

東北大学工学部 正 員 岩崎 敏夫
東北大学大学院 学生員 ○田中 博通
東北大学大学院 学生員 江塚 利幸

1. はじめに 乱流構造の空間的把握として重要な統計的特性量である時空相関について、工学や気象学の分野で研究されてきた。今回は、表層噴流のような非一様性の強い剪断流に対する空間特性を知ることは今後の解析に意義あるという観点から研究を行なった。

2. 時空相関 時空相関は次式で定義される。

$$R(\xi, \eta, \tau) = \overline{u'(x_0, y_0, t) u'(x_0 + \xi, y_0 + \eta, t + \tau)} / \overline{u'^2} \quad (1)$$

ξ, η : 測定点の間隔, τ : 時間遅れ

相互相関とクロススペクトルとの関係式は

$$\Gamma(\xi, \eta, f) = \overline{u'^2} \int_{-\infty}^{\infty} R(\xi, \eta, \tau) \exp(-i2\pi f\tau) d\tau \quad (2)$$

$$R(\xi, \eta, \tau) = (1/\overline{u'^2}) \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\xi, \eta, f) \exp(i2\pi f\tau) df$$

$$\Gamma(\xi, \eta, f) = C_0(\xi, \eta, f) + iQ(\xi, \eta, f) \quad (3)$$

C_0 : Cospectrum, Q : Quadrature spectrum

Coherence (Coh)とPhase (Φ) は次式で定義される。

$$Coh(\xi, \eta, f) = \frac{C_0^2(\xi, \eta, f) + Q^2(\xi, \eta, f)}{S_1(f) \cdot S_2(f)} \quad (4)$$

$S_1(f), S_2(f)$: それぞれの測定点でのスペクトル

$$\Phi(\xi, \eta, f) = \arctan \left(\frac{Q(\xi, \eta, f)}{C_0(\xi, \eta, f)} \right) \quad (5)$$

Taylor の凍結乱流の仮定より次式を得る。

$$R(\xi, \eta, \tau) = R(\xi - \bar{u}\tau, \eta, 0) = R(0, \eta, \tau - \xi/\bar{u}) \quad (6)$$

(6) を (2) に代入して

$$\Gamma(\xi, \eta, \tau) = \overline{u'^2} \Gamma(0, \eta, f) \exp(i2\pi f\xi/\bar{u}) \quad (7)$$

ξ (または η) が増大するにつれ、乱流はその形を保ちえず、

Taylor の仮定とのずれを生じる。そこで、その減衰関数

$A(2\pi f\xi/\bar{u})$ を導入すると (7) は次式となる。

$$\Gamma(\xi, \eta, f) = \overline{u'^2} \Gamma(0, \eta, f) \exp(i2\pi f\xi/\bar{u}) A(2\pi f\xi/\bar{u}) \quad (8)$$

(7) は次式のように表わすことができる。

$$\Gamma(\xi, \eta, f) = \overline{u'^2} \{ S_1(f) \cdot S_2(f) \}^{1/2} [Coh(\xi, \eta, f)]^{1/2} \exp[i\Phi(\xi, \eta, f)] \quad (9)$$

$\eta = 0$ のとき (8), (9) より次式が求まる。

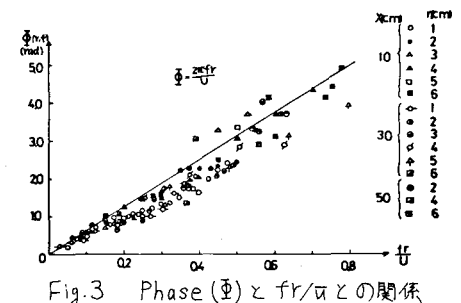
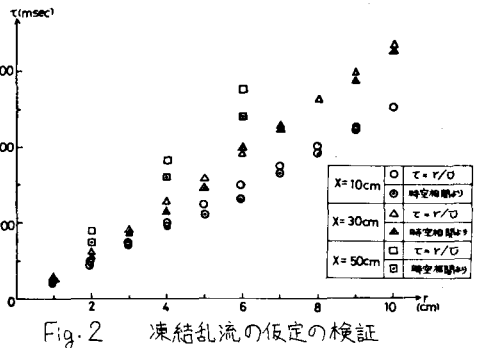
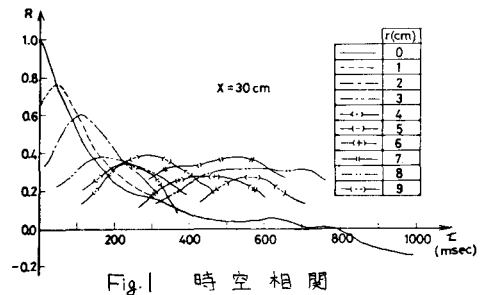
$$[Coh(\xi, \eta, f)]^{1/2} = A(2\pi f\xi/\bar{u}) \quad (10)$$

$$\Phi(\xi, \eta, f) = (2\pi f\xi)/\bar{u} \quad (11)$$

一般に、大気乱流の研究と同様にして、減衰関数を指数関数を用いて表わすと (10) は次式となる。

$$[Coh(\xi, \eta, f)]^{1/2} = \exp(R\xi f\xi/\bar{u}) \quad (12)$$

3. 実験装置および実験方法 実験は $4.7 \times 5 \times 0.5$ m の実験水槽と $1 \times 5 \times 0.5$ m の貯水槽及び $0.8 \times 1 \times 0.8$ 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、上流のプローブの影響を軽減するために上流では L 型プローブを用いた。サ



サンプリング間隔は0.01秒、データ総数は2000個である。

4. 解析結果および考察 Fig.1は $x=30\text{ cm}$ における時空相関である。ある時間遅れでピークが現われている。 $x=10\text{ cm}$, 50 cm においても同様な形となったが、流れが増すほど相関が強くなる結果となり渦径が増大していくといえる。一様流と異なり、測定間隔の増加とともに鋭いピークが現われなくなる点は非一様性の強い噴流の特徴であるといえる。

Fig.2は時空相関よりピークの時間遅れを読みとった値と局所平均流速で測定点間隔(r)を割った値($r/\bar{u}$)をプロットしたものである。これより、それらの値はよく一致し、噴流の流れの場を大きく影響するような流れがない限り、Taylorの凍結乱流の仮定は成り立つといえる。

Fig.3はPhase(Φ)と $r/\bar{u}$ との関係である。これより、流れに関係なく乱れは平均流で運ばれることがわかり、式(11)の理論式(実線)とほぼ一致する。

Fig.4, Fig.5はそれぞれ式(12)で定義した減衰関数を形成領域($x=10\text{ cm}$)、確立領域($x=30, 50\text{ cm}$)において表わしたものである。指数関数的に減少する傾向はあるが、形成領域と確立領域で明らかに係数が異なり、それぞれ $k_r=2.94$, $k_r=1.92$ となった。これから、形成領域において減衰が著しいことがわかる。また、確立領域において係数が一致することは興味深い結果である。岩谷は大気乱流の観測から $k_r=2.6$ を求めた。この研究では $r/\bar{u} < 0.3$ までの結果であるが、本研究においては $r/\bar{u} < 0.8$ 位までよく理論と一致している。

Fig.6は位相速度を $\bar{u}_c = 2\pi f r / \Phi$ とし、 $\bar{u}_c / \bar{u}$ と周波数(f)との関係を示したものである。剪断流において低周波成分(大きいスケールの渦)はゆっくり運ばれ、高周波成分(小さいスケールの渦)になるほど位相速度は大きくなるといわれているが、この結果からはそのような傾向は顕著に現われていない。しかし、解析において0.5Hzより小さな成分について求めることができなかったのより低周波成分について述べることはできない。この結果より、広い周波数帯にわたり位相速度と局所的な平均流速はほぼ一致し、周波数スペクトルからTaylorの凍結乱流の仮定を用いて波数スペクトルに変換可能であるといえ、今後、波数空間で展開していく表層水平自由噴流の乱流特性の解析に対して意義ある結果であるといえる。

< 参考文献 >

- 1) Favre, A.J, J. J. Gaviglio and R. Dumas : Space-Time double correlations and spectra in a turbulent boundary layer, Jour. Fluid Mech., Vol.2, pp.313~342, 1957
- 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, pp.205~217, 昭和45年, 第15号B, pp.463~473, 昭和46年
- 3) Hino, M : Theoretical Argument on Turbulent Structure of Gusty Wind, Proc. of JSCE, pp.115~118, 1972
- 4) Iwatani, Y : Some Features of the Spatial Structures of the Surface Layer Turbulence in the High Wind Condition, Jour. Meteor. Soc. J., Vol. 55, No.1, pp.130~138, 1977

