2/3} k^{-5/3}} \sim \frac{\epsilon^{1/3} k^{-4/3}}{\nu} \quad \text{i.e. } S(k) \sim \epsilon \nu^{-1} k^{-3} \quad \dots\dots\dots (8)$$

となり、井上¹¹⁾ による -3 乗則が導かれる。また、 $S(k)/\epsilon^{2/3} k^{-5/3}$ が $\epsilon^{1/3} k^{-4/3}/\nu$ の 4 乗に比例するとすれば、

$$\text{第 2 粘性領域: } \frac{S(k)}{\epsilon^{2/3} k^{-5/3}} \sim \left(\frac{\epsilon^{1/3} k^{-4/3}}{\nu}\right)^4 \quad \text{i.e. } S(k) \sim \epsilon^2 \nu^{-4} k^{-7} \quad \dots\dots\dots (9)$$

Table 1. Parameters controlling spectra.

subrange	production subrange	inertial subrange	viscous subrange
$S(k)$	u', L	ϵ, k	ϵ, k, ν
$Coh(x; k)$	u', L, x, U_c	ϵ, k, x, U_c	ϵ, k, ν, x, U_c
$T_L(k)$	u', L	ϵ, k	ϵ, k, ν

Table 2. Fundamental and non-dimensional parameters controlling spectra.

subrange	production subrange	inertial subrange	viscous subrange
fundamental parameters	u', L	ϵ, k	ϵ, k
$S(k)$	$\frac{S(k)}{u'^3 L}$	$\frac{S(k)}{\epsilon^{2/3} k^{-5/3}}$	$\frac{S(k)}{\epsilon^{2/3} k^{-5/3}}, \frac{\nu}{\epsilon^{1/3} k^{-4/3}}$
$Coh(x; k)$	$Coh(x; k), \frac{x}{L}, \frac{U_c}{u'}$	$Coh(x; k), \frac{x}{k^{-1}}, \frac{U_c}{\epsilon^{1/3} k^{-1/3}}$	$Coh(x; k), \frac{\nu}{\epsilon^{1/3} k^{-4/3}}, \frac{x}{k^{-1}}, \frac{U_c}{\epsilon^{1/3} k^{-1/3}}$
$T_L(k)$	$\frac{T_L(k)}{u'^3 L}$	$\frac{T_L(k)}{\epsilon^{-1/3} k^{-2/3}}$	$\frac{T_L(k)}{\epsilon^{-1/3} k^{-2/3}}, \frac{\nu}{\epsilon^{1/3} k^{-4/3}}$

Table 3. Similarities of spectra.

subrange	production subrange	inertial subrange	1st viscous subrange	2nd viscous subrange
$S(k)$	$\sim u'^2 L$	$\sim \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$	$\sim \epsilon \nu^{-1} k^{-3}$	$\sim \epsilon^2 \nu^{-4} k^{-7}$
$1-Coh(x; k)$	$\sim u' L^{-1} x U_c^{-1}$	$\sim \epsilon^{1/3} k^{2/3} x U_c^{-1}$	$\sim \nu k^2 x U_c^{-1}$	$\sim \epsilon^{-1} \nu^4 k^6 x U_c^{-1}$
$Coh(x; k)$	$\sim u'^{-1} L x^{-1} U_c$	$\sim \epsilon^{-1/3} k^{-2/3} x^{-1} U_c$	$\sim \nu^{-1} k^{-2} x^{-1} U_c$	$\sim \epsilon \nu^{-4} k^{-6} x^{-1} U_c$
$T_L(k)$	$\sim u'^{-1} L$	$\sim \epsilon^{-1/3} k^{-2/3}$	$\sim \nu^{-1} k^{-2}$	$\sim \epsilon \nu^{-4} k^{-6}$

となり、Heisenberg¹²⁾による -7 乗則が得られる。

以上のように、エネルギー・スペクトルに関する相似則は次元解析の手法により容易に説明されるが、粘性領域については (7) 式以降にかなりのあいまいさが残されていることに注意せねばならない。

なお、3 波数領域のエネルギー・スペクトルを規定する物理量、次元解析に用いられる基本量と無次元量、および次元解析により得られたスペクトル相似則を、後述の時空間コヒーレンシおよび寿命時間に関する相似則も含めて示すと、Table 1, 2 および 3 のようである。

2.2 コヒーレンシ

2.1 の手法を用いて、流れ方向にのみ距離 x だけ離れた 2 点における流れ方向の乱れ速度間のコヒーレンシ $Coh(x; k)$ の相似則について検討すると次のようになる。

コヒーレンシ $Coh(x; k)$ を規定する物理量として、生成、慣性および粘性領域の各領域ごとに、エネルギー・スペクトル $S(k)$ を規定する物理量のほか、距離 x および移流速度 U_c が加えられたものとする

と、次のようにして $Coh(x; k)$ に関する相似則が得られる。

生成領域については、

$$\phi_3(Coh(x; k), u', L, x, U_c) = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

であるから、乱れの強さ u' および平均スケール L を基本量に選ぶと、

$$\phi_3\left(Coh(x; k), \frac{x}{L}, \frac{U_c}{u'}\right) = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

となり、

$$Coh(x; k) = \phi_{31}\left(\frac{x}{L}, \frac{U_c}{u'}\right) \quad \dots\dots\dots (12)$$

が得られる。(12) 式において、 $U_c \rightarrow \infty$, $x \rightarrow 0$ の場合、 $Coh(x; k) \rightarrow 1$ 、逆に、 $U_c \rightarrow 0$, $x \rightarrow \infty$ の場合、 $Coh(x; k) \rightarrow 0$ となることを考慮すると、粘性領域のエネルギー・スペクトルの場合と同様にして、

$$\text{生成領域: } \left\{ \begin{array}{l} \{1 - Coh(x; k)\} \sim \frac{x}{L} \frac{u'}{U_c} = u' L^{-1} x U_c^{-1} \\ Coh(x; k) \sim \frac{L}{x} \frac{U_c}{u'} = u'^{-1} L x^{-1} U_c \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

が導かれる。

さらに、慣性領域については、エネルギー・逸散率 ϵ および波数 k を基本量に選ぶことにより、

$$Coh(x; k) = \phi_{41}\left(\frac{x}{k^{-1}}, \frac{U_c}{\epsilon^{1/3} k^{-1/3}}\right) \quad \dots\dots\dots (14)$$

が得られるから、生成領域の場合と同様にして、

$$\text{慣性領域: } \left\{ \begin{array}{l} \{1 - Coh(x; k)\} \sim \frac{x}{k^{-1}} \frac{\epsilon^{1/3} k^{-1/3}}{U_c} = \epsilon^{1/3} k^{2/3} x U_c^{-1} \\ Coh(x; k) \sim \frac{k^{-1}}{x} \frac{U_c}{\epsilon^{1/3} k^{-1/3}} = \epsilon^{-1/3} k^{-2/3} x^{-1} U_c \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (15)$$

となる。

また、粘性領域についても、

$$Coh(x; k) = \phi_{51}\left(\frac{\nu}{\epsilon^{1/3} k^{-4/3}}, \frac{x}{k^{-1}}, \frac{U_c}{\epsilon^{1/3} k^{-1/3}}\right) \quad \dots\dots\dots (16)$$

において、エネルギー・スペクトル $S(k)$ と同様に、 $Coh(x; k)$ は、第1粘性領域において $\nu/\epsilon^{1/3} k^{-4/3}$ の -1 乗に、第2粘性領域において -4 乗に、それぞれ、比例すると仮定すれば、次の相似則が得られる。すなわち、

$$\text{第1粘性領域: } \left\{ \begin{array}{l} \{1 - Coh(x; k)\} \sim \frac{\nu}{\epsilon^{1/3} k^{-4/3}} \frac{x}{k^{-1}} \frac{\epsilon^{1/3} k^{-1/3}}{U_c} = \nu k^2 x U_c^{-1} \\ Coh(x; k) \sim \frac{\epsilon^{1/3} k^{-4/3}}{\nu} \frac{k^{-1}}{x} \frac{U_c}{\epsilon^{1/3} k^{-1/3}} = \nu^{-1} k^{-2} x^{-1} U_c \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\text{第2粘性領域: } \left\{ \begin{array}{l} \{1 - Coh(x; k)\} \sim \left(\frac{\nu}{\epsilon^{1/3} k^{-4/3}}\right)^4 \frac{x}{k^{-1}} \frac{\epsilon^{1/3} k^{-1/3}}{U_c} = \epsilon^{-1} \nu^4 k^6 x U_c^{-1} \\ Coh(x; k) \sim \left(\frac{\epsilon^{1/3} k^{-4/3}}{\nu}\right)^4 \frac{k^{-1}}{x} \frac{U_c}{\epsilon^{1/3} k^{-1/3}} = \epsilon \nu^{-4} k^{-6} x^{-1} U_c \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (18)$$

なお、(13)、(15)、(17) および (18) 式における第1式は、それぞれ、 $Coh(x; k)$ と x との関係を、また第2式は $Coh(x; k)$ と k との関係を知るのに適している。

以上の誘導過程および結果をまとめると **Table 1, 2** および **3** のようになる。

さらに、コヒーレンシ $Coh(x; k)$ の距離に関する0から無限大までの積分値(寿命距離)と移流速度 U_c との比によって表される乱れの寿命時間 $T_L(k)$ について検討すると次のようになる。すなわち、 $Coh(x; k)$ として **Table 3** に示されたものを用いるとともに、積分の上限値を $Coh(x; k)$ が0となる x の

値に置換えると、 $T_L(k)$ の相似則として次の関係式が得られる。

$$\text{生成領域：} T_L(k) \sim u^{-1} L \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\text{慣性領域：} T_L(k) \sim \epsilon^{-1/3} k^{-2/3} \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\text{第1粘性領域：} T_L(k) \sim \nu^{-1} k^{-2} \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$\text{第2粘性領域：} T_L(k) \sim \epsilon \nu^{-4} k^{-6} \quad \dots\dots\dots (22)$$

なお、これらの相似則は、 $T_L(k)$ が、Table 1 に示されるように、各領域においてエネルギー・スペクトル $S(k)$ と同じ物理量によって規定されたと考えると、 $S(k)$ に関する相似則と同様に、次元解析的に直接得ることもできる。また、(20) 式に示された慣性領域の $T_L(k)$ の特性は、すでに井上¹³⁾によって提案されたものと一致している。

2.3 位相スペクトル

流れ方向にのみ離れた2点間に関する位相スペクトル $\phi(x; k)$ は、いずれの波数領域においても、距離 x および波数 k のみによって規定されたと考えられるから、位相スペクトルに関する無次元量は $\phi(x; k)$ および x/k^{-1} となる。したがって、上記の手法と同様に、 $\phi(x; k)$ が x/k^{-1} の1乗に比例すると仮定すると、 $\phi(x; k)$ に関する相似則として次式が得られる。すなわち、

$$\phi(x; k) \sim \frac{x}{k^{-1}} = kx \quad \dots\dots\dots (23)$$

一方、最適遅れ時間 $t(x; k)$ は次式によって定義される

$$t(x; k) = \frac{\phi(x; k)}{Uk} \quad \dots\dots\dots (24)$$

ここに、 U は局所的平均速度である。

したがって、距離 x と最適遅れ時間 $t(x; k)$ との比によって表される移流速度 $U_c(k)$ の相似則は次のようになる。

$$U_c(k) = \frac{x}{t(x; k)} \sim U \quad \dots\dots\dots (25)$$

なお、(23) および (25) 式の比例関係は、それぞれ、凍結乱流¹⁴⁾において等値関係となる。

以上のように、流れ方向の時空間スペクトルおよび移流過程特性量の相似則が導かれたが、これらの相似則の妥当性については、それぞれのスペクトル定数の普遍性に対する実験的考察により検討されねばならない。

3. 実験的検討

3.1 コヒーレンシおよび寿命時間

コヒーレンシ $Coh(x; k)$ の計測例として、滑面射流における半水深のものを示すと、Fig. 1 および 2 のようになる¹⁵⁾。Fig. 1 は、 $\{1 - Coh(x; k)\}$ と距離 x との関係を示したものであって、 $\{1 - Coh(x; k)\}$ はいずれの波数 k についても x の増加に対して直線的に増加しており、また k が大きいものほど急激に増加している。したがって、 $\{1 - Coh(x; k)\}$ は Table 3 に示されたような関数によって表されることが確かめられる。

一方、コヒーレンシ $Coh(x; k)$ と波数 k との関係を示した Fig. 2 において、 k の増加に伴う $Coh(x; k)$ の減衰は高波数ほど著しく、また、距離 x が大きなものほど低波数領域より急激な減衰特性を示している。このような $Coh(x; k)$ の減衰過程において、 k にほとんど関係なく $Coh(x; k)$ がほぼ一定となる低波数領域は生成領域に、比較的ゆるやかに減少する中間波数領域は慣性領域に、また急激に減少する高波数領域は粘性領域にそれぞれ対応するものと考えられる。さらに、慣性領域とみなされる領域の $Coh(x; k)$

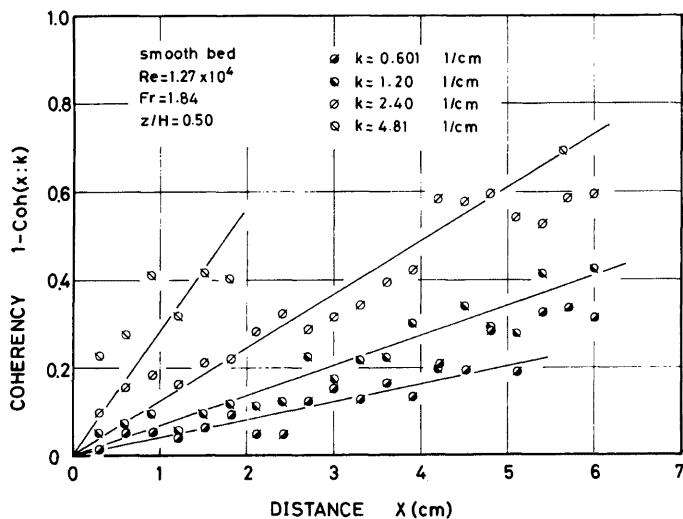


Fig. 1. Examples of longitudinal coherency.

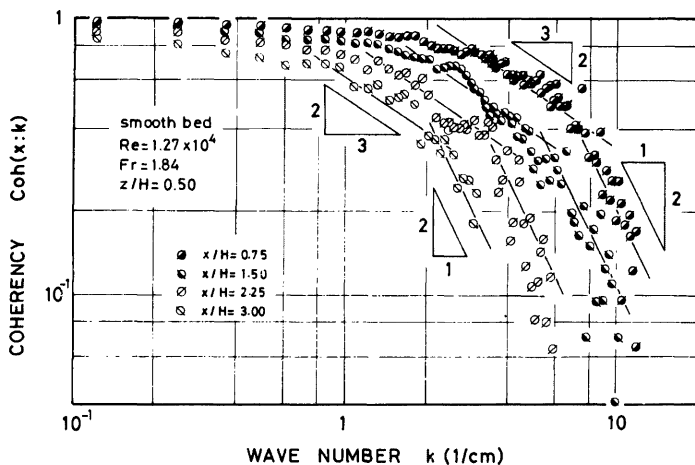


Fig. 2. Examples of longitudinal coherency.

は k の $-2/3$ 乗に比例して減少するとともに、これより若干高波数側の第1粘性領域とみなされる領域では k の -2 乗に比例して減少しており、Table 3 に示された $Coh(x; k)$ の相似則の妥当性が認められる。なお、 $Coh(x; k)$ に関するこれらの3領域は、Table 3 からみられるように、 k のみによって一義的に決定することはできず、 x の増加とともに低波数側へ移行していく特性をもっている。

さらに、Fig. 3 および 4 は、コヒーレンシ $\{1-Coh(x; k)\}$ と距離 x との関係が直線的となること

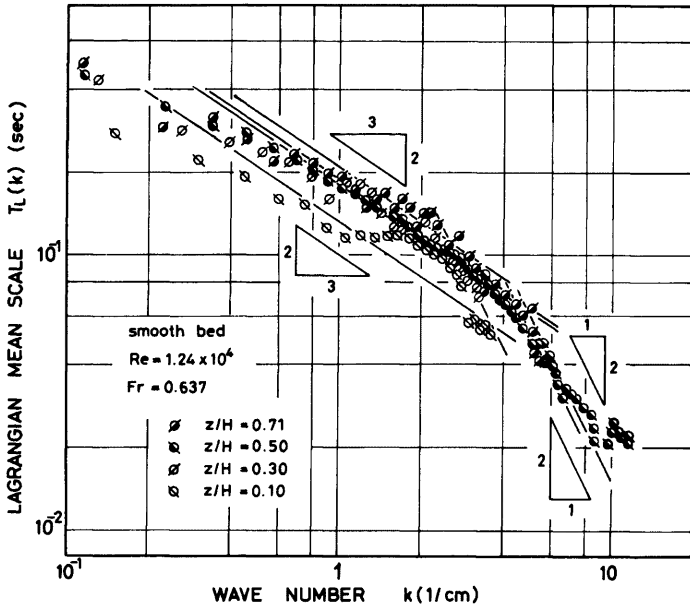


Fig. 3. Lagrangian mean scale in a subcritical flow on a smooth bed.

に着目し、波数 k ごとの $\{1 - \text{Coh}(x; k)\}$ に x の 1 次式を当てはめ、 $\text{Coh}(x; k) = 0$ となる x の値の $1/2$ (移流距離) と移流速度 U_c との比より算定した寿命時間 $T_L(k)$ を示したものである。滑面常流に関する Fig. 3 および滑面射流に関する Fig. 4 のいずれにおいても、 $T_L(k)$ が k の $-2/3$ 乗および -2 乗に比例して減少する慣性領域および第 1 粘性領域の存在がかなり明確に示されており、 $T_L(k)$ についても Table 3 のような相似則が妥当であることが知れる。なお、 $T_L(k)$ は一般に自由表面近傍の方が大きくなる傾向をもっているが、Fig. 4 に示された相対水深 $z/H = 0.72$ のものはかなり小さな値を示している。これは、この実験ケースの水深 H がかなり小さく、上流側プローブの設置に伴う水面擾乱の影響が $z/H = 0.7$ 程度にまで及んだことによるものと考えられる。

また、Fig. 3 および 4 に示された寿命時間 $T_L(k)$ より、慣性領域および第 1 粘性領域についての相似則 (20) および (21) 式におけるスペクトル定数 T_e および T_{v1} を決定すると次のようになる。すなわち、 T_e および T_{v1} はいずれも水理条件あるいは相対水深による大きな差異を示さず、それぞれ普遍定数とみなされることより、これらの平均をとると、

$$\text{慣性領域: } T_e = 0.33 \quad \dots\dots\dots (26)$$

$$\text{第 1 粘性領域: } T_{v1} = 0.013 \quad \dots\dots\dots (27)$$

という値が得られる。

3.2 位相スペクトルおよび移流速度

Fig. 5 および 6 は位相スペクトル $\phi(x; k)$ の計測例を Fig. 1 および 2 と同様に示したものであって、Fig. 5 より $\phi(x; k)$ と距離 x との関係が、また Fig. 6 より $\phi(x; k)$ と波数 k との関係が知れる。すなわち、Fig. 5 において、 $\phi(x; k)$ はいずれの k についても x の増加に伴い直線的な増加を示す

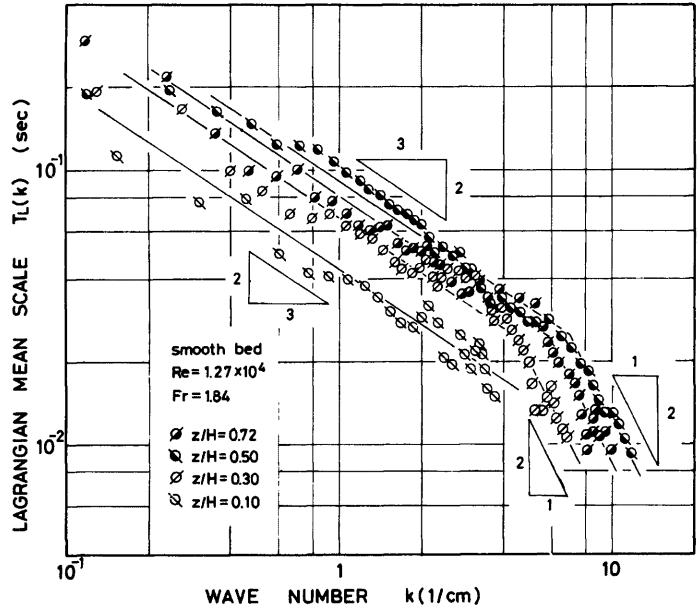


Fig. 4. Lagrangian mean scale in a supercritical flow on a smooth bed.

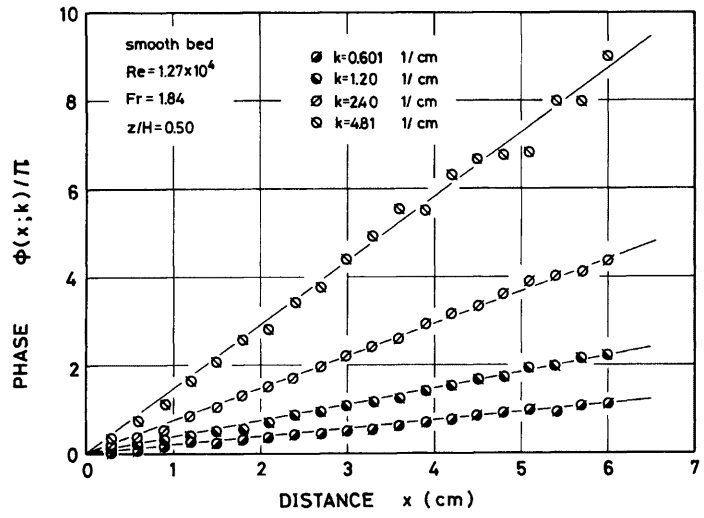


Fig. 5. Examples of longitudinal phase.

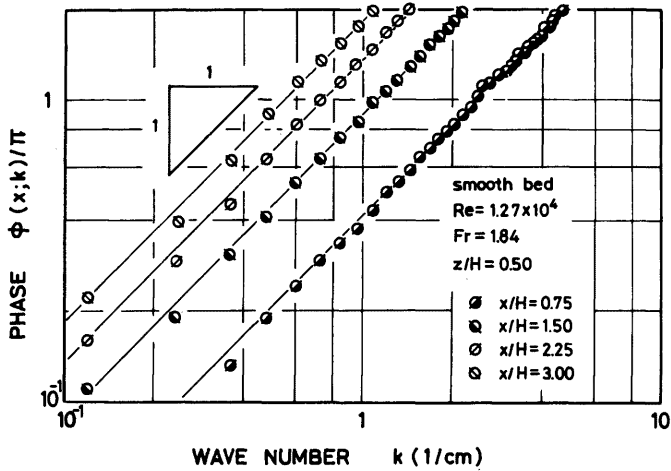


Fig. 6. Examples of longitudinal phase.

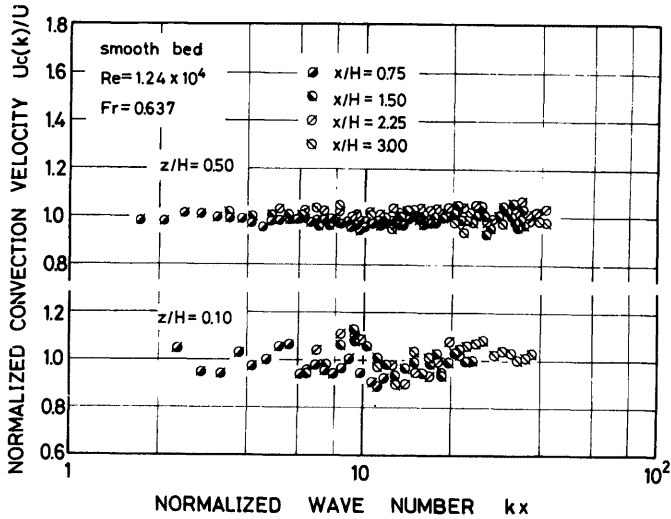


Fig. 7. Convection velocity in a subcritical flow on a smooth bed.

とともに、 k が大きなものほど急激に増加している。一方、Fig. 6 より、 $\phi(x; k)$ と k との関係も 1 次式によって表され、さらに比例定数は x の増加とともに増加することが知れる。したがって、 $\phi(x; k)$ と x および k との関係は (23) 式によって表されることが確かめられる。

さらに、位相スペクトルより決定される移流速度 $U_c(k)$ について検討すると次のようになる。Fig. 7 お

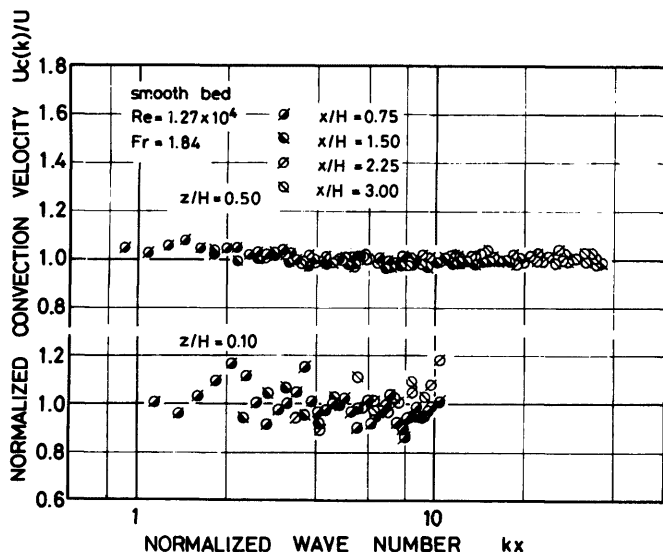


Fig. 8. Convection velocity in a supercritical flow on a smooth bed.

よび 8 は、それぞれ、滑面常流および射流における移流速度の計測例を示したものであって、 $U_c(k)$ は局所的平均速度 U で無次元化されている。図より、半水深付近および路床面近傍のいずれの相対水深 z/H においても、 $U_c(k)/U$ は波数 k あるいは距離 x に関係なくほぼ 1 とみなされ、 $U_c(k)$ は U に一致することが知れる。したがって、(25) 式における比例定数、さらに (23) 式における比例定数はいずれも 1 となり、開水路乱流の凍結乱流としての取扱いが許されることになる。なお、図において、路床面近傍の計測値は半水深に比べ大きなばらつきを示しているが、これは計測繰り返し数 N_R が前者で $N_R=5$ 、後方で $N_R=25$ とされているためである。

以上のように、次元解析的に導かれた移流速度 $U_c(k)$ の特性が実験的にも確かめられたが、これらの特性は従来の研究結果とは若干異なるものである。例えば、Favre¹⁶⁾ らは、風洞内で乱流境界層を対象とした実験的検討を行い、境界面近傍の $U_c(k)$ は k の減少とともに増加するのに対し、境界面よりかなり離れた領域では k の減少とともに減少するという結果を得ている。Sternberg¹⁷⁾ は、このような実験結果を乱れの広がりによって説明づけようとし、小さなスケールの乱れは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た。また、開水路流れにおいても、Hansen ら¹⁸⁾ は Favre らと同様の結果を得ている。しかしながら、これらの結果はフィルター化乱れ速度を用いた相関解析によるものであり、使用したフィルター関数により得られた特性が大きく変化することに注意せねばならない。

なお、噴流中における移流速度 $U_c(k)$ は波数 k の増加とともに増加し¹⁹⁾、圧力変動場の $U_c(k)$ は距離 x の増加に対しても増加する²⁰⁾とされている。

以上のような乱れの時空間スペクトルの特性より、乱れはそのスケールに関係なく局所的平均速度で移流

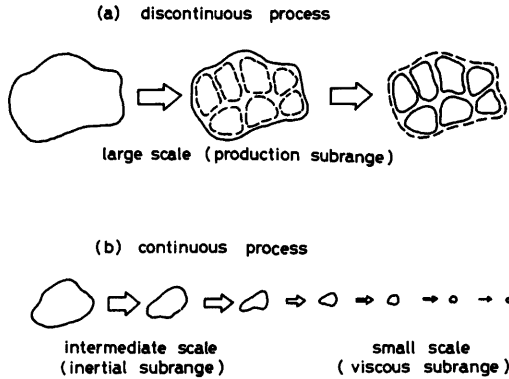


Fig. 9. Schematic illustration of turbulent transformation process.

されつつ変形していくが、その変形過程はスケールによって大きく異なり、Fig. 9 のようであると推論される。すなわち、小スケールの乱れが、運動エネルギーを熱エネルギーへと逸散しつつ、より小スケールの乱れへと連続的に変形していくのに対し、大スケールの乱れは、運動エネルギーを逸散することなく、ある一定寿命時間のうちに急激に別のスケール、例えば乱流場を構成する平均スケール程度の乱れへと非連続的に変形していくと考えられる。

4. むすび

本研究は、エネルギー・スペクトルの相似則に関する次元解析の説明を用いて、移流過程に関する時空間スペクトルの相似則について検討したものであって、実験的検証にはホットフィルム流速計が用いられている。

本研究により得られた主な結果を記す次のようである。

- 1) コヒーレンシ $Coh(x; k)$ は、乱れの強さ u' 、平均スケール L 、エネルギー逸散率 ϵ 、動粘性係数 ν 、距離 x および移流速度 U_c を用いて、次のように表される。

生成領域： $\{1 - Coh(x; k)\} \sim u' L^{-1} x U_c^{-1}$ あるいは $Coh(x; k) \sim u'^{-1} L x^{-1} U_c$

慣性領域： $\{1 - Coh(x; k)\} \sim \epsilon^{1/3} k^{2/3} x U_c^{-1}$ あるいは $Coh(x; k) \sim \epsilon^{-1/3} k^{-2/3} x^{-1} U_c$

第1粘性領域： $\{1 - Coh(x; k)\} \sim \nu k^2 x U_c^{-1}$ あるいは $Coh(x; k) \sim \nu^{-1} k^{-2} x^{-1} U_c$

第2粘性領域： $\{1 - Coh(x; k)\} \sim \epsilon^{-1} \nu^4 k^6 x U_c^{-1}$ あるいは $Coh(x; k) \sim \epsilon \nu^{-4} k^{-6} x^{-1} U_c$

- 2) コヒーレンシより決定される寿命時間 $T_L(k)$ は次の相似則に従う。

生成領域： $T_L(k) = T_w u'^{-1} L$

慣性領域： $T_L(k) = T_\epsilon \epsilon^{-1/3} k^{-2/3}$

第1粘性領域： $T_L(k) = T_{\nu 1} \nu^{-1} k^{-2}$

第2粘性領域： $T_L(k) = T_{\nu 2} \epsilon \nu^{-4} k^{-6}$

ここに、 T_w 、 T_ϵ 、 $T_{\nu 1}$ および $T_{\nu 2}$ はスペクトル定数であって、 T_ϵ および $T_{\nu 1}$ については、本実験結果より、

$$T_\epsilon = 0.33$$

$$T_{\nu 1} = 0.013$$

と推定される。

- 3) 位相スペクトル $\phi(x; k)$ はいずれの波数領域においても次式によって表される。

$$\phi(x; k) = kx$$

- 4) 位相スペクトルより決定される移流速度 $U_c(k)$ は局所的平均速度 U に一致する。すなわち、

$$U_c(k) = U$$

であって、開水路流れにおいても凍結乱流としての取扱いが可能である。

5) 以上のスペクトル特性より、乱れは局所的平均速度で移流されていくが、大スケールの乱れは非連続的に変形するのに対し、小スケールの乱れは連続的にさらに小さなスケールの乱れへと変形していくと推測される。

以上のように、乱れの変形過程がかなり明らかとなったが、きわめて小さなスケールの領域の乱れについては実験的検証が困難であり、レーザー式流速計などによりさらに詳細な検討が必要とされる。

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, 13B, 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, 14 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——, 京都大学防災研究所年報, 15B, 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, 16B, 1973, pp. 505-519.
- 5) 今本博健, 浅野富夫, 佐々木健: 開水路流れにおける乱れの空間構造について (4), 京都大学防災研究所年報, 19B, 1976, pp. 237-249.
- 6) 今本博健: 開水路流れにおける乱れの移流過程について, 土木学会第31回年次学術講演会講演概要集, II-216, 1976, pp. 396-397.
- 7) Kolmogorov, A.N.: The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers, Comptes Rendus (Doklady) de l'Academie des Sciences de l'U.R.S.S., 30, 1941, pp. 301-305.
- 8) Kolmogorov, A.N.: On degeneration of isotropic turbulence in an incompressible viscous liquid, Comptes Rendus (Doklady) de l'Academie des Sciences de l'U.R.S.S., 31, 1941, pp. 538-540.
- 9) Kolmogorov, A.N.: Dissipation of energy in locally isotropic turbulence, Comptes Rendus (Doklady) de l'Academie des Sciences de l'U.R.S.S., 32, 1941, pp. 16-18.
- 10) Lumley, J.L. and H.A. Panofsky: The Structure of Atmospheric Turbulence, Interscience Publishers, a division of John Wiley & Sons, New York, 1964.
- 11) 井上栄一: 乱れの最小乱子について, 東大理工研報告, 4, 1950, pp. 194-200.
- 12) Heisenberg, W.: On the theory of statistical and isotropic turbulence, Proc. Roy. Soc., A195, 1949, pp. 402-406.
- 13) 井上栄一: 地表風の構造, 農林省農業技術研究所報告, A2, 1952.
- 14) Taylor, G.I.: The spectrum of turbulence, Proc. Roy. Soc., A164, 1938, pp. 476-490.
- 15) 今本博健, 浅野富夫: 開水路流れにおける乱れのスペクトル相似則について (2) ——時空間構造のスペクトル特性——, 昭和52年度土木学会関西支部年次学術講演会講演概要, II-35, 1977.

- 16) Favre, A., J. Gaviglio and R. Dumas: Structure of velocity space-time correlations in a boundary layer, *Phys. Fluids, Suppl.*, 1967, pp. S 138-S 145.
- 17) Sternberg, J.: On the interpretation of space-time correlation measurements in shear flow, *Phys. Fluids, Suppl.*, 1967, pp. S 146-S 152.
- 18) Hansen, E. and Fl. Bo. Pedersen: Space-time correlation measurements in water, *Inst. Hydrodyn. and Hydraulic Engrg., Tech. Univ. Denmark, Prog. Rep. 26*, 1972, pp. 3-6.
- 19) Fisher, M.J. and P.O.A.L. Davies: Correlation measurements in a non-frozen pattern of turbulence, *Jour. Fluid Mech.*, 18, 1964, pp. 97-116.
- 20) Corcos, G.M.: The structure of the turbulent pressure field in boundary layer flows, *Jour. Fluid Mech.*, 18, 1964, pp. 353-378.