

東北大学工学部 正員 岩崎 敏夫
 東北大学工学部 正員 ○田中 博通
 東北大学工学部 学生員 武蔵 弘

1. はじめに 乱流は空間的、時間的な現象であることから、その構造を解明するにはより高度な計測手法を用いる必要がある。著者等は表層水平自由噴流において時空相関を求めてきたが、今までは乱れ剪断応力の小さな噴流軸に沿った計測であった。今回は噴流軸に直角な断面において計測を行ない、時空相関より求まる等相関図及び渦径などについて考察した。Boussinesq (1887)の渦動粘性係数とPrandtl (1925)の混合距離理論の仮定は多くの剪断乱流の研究やその実用性に用いられてきた。それらの仮定は本来流れの場の渦径と関係することから本研究は拡散問題を含め今後の乱流研究に対し意義あるものと考えられる。

2. 実験装置及び実験方法

実験は4.7×5×0.5 mの実験水槽と1×5×0.5 mの貯水槽及び0.8×1×0.8 mの高水槽から構成された平面水槽を用いて行なった。放出口は5×5 cmの正方形である。流速測定には熱膜流速計(TSI社製)を用い、プローブはコニカルプローブを用いた。サンプリングは100 Hz、データ総数は2000個である。

3. 実験結果及び考察 時空相関関数は次式で定義される。

$$R(Y, \tau) = \frac{u_1(Y_0, t_0) u_2(Y_0 + Y, t_0 + \tau)}{u_1' \cdot u_2'}$$

ここで、 u_1' 、 u_2' はA点、B点での乱れ速度度である。図-1から図-3はそれぞれ

$x=30\text{cm}$ の $y=1.0\text{cm}$ 、 2.0cm 、 4.0cm の点を固定点として、 $x=38\text{cm}$ までの流下方向に測定して得た時空相関図である。なお、座標系は放出口中心を原点とし、流下方向にx軸、水深方向にy軸、それらに垂直にz軸である。ある時間遅れでピークが現われており、当然のことながら周辺部に行くにつれその遅れ時間(τ_m)は増している。また、 r が増すにつれ時空相関はなだらかになり空間的、時間的な拡がりを持つ。時空相関の緩和は粘性散逸と乱流成分間の相互作用によって生じるものと考えられ、図よりピーク付近の相関の減少が顕著であることから高周波成分の緩和が著しいといえる。

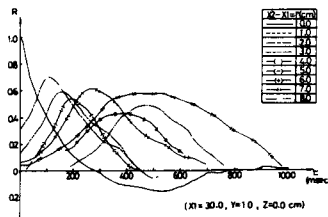


図-1 時空相関図

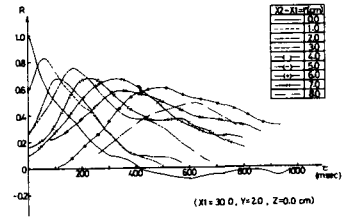


図-2 時空相関図

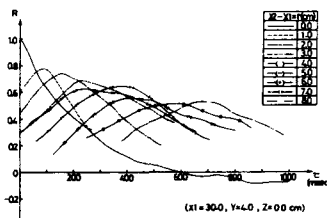


図-3 時空相関図

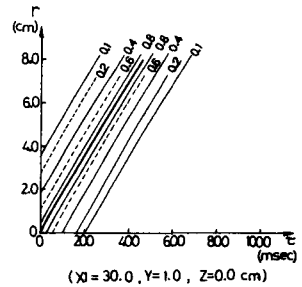


図-4 時空等相関図

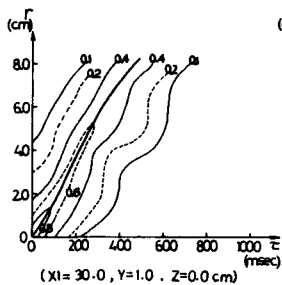


図-5 時空等相関図

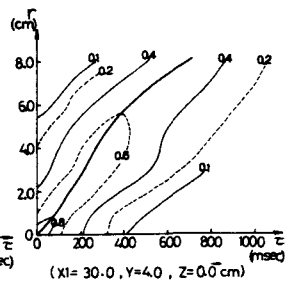


図-6 時空等相関図

図-4は乱流成分が変形・減衰されず局所的な平均流速で運ばれるとしたTaylor(1938)型の時空等相関図である。図-5, 図-6はそれぞれ $x=30\text{ cm}$, $y=1.0\text{ cm}$ と $x=30\text{ cm}$, $y=4.0\text{ cm}$ の時空相関より求めた時空等相関図である。図中の太い実線は時空相関の最大値を連ねたものである。図-4と図-5より実際の乱れは減衰し、特に高い相関の減衰が著しいことがわかる。また、時間的な拡がりも大きいといえる。図-5と図-6より周辺部の方が空間的な拡がりというよりは時間的な拡がりの方が大きいといえ、この傾向は他の断面においてもいえた。

図-7は $x=10\text{ cm}$, 30 cm , 50 cm の各断面の $\eta (=y/b)$ が近い値の等相関図である。流れが増すにつれ増大し渦径の発達を裏付ける。また、放出口近くではかなり扁平であるが流れが増すにつれ大きさが一様化されてくるのがわかる。これは、乱流の性質として乱れの減衰とともに圧力変動を介して流れの場が一様化されてくるものと考えられる。

図-8は次式で定義されるEuler的な渦径と時空相関関数の $R(r, 0)$ 即ち $L_{Ex} = \int_0^r R_a(\tau) d\tau$ (\bar{u} : 局所的な平均流速, $R_a(\tau)$: 自己相関)の時空相関係数より求めた次式で定義される渦径である。

$$L_{Lx} = \int_0^r R(r, 0) dr$$

時空相関係数はLagrange相関と類似したものであることが示し、 L_{Lx} をLagrange的な渦径とみなす。図-8より L/b が0.5の付近に分布し、渦径は b (半値幅: 流速が軸上流速の $1/2$ となる距離)の約半分であることがわかる。渦径も噴流の代表的な内部関数である半値幅(b)に比例しているといえる。

図-9に L_{Ex} と L_{Lx} の比を示す。これより、 η が増大し周辺部に行くにつれ減少してくる。これはEuler的な渦径の評価において局所的な平均流速(\bar{u})を用いていることによるものであり、実際、周辺部においては局所的な平均流速と移流速度はかなり異なる。今回の計測において周辺部で移流速度は局所的な平均流速よりも大きくなりそのことを裏付ける結果となった。したがって、剪断流れのEuler的な計測により求まる渦径などの評価に対し再考する必要がある。

また、図-9に x 方向の渦径(L_{Lx})と y 方向の渦径(L_{Ly})との比を示した。これより、流れの増加と共に L_{Ly}/L_{Lx} は大きくなり、図-7に示した等相関図と同様な傾向となった。

4. おわりに 噴流軸に直角な断面において時空相関関数を求めた結果、噴流周辺部では時間的な拡がりを持ち、流れが増加するにつれ渦径が大きくなると同時に一様化してくる。また、剪断流場において局所的な平均流速は移流速度と異なり、移流速度の方が大きいと考えられその結果Euler的に求めた渦径は周辺部において過小評価されることになる。

<参考文献>

- 1) 岩崎・田中・江塚; 表層水平自由噴流の時空相関について, 第34回年講, pp.265~266, 1979

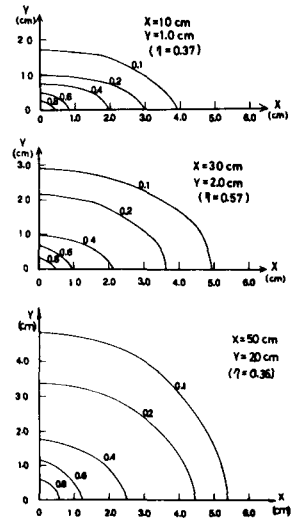


図-7 等相関図

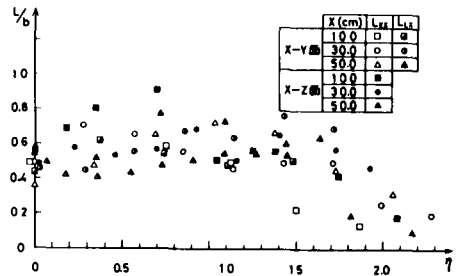


図-8 渦径の分布

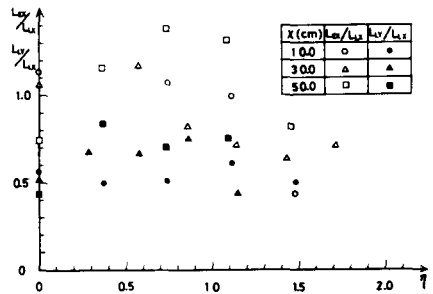


図-9 L_{Ex}/L_{Lx} と L_{Ly}/L_{Lx} の分布