A144 ウェーブレット自己相関による拘束噴流内の二次流れの解析

Wavelet Auto-Correlation Analysis Applied to Secondary Flow in a Bounded Jet

○田畑 隆英(鹿児島高専), 李 輝(鹿児島大工), 野崎 勉(鹿児島大工)

Takahide TABATA*, Hui LI** and Tsutomu NOZAKI**

* Dept. of Mech. Eng., Kagoshima Natl. Col. Tech., 899-5193, Hayato-cho, Aira-gun, Kagoshima

** Dept. of Mech. Eng., Kagoshima Univ., 890-0065, Koorimoto, Kagoshima

ABSTRACT

To investigate the unsteady structure of secondary flow of a turbulent bounded jet in both Fourier and physical spaces, the wavelet auto-correlation analysis was used to analyze the fluctuating velocities at various positions in a bounded jet. The wavelet auto-correlation analysis provides the auto-correlation characteristics of signals in terms of period and time delay. From the wavelet auto-correlation analysis, the branching structures in $WR(a, \tau)$ reveal that a periodic large eddy motion contains the periodic small eddy motions. In the shear layer near the wall at $x/b_0=8$, $y/b_0=1$ and $z/b_0=1.87$, the wavelet Auto-correlation analysis may determine the period and the location of the large-scale structure and the secondary flows.

Key words: Bounded Jet, Eddy, Turbulence, Wavelet Transform, Wavelet Auto-correlation

1. 緒言

拘束噴流は流体素子内部で見られる流れであり、発振装置、スイッチ、論理素子、そして増幅装置等への工学的応用が考えられる。Foss-Jones ら¹⁾は比較的小さなアスペクト比の拘束噴流について初めて研究を行い、二次流れの存在と強い三次元性があることを報告している。

一方、Li ら²⁾は速度信号にウェーブレット変換、局所ウェーブレットレイノルズ応力、そしてウェーブレットレイノルズ応力を適用し、拘束噴流内の大規模渦の構造を初めて研究した。

本研究は、通常の自己相関およびウェーブレット自己相関を用いて拘束噴流の自由せん断層と拘束平板近傍における流れ構造を明らかにすることである。

2. ウェーブレット解析

2.1 ウェーブレット変換

本研究において、関数 $f(t)$ のウェーブレット変換は

$$Wf(b, a) = \frac{1}{a} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \overline{\psi\left(\frac{t-b}{a}\right)} dt \quad (1)$$

で定義される。ここで、 ψ , $\hat{\psi}$ はそれぞれ複素共役およびフーリエ変換を表す。

本研究においてアナライジングウェーブレットとして周波数に関して高い解像度を有する Morlet 関数

$$\psi(t) = e^{-i\omega_0 t} e^{-\frac{t^2}{2}}, \quad \hat{\psi}(\omega) = \sqrt{2\pi} e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{2}} \quad (2)$$

を採用し、李ら³⁾が提案した修正 Mexican hat 関数と同様に $\omega_0 = 2\pi$ とすれば、(1)式中のスケール a は周期を表

す。つまり、ウェーブレット係数 $Wf(b, a)$ は位置 b における周期 a 近傍における関数 $f(t)$ の大きさを表している。

2.2 ウェーブレット自己相関関数

ある不規則変動を示す関数 $f(t)$ についてのウェーブレット変換を $Wf(b, a)$ とすれば、ウェーブレット自己相関関数 $WC(a, \tau)$ は次式で定義される⁴⁾。

$$WC(a, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \overline{Wf(b, a)} Wf(b, a) db \quad (3)$$

ここで、 τ はウェーブレット空間におけるウェーブレット係数の遅れ時間、または信号 $f(t)$ の遅れ時間である。これに対して $WC(a, \tau)$ の実数部 $RWC(a, \tau)$ をウェーブレットパワースペクトル密度 $RWC(a, 0)$ で割って基準化したものをウェーブレット自己相関係数 $WR(a, \tau)$ ⁵⁾ と呼び、

$$WR(a, \tau) = \frac{RWC(a, \tau)}{RWC(a, 0)} \quad (4)$$

から求められる。

3. 実験装置

Fig.1 に本研究で用いた拘束噴流の実験装置の概要を示す。拘束噴流は、整流装置、金網、助走長さを有するプロア型風洞によって発生され、(縮小比 24:1 の) 400mm×100mm の矩形ノズルへと導かれる。(ノズル幅 $2b_0=100$ mm) 2枚の拘束平板は、ノズルアスペクト比 $H/b_0=2$ になるようにノズルの出口に取り付けられる。レイノルズ数 Re は、代表長さとして代表速度に、それぞれ、ノズル幅 $2b_0$ およびノズル出口での平均流出速度

$U_0(=1.5\text{m/s})$ をとると 1.0×10^4 となる。各軸方向の変動速度は2次元定温度型熱線流速計を用いて、二点同時に計測される。サンプリング周期 1ms で 10 秒間測定されたデータは、パソコンに転送・記録された後、ウェーブレットによる時間一周波数解析を行った。

4. 結果および考察

Fig.2 に $x/b_0=8$, $y/b_0=1$, $z/b_0=0$ のせん断層における u 変動速度成分の自己相関を示す。Fig.2(a)の横軸は遅れ時間 τ , 縦軸は周期 a としてカラーの変化はウェーブレット自己相関関数 $WR(a, \tau)$ の大きさである。Fig.2(b)および(c)はそれぞれ通常の自己相関係数 $R(\tau)$ ならびに変動速度を示す。Fig.2(a)から $WR(a, 0)=1$ であり, $a=90, 120, 180, 450\text{ms}$ の明瞭な周期的かつ支配的な正負のピーク, 分岐構造がみられる。このことからせん断層には複雑で大きなスケールの渦の中に様々な周期の小さいスケールの渦が含まれていることがわかる。しかし, $R(\tau)$ の大きな正と負のピークは, $WR(a, \tau)$ の $a=450\text{ms}$ の正と負のピークに対応している。

Fig.3 に $x/b_0=8$, $y/b_0=1$, $z/b_0=1.87$ の拘束平板近傍における u 変動速度成分の自己相関を示す。Fig.3(a)において $330\text{ms} \leq a \leq 380\text{ms}$ に明瞭なピークが, また $a \leq 150\text{ms}$ には多数の分岐構造がみられる。Fig.2(a)と比較すると, 支配的なピークの現れる周期は $a=100\text{ms}$ から $a=370\text{ms}$ にシフトしており, せん断層と拘束平板近傍の流れの構造は明らかに異なることが分かる。

5. 結 言

- (1)ウェーブレット自己相関の分布図から, さまざまなスケールの渦運動の構造を遅れ時間一周波数で容易に解析することができた。
- (2)ウェーブレット自己相関の分布図において高い周期の領域に現れるピークは通常の自己相関の図には低周波として現れ, 逆にウェーブレット自己相関の分布図において低い周期の領域に現れるピークは通常の自己相関の図には高周波として現れる。
- (3)ウェーブレット自己相関の分布図でみられる分岐構造から, 周期的な大きな渦の運動には小さな渦の周期的な運動が含まれていることを意味する。
- (4)中心面内の2つの測定点, $x/b_0=8$, $y/b_0=0$ かつ $z/b_0=0$ および 1.87 における速度成分 u のウェーブレット自己相関関数分布の比較から, せん断層内の流れと拘束平板近傍の流れの構造は明らかに異なっている。
- (5)拘束平板近傍の $x/b_0=8$, $y/b_0=1$, $z/b_0=1.87$ の位置における速度成分 u のウェーブレット自己相関関数分布から $a=110, 140, 240\text{ms}$ の明瞭なピークがみられ, 二次流れをとらえたものと思われる。

(参考文献)

- 1) Foss, J.F. and Jones, J.B.: Secondary Flow Effects in a Bounded Rectangular Jet, ASME Journal of Basic Engineering, Vol.90, No.2 (1968)pp.241-248.
- 2) Li, H., Nozaki, T., Tabata, T. and Oshige, S.: Wavelet Analysis of Flow Structure in a Bounded Jet, JSME ICFE-97-107, Vol.2(1997)pp.589-594.
- 3) Li, H. and Nozaki, T., Wavelet Analysis for the Plane Turbulent Jet (Analysis of Large Eddy Structure), JSME International Journal, Fluids and Thermal Engineering, Vol.38, No.4(1995)pp.525-534.

- 4) Li, H., Wavelet Auto-Correlation Analysis Applied to Eddy Structure Identification of Free Turbulent Shear Flow, JSME International Journal, Fluids and Thermal Engineering, Vol.40, No.4(1997)pp.567-576.

Fig.1 Experimental Apparatus

Fig.2 Auto-correlation analysis of fluctuating velocity at $x/b_0=8$, $y/b_0=1$ and $z/b_0=0$.

- (a) wavelet auto-correlation coefficients
- (b) conventional auto-correlation coefficients
- (c) u -component of fluctuating velocity

Fig.3 Auto-correlation analysis of fluctuating velocity at $x/b_0=8$, $y/b_0=1$ and $z/b_0=1.87$.

- (a) wavelet auto-correlation coefficients
- (b) conventional auto-correlation coefficients
- (c) u -component of fluctuating velocity