

マイクロせん断応力計と離散ウェーブレット解析による 壁面せん断応力の可視化と探知

非会員 木村元昭 (日本大学) 非会員 武居昌宏 (日本大学)
 非会員 宮城徳誠 (日本大学) 非会員 Chih-Ming HO (UCLA)
 正員 斎藤兆古 (法政大工) 非会員 堀井清之 (白百合女子大)

Visualization and Detection of Wall Shear Stress using Micro Shear Stress Sensor and Discrete Wavelet Analysis

Motoaki Kimura, Masahiro Takei, Norimasa Miyagi (Nihon Univ.), Chih-Ming HO (UCLA), Yoshifuru SAITO (Hosei Univ.) Kiyoshi HORII (Shirayuri College)

Shear stress stripe structure on the wall in turbulent boundary layer has been clearly visualized by a combination of a shear stress sensor using MEMS (Micro-Electro-Mechanical-Systems) and discrete wavelets transform. The MEMS shear stress micro chip is designed and fabricated by surface micro-machining technology, contributing to obtaining the time-space two dimensional shear stress data. One array of 25 micro shear stress sensors in the chip that covers a length of 7.5 mm is used to measure the instantaneous spanwise distribution of the surface shear stress. The discrete wavelets transform is a software technique to decompose the frequency level with the time and space information of the wave form. In details, the structure in lower Reynolds number is shown clearly on lower frequency wavelets level, the structure in high Reynolds number is done clearly on higher frequency wavelets level. To visualize and detect the high shear stress area more clearly, the frequency levels are recomposed using the multiresolution filtering effect of wavelets transform. The experiments for the shear stress distribution were carried out on $Re = 8700$ and 17400 .

キーワード：MEMS, 乱流境界層, せん断応力計, 離散ウェーブレット変換, 可視化

1. はじめに

乱流境界層内の縞構造は壁面近傍の支配的な流れ構造であることから可視化, 実験および数値計算による研究が精力的に進められている^{1)~5)}。ところが, レイノルズ数が高くなるに従いその縞構造は小さくなるために, その可視化には高い空間分解能と周波数応答が必要となり, 従来のセンサでは測定が困難であった。このような現状に対して, 米国のUCLAとカリフォルニア工科大学では乱流境界層のせん断応力制御を念頭において, マイクロマシン技術(MEMS Micro Electro Mechanical Systems)によるセンサ, アクチュエータおよび電子回路を一体化した制御システムの設計製作を行っており, 壁面せん断応力縞構造の時間空間准2次元分布の高精度な可視化に成功している⁶⁾。しかしながら, このようなMEMSせん断応力イメージチップから可視化されるせん断応力分布は, 様々な周波数成分を合成した積分値であり, さらに詳細な縞構造の解析においては, 統計的手法や周波数解析といった新しい解析手法が必要であることは言うまでもない。筆者らは, その統計的手法として, せん断応力縞構造波形のスロープと最大値との相関関係を明らかにし, 詳細な縞構造の解析を行った⁷⁾。一方, 周波数解析についてはフーリエ変換を行うことが常套手段ではあ

るが, このような解析手法を時間空間的に准2次元平面で得られるMEMSせん断応力分布に適用すると, 時間空間成分が消去され周波数成分だけの情報になってしまうために, その准2次元渦構造の時間空間情報が得られにくいと言う大きな欠点が存在した。このような状況において最近になって時間空間情報を残したまま周波数特性を得る手段としてウェーブレット解析が注目を集めており⁸⁾, 流体力学分野における乱流構造の解析, 電磁気分野における波形の解析など, あらゆる波形の解析に用いられてきた。筆者の一人斎藤らは, 正規直交系である離散ウェーブレットを電磁界計算へ応用⁹⁾し, ノイズフィルタ評価に適用した¹⁰⁾。さらに, 筆者らは, 離散ウェーブレットの特徴のひとつである正規直交系の多重解像度解析を噴流の解析に適用した¹¹⁾。このような離散ウェーブレット解析が, 波動解析に多用されてきているものの, その准2次元せん断応力画像に対しては, その適用がまったくなされていない。

本研究は, マイクロせん断応力計により, 乱流境界層における壁面せん断応力分布を空間・時間の準2次元的に測定し, その2次元データに離散値系ウェーブレット変換を用いて壁面せん断応力分布を可視化¹²⁾すると共にその特徴抽出を行い, 高せん断応力の推定に有効な情報を得ることを目的としている。

2. センサと実験装置

〈2・1〉 マイクロせん断応力イメージチップ 測定に用いたマイクロせん断応力イメージチップの拡大図を図1に示す。チップ上には図2に示すようなセンサ配列が形成されている。1列に25個のせん断応力センサが並ぶ列が3列(①、④、⑤)、1列に5個のセンサが並ぶ列が2列(②、③)の計85個のセンサ群から構成されている。各センサは後述の回路に接続されており、単独あるいは同時に複数のセンサを作動させることが可能である。複数のセンサを用いる場合は、流れと直角な1列25個のセンサ列を用いることで壁面せん断応力分布の時系列変化を計測することができる。また、3行25列あるいは4行5列の行列状のセンサ群を用いることで、せん断応力の平面分布の時系列変化を測定することができる。更にせん断応力イメージチップを構成する個々のマイクロせん断応力センサ¹³⁾は、図3に示したように、上部を窒化シリコン薄膜でコーティングした多結晶ポリシリコン製である。1つのセンサを形成する大きさは、 $200\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ の正方形であり、隣り合うセンサの中心間隔は $300\mu\text{m}$ 、各センサ本体は長さ $150\mu\text{m}$ 、幅 $3\mu\text{m}$ 、厚さ $0.45\mu\text{m}$ の線状で、厚さ $1.2\mu\text{m}$ の窒化シリコン板上に位置している。断熱のために下部に厚さ $2\mu\text{m}$ の真空空洞があり、センサから壁面への熱伝導が減少しセンサ感度が顕著に向上する¹⁴⁾。センサは定温度型熱線流速計と同様の回路を用い加熱比1.1で作動する。センサの較正は後に示すように時間平均出力を圧力勾配より得られる時間平均せん断応力と比較することにより行った。センサ出力感度は $1\text{V}/\text{Pa}$ 、周波数応答は矩形波によれば 25kHz である。

〈2・2〉 マイクロせん断応力イメージチップ製造工程 本マイクロせん断応力イメージチップは現在、カリフォルニア工科大学内にあるU-MACHINES社が製造販売を行っている。上述した1つのセンサの製造工程を図4に示し概説する¹⁵⁾。図4(1)では、Si基板上に減圧化学的気相成長法(LPCVD)で形成した窒化シリコン層を湿式シリコンエッチングにより窓状パターン(真空断熱のための空洞部 $200 \times 200\mu\text{m}$)で掘り下げる。同図(2)では、熱酸化成長法(LOCOS)を施して表面を平滑化する。同図(3)では、真空空洞のための溶解部としてリン・ケイ酸ガラス(PSG)をパターン化しながら形成する。同図(4)では、ダイアフラム材として窒化シリコンを一面に被着する。同図(5)では、窒化シリコン層に穴を開け、弗化水素酸によりPSG層とその下面の熱酸化物を除去する。同図(6)では、ウエハを乾燥した後、真空状態で空洞を封印するために減圧下で窒化シリコン層を形成する¹⁶⁾。同図(7)では、ホットフィルムを形成するために多結晶シリコン層をパターン形成し、イオン注入法でリンを添加する。形成された多結晶シリコン内のストレスを低減し、添加した不純物を活性化するためにアニールしてセンサ部とする。更に、多結晶ポリシリコン抵抗体の抵抗値のドリフトを防ぐ目的で、抵抗体を不活性化するための窒

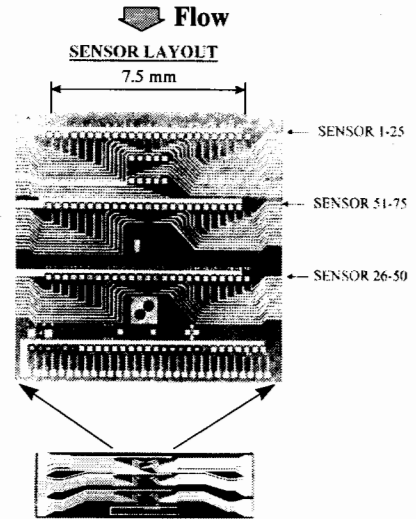


図1 マイクロせん断応力イメージチップ
Fig. 1. A micro shear stress imaging chip.

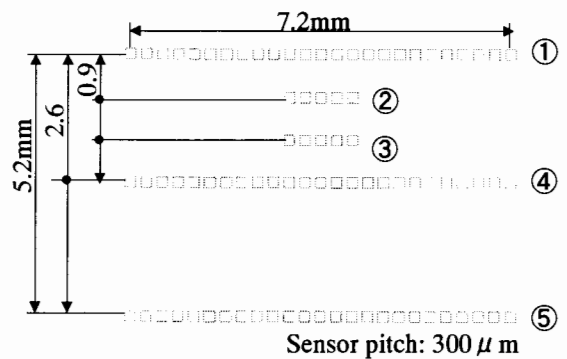


図2 チップ上のセンサ配列
Fig. 2. Sensor arrangement on the chip.

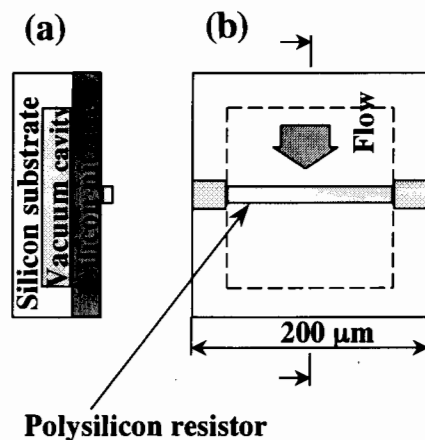


図3 せん断応力センサ(a)断面図, (b)平面図
Fig. 3. A shear stress sensor.

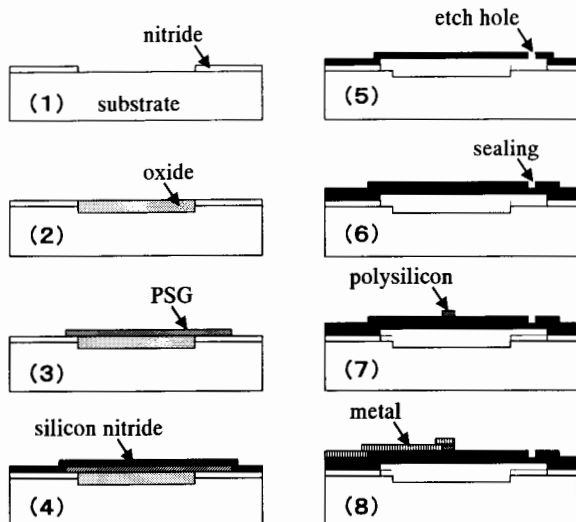


図4 製造工程¹⁵⁾
Fig. 4. Fabrication steps.¹⁵⁾

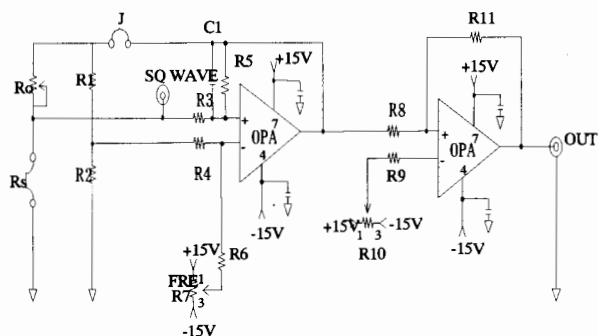


図5 定温度型回路
Fig. 5. Constant temperature circuit.

化シリコン膜を減圧化学的気相成長法(LPCVD)により形成する¹⁷⁾。同図(8)では、アルミニウム配線によりリードを作成する。

〈2.3〉 センサの較正と温度補償 センサは上述のように定温度型回路で作動する。図5に本実験で使用した回路を示す。同回路はセンサ： R_s 、固定抵抗器： R_1 、 R_2 および可変抵抗器 R_0 によるホイーストン・ブリッジと広帯域帰還増幅器により構成される。この増幅器の出力をブリッジに戻すことにより、センサの温度を与えられた設定温度の値に、壁面せん断応力に関係なく一定に保つようにする。したがってセンサの抵抗値も一定となる。壁面せん断応力に変動が生じた場合、センサを初期設定温度に保つように回路に電流が流れ、この電流を測定することにより、壁面せん断応力および変動分を検出することができる。

センサに通電したときのジュール熱が強制対流により壁面近傍の流体に伝達する熱流束を測定することにより二次的に壁面せん断応力を求めるもので、熱流束と壁面せん断応力 τ の関係は、

$$i^2 R^2 = (T_f - T) (A + B\tau^{1/3}) \quad \dots \quad (1)$$

である¹⁸⁾。ここに、 T_f は熱せられたセンサ温度、 T は被測定流の温度であり、 R はセンサの抵抗値、 i はセンサを流れる加熱電流であり、 A と B は実験定数である。また、今回用いたセンサの温度特性は

$$R_s = 2.5181(1 + 0.001307\Delta T) \text{ [k}\Omega] \quad \dots \quad (2)$$

である⁶⁾。ここで ΔT は温度変化を示す。

ここでは壁面せん断応力と出力電圧値の関係を明らかにするために次の2つの方法を用いた。始めに、チャネル風洞の乱流に発達した領域の壁面せん断応力 τ は、

$$dP_x / dx = -2\tau / h \quad \dots \quad (3)$$

の関係がある。ここで、 P_x は局部静圧力、 x は流れ方向距離、 h はチャネル風洞の高さである。チャネル中心速度 8m/s から 20m/s の範囲で圧力損失とセンサの出力電圧を測定した。ここで、被測定流体の温度 T が一定とすると壁面せん断応力は出力 E_0 に関する6次多項式、

$$\tau = a_0 + a_1 E_0 + \dots + a_6 E_0^6 \quad \dots \quad (4)$$

で示すことができる。ここに、 a_0, a_1, \dots, a_6 は較正定数である。この定数はチャネル風洞により較正される。すなわち、乱れが十分に発達した位置での風洞壁面に、センサ受感部を壁面と同一平面になるように設置し、風洞の主流速度とセンサの出力電圧との関係を調べる。次にもう片方の較正方法を示す。完全に発達したチャネル乱流でのレイノルズ数と壁面せん断応力の関係は、Hussainら¹⁹⁾の実験によれば、

$$u_\tau / u_\infty = 0.1079 Re^{-0.089} \quad \dots \quad (5)$$

$$\tau = u_\tau^2 \rho \quad \dots \quad (6)$$

で表すことができる。ここに、 u_τ は摩擦速度、 u_∞ は主流速度、 Re はチャネル高さの半分を代表長さとした主流レイノルズ数、 ρ は空気密度である。始めに流れ方向の圧力勾配を測定し式(3)により壁面せん断応力 τ を算出した。さらに、式(5)と(6)を用いて壁面せん断応力を再度求めた。両方法で得られたせん断応力値は概ね同等な値を示した。

式(4)において、測定流体の温度は一定と仮定しているが、実際の風洞内の温度は実験中に変化するため、温度補償が必要となる。中心速度 10m/s のチャネル流、室温 19℃ から 22℃ の範囲で、壁面せん断応力センサと壁面近傍に設置された熱電対により温度補償の補正率を求めた。本研究で使用したセンサの温度に対する出力の変化は、-310mV/℃であった。温度補償は、まずせん断応力値と周囲温度を測定した後プログラム上で行った。

〈2.4〉 実験装置・条件・方法 本実験に用いたチャネル型風洞を図6(a)に示す。高さ 25.4mm、幅 610mm の矩形断面、長さ 4880mm のチャネル型風洞を用い行われた。その風洞内において、はじめに熱線流速計を用いて流速分布測定を行い、チャネル入り口付近で層流、後半では乱流になることを確認した。マイクロせん断応力カイメージチップの設置状況は図6(b)に示すように特製 PC ボードに収められ、更にチャネル入り口より 4267mm 下流の完全に乱流に遷移している位置に壁面と凸凹がない様に設置された。そして、チャネル高さ($h=25.4 \times 10^{-3}$ m)の半分の高さと、その中央速

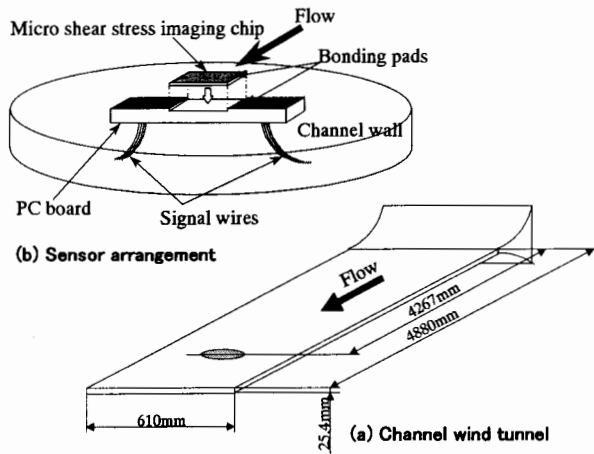


図6 センサ装着状況と風洞
Fig.6. Sensor setting and wind tunnel.

度によるレイノルズ Re が 8700 ($v=10\text{m/s}$) および 17400 ($v=20\text{m/s}$) の 2 種類の実験条件で実施された。今回は流れと直角方向の壁面せん断応力分布の時系列データに関してウェーブレット変換を施すために、前述した第 1 列 (①) の 25 個のセンサ列により長さ 7.5mm の範囲で流れ方向の壁面せん断応力の時間変化を測定した。

3. 離散ウェーブレット変換

離散ウェーブレット変換の行列表現は、

$$S = WX \quad \dots \dots \dots (7)$$

で表させ、 S はウェーブレットスペクトラム、 W はアナライジングウェーブレット行列、 X は入力データである。 W は次の行列 C を基本として、カスケードアルゴリズムにより求めることができる。その行列 C は、4 次の Daubechies 関数 ($N=4$) の場合、

$$C = \begin{pmatrix} c_0 & c_1 & c_2 & c_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ c_1 & -c_1 & c_1 & -c_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_0 & c_1 & c_2 & c_3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_1 & -c_1 & c_1 & -c_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_0 & c_1 & c_2 & c_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_1 & -c_1 & c_1 & -c_1 \\ c_2 & c_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_0 & c_1 \\ c_1 & -c_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_1 & -c_1 \end{pmatrix} \begin{matrix} c_0 = \frac{1+\sqrt{3}}{4\sqrt{2}} \\ c_1 = \frac{3+\sqrt{3}}{4\sqrt{2}} \\ c_2 = \frac{3-\sqrt{3}}{4\sqrt{2}} \\ c_3 = \frac{1-\sqrt{3}}{4\sqrt{2}} \end{matrix} \quad \dots \dots \dots (8)$$

$$c_3 - c_2 + c_1 - c_0 = 0 \quad \dots \dots \dots (9)$$

$$0 \ c_3 - 1 \ c_2 + 2 \ c_1 - 3 \ c_0 = 0 \quad \dots \dots \dots (10)$$

であり、ここで、 $C^T \cdot C = I$ 、 I は単位行列、 C^T は C の転置行列である。式 (8) の行列 C の 1 行目はスケーリング係数であり、2 行目はウェーブレット係数である。4 次の Daubechies 関数 ($N=4$) は、各行に 4 個の係数を持ち、第 1 行目は、 c_0 、 c_1 、 c_2 と c_3 を重みに持つ入力データの和の演算である。第 2 行目は c_0 、 c_1 、 c_2 と c_3 を重みに持つ入力データの差の演算である。3 行目は 1 行目を 2 ステップ移動したもの、4 行目は 2 行目を 2 ステップ移動したものである。式 (9) と (10) より、入力行列の各要素が一定または単調増加である場合には、変換された値は 0 になる。行列 C から W

を求めるカスケードアルゴリズムについて、説明を容易にするために、入力行列 X は、

$$X = [X_1 \ X_2 \ X_3 \ X_4 \ X_5 \ X_6 \ X_7 \ X_8 \ X_9 \ X_{10} \ X_{11} \ X_{12} \ X_{13} \ X_{14} \ X_{15} \ X_{16}]^T \quad \dots \dots \dots (11)$$

のように 1 次元 16 要素からなるものとする。式 (8) と (11) より、変換行列 X' は、

$$X' = C_{16} X = [s_1 \ d_1 \ s_2 \ d_2 \ s_3 \ d_3 \ s_4 \ d_4 \ s_5 \ d_5 \ s_6 \ d_6 \ s_7 \ d_7 \ s_8 \ d_8]^T \quad \dots \dots \dots (12)$$

となり、 C_{16} は 16X16 の C 行列である。この式 (12) で要素 s は和の演算を行ったものを示し、要素 d は差の演算を行ったものを示す。

次に、この X' の中の要素の位置を行列 P_{16} によって変換する。

$$P_{16} X' = [s_1 \ s_2 \ s_3 \ s_4 \ s_5 \ s_6 \ s_7 \ s_8 \ d_1 \ d_2 \ d_3 \ d_4 \ d_5 \ d_6 \ d_7 \ d_8]^T \quad \dots \dots \dots (13)$$

そしてさらに、式 (13) に対して、 C と P 行列によって変換を続ける。すなわち、

$$W^{(2)} X = [S_1 \ S_2 \ S_3 \ S_4 \ D_1 \ D_2 \ D_3 \ D_4 \ d_1 \ d_2 \ d_3 \ d_4 \ d_5 \ d_6 \ d_7 \ d_8]^T \quad \dots \dots \dots (14)$$

$$S = W^{(2)} X = [S_1 \ S_2 \ D_1 \ D_2 \ D_1 \ D_2 \ D_3 \ D_4 \ d_1 \ d_2 \ d_3 \ d_4 \ d_5 \ d_6 \ d_7 \ d_8]^T \quad \dots \dots \dots (15)$$

の演算を施す。ここで、

$$W^{(2)} = (P_{16}^T C_{16}^T) (P_{16} C_{16}) \quad \dots \dots \dots (16)$$

$$W^{(2)} = (P_{16}^T C_{16}^T) (P_{16}^T C_{16}^T) (P_{16} C_{16}) \quad \dots \dots \dots (17)$$

$$P_{16} = \begin{bmatrix} P_8 & 0 \\ 0 & I_8 \end{bmatrix} C_{16} = \begin{bmatrix} C_8 & 0 \\ 0 & I_8 \end{bmatrix} P_{16} = \begin{bmatrix} P_4 & 0 \\ 0 & I_{12} \end{bmatrix} C_{16} = \begin{bmatrix} C_4 & 0 \\ 0 & I_{12} \end{bmatrix} \quad \dots \dots \dots (18)$$

$W^{(2)}$ は式 (7) のアナライジングウェーブレット行列 W である。式 (14) において、 S_1 は式 (15) における s_1 から s_4 までの重みを付けた和を示す。 S_2 は s_3 から s_6 までの重みを付けた和を示し、 D_1 は式 (15) における s_1 から s_4 までの重みを付けた差を示す。式 (15) で、 S_1 は式 (14) における S_1 から S_4 までの重みを付けた和を示し、 D_1 は式 (14) の S_1 から S_4 までの重みを付けた差を示す。式 (15) から、離散ウェーブレット逆変換は、

$$X = [W^{(2)}]^T S \quad \dots \dots \dots (19)$$

$$[W^{(2)}]^T = [(P_{16}^T C_{16}^T) (P_{16}^T C_{16}^T) (P_{16} C_{16})]^T = C_{16}^T P_{16}^T (C_{16}^T)^T (P_{16}^T)^T (C_{16})^T \quad \dots \dots \dots (20)$$

となり、式 (18) から、多重解像度は、

$$X = [W^{(2)}]^T S_0 + [W^{(2)}]^T S_1 + [W^{(2)}]^T S_2 + [W^{(2)}]^T S_3 \quad \dots \dots \dots (21)$$

となる。ここで、

$$S_0 = [S_1 \ S_2 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]^T$$

$$S_1 = [0 \ 0 \ D_1 \ D_2 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]^T$$

$$S_2 = [0 \ 0 \ 0 \ 0 \ D_1 \ D_2 \ D_3 \ D_4 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]^T$$

$$S_3 = [0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ d_1 \ d_2 \ d_3 \ d_4 \ d_5 \ d_6 \ d_7 \ d_8]^T \quad \dots \dots \dots (22)$$

である。以上から、入力行列の要素数が 16 で 4 次の Daubechies 関数を用いた場合、多重解像度は、Level 0 から Level 3 まで存在する。2 次元離散ウェーブレットスペク

トラム S は、縦方向のウェーブレット変換について、 X の左から n 行の m 列の W_n を掛け算して求め、横方向のウェーブレット変換について、 X の右から W_n^T を掛け算することで求められ、その S は、

$$S = W_n \cdot X \cdot W_n^T \quad \dots \dots \dots (23)$$

で表せられる。ここで、 W_n^T は W_n の転置行列を示す。このウェーブレット逆変換は (23) 式の左右から掛け算した変換行列を単位正方行列とすればよいので、

$$X = W_n^T \cdot S \cdot W_n \quad \dots \dots \dots (24)$$

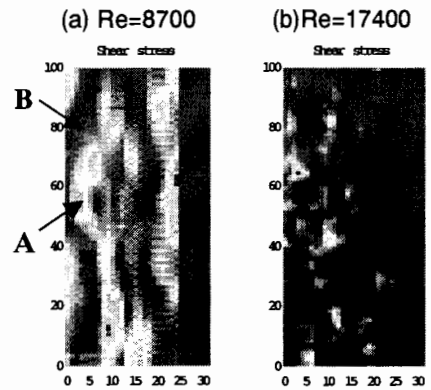
で表される。

一般的に、入力行列の要素が 2^n 個で k 次 ($N=k$) の Daubechies 関数を用いた場合、その多重解像度解析は、式 (20) において、変換された和の要素の数が k より小さくなるまで、繰り返し和と差の演算が続けられる。本研究においては、アナライジングウェーブレットとしてドビッシー (Daubechies) 16 次関数を用いた。その基本行列 C の 1 行目のスケーリング係数、および 2 行目のウェーブレット係数は 16 個の係数からなるウェーブレット変換は上記のアルゴリズムによりウェーブレット係数からなる基本波に対して、そのスケール変換および時間空間シフトを行い、多数のスケールおよび時間空間が異なる波形から構成されるアナライジングウェーブレットを用いて、入力波形を変換するものである。この 16 次の Daubechies 関数も、4 次の Daubechies 関数と基本的な性質は同様であり、 $C^T \cdot C = I$ すなわち、正規直交の関係が存在する。

4. ウェーブレット解析結果と考察

〈4.1〉 壁面せん断応力の可視化 図7はマイクロせん断応力イメージチップにより測定された、時空間准2次元せん断応力分布を、最大値を 1.0 に最小値を 0.0 に正規化して濃淡で示したものであり、せん断応力の高いところは淡色(A)で、低いところは濃色(B)で示されている。この図において、センサから得られる流れと直角方向 (横方向) のデータ数は 25 (幅 7.5mm) であり、離散ウェーブレット変換は 2 のべき乗を対象とするので、26 から 32 までの値には意図的に 0 を入れた。また、時間軸 (縦方向) は、51.2ms を変換対象としたが、図には 10ms の範囲を示してある。レイノルズ数が高くなるに従い、相対的に高いせん断応力が集中する縞状の領域は、流れと直角方向の幅が狭く、流れ方向に短くなるのが分かる。図7に対して離散ウェーブレット変換を施した。

さらに、離散ウェーブレット逆変換を施し多重解像度解析を行った結果は、図8と9に示した通りである。図7と同様に最大値を 1.0 に最小値を 0.0 に正規化して濃淡で示したものである。せん断応力の低いところは濃色 (濃い灰色) で、そして、高くなるに従い一旦淡色となり、最も高い部分は黒色で示されている。この図において、Level 0 から Level 5 とレベルが高くなるにしたがって、入力データは低周波数成分から高周波数成分に分解され示されている。Level 6 については省略している。表示した範囲は元のデー



x-direction [X 300 μ m], y-direction [X 0.1ms]

図7 イメージチップにより測定されたせん断応力
Fig. 7. Shear stress measured with the imaging chip.

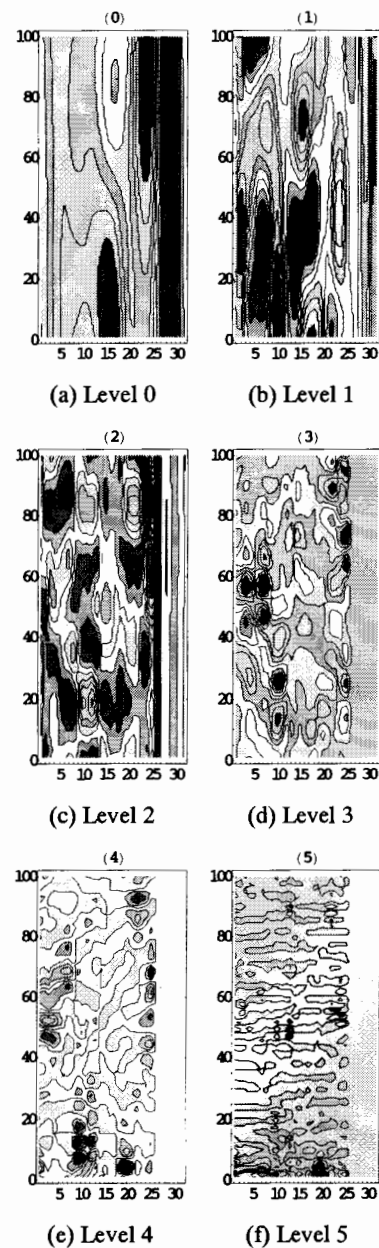
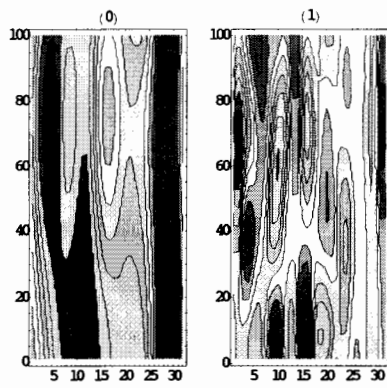
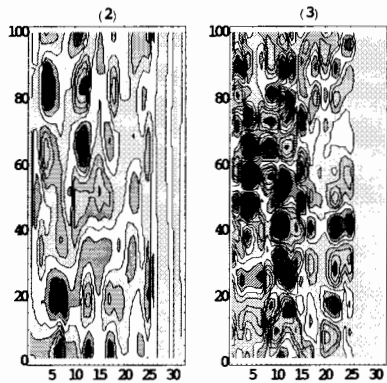


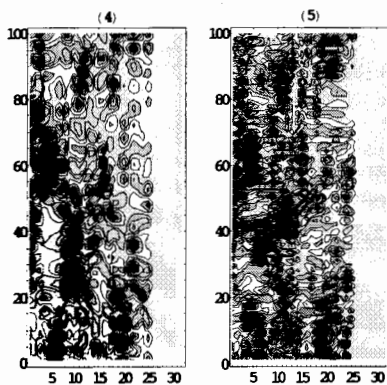
図8 多重解像度解析結果 ($Re=8700$)
Fig. 8. Multiresolution analysis in $Re=8700$.



(a) Level 0 (b) Level 1



(c) Level 2 (d) Level 3



(e) Level 4 (f) Level 5

図9 多重解像度解析結果 ($Re=17400$)
Fig. 9. Multiresolution analysis in $Re=17400$.

タである図7に示すものと同範囲である。離散ウェーブレットは正規直交するので、各レベルをすべて加えたものは、図7の元のせん断応力分布を示す。

〈4.2〉高せん断応力の探知 次に筆者の一人が行っている壁面せん断応力の制御を念頭に置いた高せん断応力領域の予測手続き⁷⁾の成績を改善するために離散ウェーブレット変換による壁面せん断応力データのフィルタリングを試みた。壁面の綫状低速領域から生ずる一連のバースティングイベントによる立て渦がもたらす高せん断応力領域は、本マイクロせん断応力計により計測することが可能である。しかし、データの中には1回のバースティングイベントが通過する数msのオーダの変動と、これに

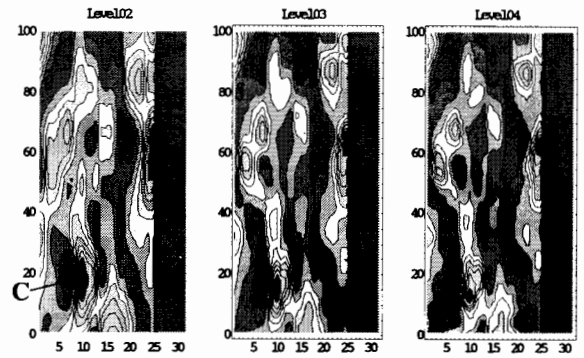


図10 多重解像度フィルタリング ($Re=8700$)
Fig. 10. Multiresolution filtering in $Re=8700$.

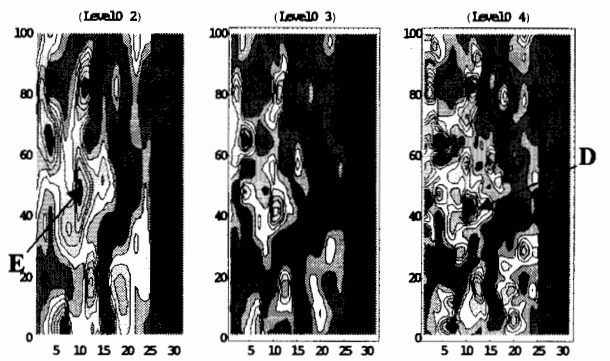


図11 多重解像度フィルタリング ($Re=17400$)
Fig. 11. Multiresolution filtering in $Re=17400$.

伴う流体現象として存在する数kHz以上の変動あるいはセンサ系の高周波ノイズ成分が混在しており、高せん断応力領域の判別に支障を来す原因となる。これらの高周波数の変動を除去し、高せん断応力領域の判別を明瞭化するために離散ウェーブレット変換を用いた。

図10及び図11に先に示した $Re=8700$ と $Re=17400$ の多重解像度解析結果を再び重ね合わせた場合のせん断応力等強度分布を示す。ここでLevel02はLevel0+Level1+Level2を示し、Level03及びLevel04も同様に重ね合わせを実行した結果である。尚、各図の正規化あるいは色の濃淡、黒の領域による等せん断応力等強度線は図8、9と同様である。

まず $Re=8700$ のレイノルズ数が比較的低い場合では、Level04からLevel02と重ね合わせを変更することで高せん断応力領域(黒色部分)(C)が鮮明に表現されていることが分かる。つまり全体の積分値からLevel5とLevel6を除去することで顕著なフィルタリング効果が実現される。また $Re=17400$ の場合では、Level5とLevel6を除去したLevel04より図7(b)からは判別が困難であった高せん断応力領域(黒色部分)(D)等がより明確に表現されることが分かる。さらに、Level03、Level02と高次のフィルタリングを掛けることで、領域が縮小しかつ複雑な形状となり判別が困難である高せん断応力領域の形状を単純化(E)することができ、高せん断応力領域が表現される。これは壁面せん断応力の高周波成分が離散ウェーブレット変換のフィルタリング効果により除去された結果と考えられる。

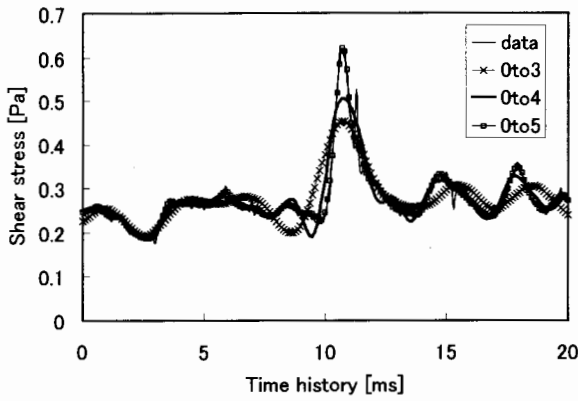


図 12 1つのセンサによるせん断応力データ
Fig. 12. Sample data of shear stress by one sensor.

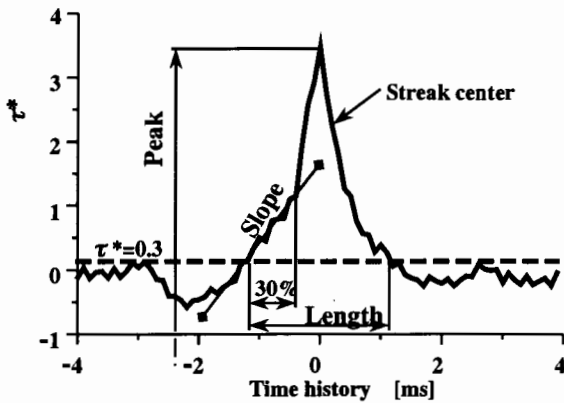


図 13 高せん断応力領域の最大値、長さ、初期増加率
Fig. 13. Peak, Length and Slope of high shear stress areas.

また、1つのセンサが測定したサンプルデータの時間経過を図 12 に示す。同図には元データ：data と Oto3 (Level03) , Oto4 (Level04) , Oto5 (Level05) が示されている。Oto5 以上ではほとんど元データと同じトレースとなる。Oto4 と Oto3 が示すように、高次のレベルを排除することにより、忠実な変動に対する追従性は犠牲となるが、細かな変動に妨害されずに高せん断応力の発生する位置および時間的な領域を把握することが可能となる。しかし、ここでは表示していないが、Oto1 や Oto2 のようにフィルタを効かせ過ぎると時間的なずれが顕著となるので注意が必要である。

ここで、図 13 に示すように、時空間データ全体におけるせん断応力の平均値 $\bar{\tau}$ と実行値 τ' より式(25)によって求められる閾値を用いて高せん断応力領域を定義し、その領域におけるせん断応力の最大値 Peak とせん断応力初期増加率 slope を同図に示すように定めた⁷⁾。

$$\tau^* = (\tau' - \bar{\tau}) / \bar{\tau} > 0.3 \quad \dots \dots \dots (25)$$

それぞれのレイノルズ数に対して統計的な値が充分集束するように高せん断応力領域を 250 以上抽出し、各レイノルズ数での最大値 Peak と初期増加率 Slope との相関係数を

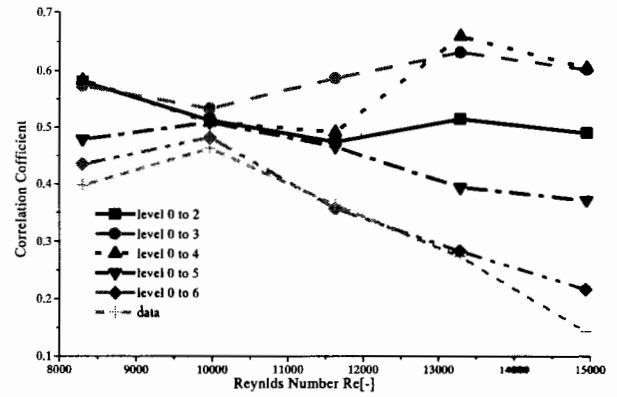


図 14 離散ウェーブレット変換のフィルタリング効果による最高値と初期増加率との相関係数
Fig. 14. Correlation coefficient of Peak and Slope due to the filtering effect by discrete wavelets transform.

求めた結果を図 14 に示す。同図で元データ：data では相関係数が 0.45 から 0.1 であるのに対し、Oto3 と Oto4 では各レイノルズ数において相関係数が 0.5 を越えており、相関係数が各レイノルズ数において増加している。これは、壁面せん断応力の高周波成分が離散ウェーブレット変換によるフィルタリング効果によって除去されたものと考えられ、壁面せん断応力推定に良好な結果が得られているものと期待できる。以上のプロセスは壁面せん断応力の制御を念頭に置いた高せん断応力領域の予測手続きに不可欠なものであり、高せん断応力領域の認識に大きな成果を上げるものと期待される。

5. むすび

マイクロせん断応力計により測定された壁面せん断応力分布に対して、離散ウェーブレット変換を試みた結果次の事が明らかとなった。

- (1) 周波数帯域別にせん断応力縮状構造を分離することができ、各周波数レベルおきに壁面せん断応力の構造を可視化することができた。
- (2) 多重解像度解析をフィルタリングとして応用することにより壁面せん断応力の高せん断応力領域における最大値と初期増加率との相関係数を高く見積もることができ、壁面せん断応力の制御を念頭に置いた高せん断応力領域の探知改善に対する可能性を示した。

謝 辞

本研究は平成 11 年度日本大学理工学部特別推進研究費の支援を受け進められたことを記し、謝意を表す。

(平成 11 年 12 月 06 日受付、平成 12 年 03 月 13 日再受付)

文 献

- (1) B.J. Cantwell: "Organized Motion in Turbulent Flow," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **13**, 457~515 (1981)

- (2) M.R. Head and P. Bandyopadhyay: "New Aspects of Turbulent Boundary-Layer Structure," *J. Fluid Mech.*, **107**, 297~338 (1981)
- (3) S.J. Kline, W.C. Reynolds, F.A. Schraub and P.W. Runstadler: "The Structure of Turbulent Boundary Layers," *J. Fluid Mech.*, **30**, 4, 741~773 (1967)
- (4) C.R. Smith and S.P. Metzler: "The Characteristics of Low-Speed streaks in the Near-Wall Region of a Turbulent Boundary Layer," *J. Fluid Mech.*, **129**, 27~54 (1983)
- (5) J. Kim, P. Moin and R. Moser: "Turbulent Statistics in Fully developed Channel Flow at Low Reynolds Number," *J. Fluid Mech.*, **177**, 133~166 (1987)
- (6) C.M. Ho, S. Tung, G.B. Lee, Y.C. Tai, F. Jiang T. Tsao: "MEMS- A Technology for Advancements in Aerospace Engineering," *AIAA Paper 97-0545* (1997)
- (7) M. Kimura, S. Tung, J. Lew, C.M. Ho and F. JIANG and Y.C. Tai: "Measurements of Wall Shear Stress of a Turbulent Boundary Layer using a Micro-Shear-Stress Imaging Chip," *Fluid Dynamics Res.*, **24**, 6, 329~342 (1999)
- (8) R.K. Young: "Wavelet Theory and its Applications," Kluwer Academic Publishers, USA (1993), 日本語訳, 袋谷賢吉 「ウェーブレット信号処理とシステム推定への応用」, トッパン (1997)
- (9) 斎藤兆古: 「離散値系ウェーブレット変換の電磁界計算への応用」 *電学論 A*, **116A**, 10, 833~839 (1996)
- (10) 緑川洋一・早野誠治・斎藤兆古: 「離散値系ウェーブレット変換によるノイズフィルタ評価の検討」, *電学論 A*, **117A**, 2, 128~133 (1997)
- (11) H. Li, M. Takei, M. Ochi, Y. Saito and K. Horii: "Application of Two-dimensional Orthogonal Wavelets to Multiresolution Image Analysis of a Turbulent Jet," *Trans. JSASS*, **42**, 137, 120~127 (1999)
- (12) 木村元昭、武居昌宏、李輝、C.M. Ho、S. Tung、越智光昭、斎藤兆古、堀井清之: 「マイクロせん断応力計による壁面せん断応力分布の離散ウェーブレット解析」, 可視化情報シンポジウム講演論文集, **19**, 1, 33~36 (1999)
- (13) F. Jiang, Y.C. Tai, B. Gupta, R. Goodman, S. Tung, J.B. Huang and C.M. Ho: "A Surface-Micromachined Shear Stress Imager," *9th IEEE on MEMS*, 110 (1996)
- (14) J.B. Huang, S. Tung, C.M. Ho, C. Liu and Y.C. Tai: "Improved Micro Thermal Shear-Stress Sensor," *IEEE transactions on Instrumentation and Measurement*, **45**, 2, 570 (1996)
- (15) C. Liu, Y.C. Tai, J.B. Hung and C.M. Ho: "Surface Micromachined Thermal Shear Stress Sensor," *Application of Microfabrication to Fluid Mechanics*, ASME, FED-197, 9~15 (1997)
- (16) C. Liu and Y.C. Tai: "Studies on the Sealing of Micromachined Cavities using Chemical Vapor Deposition Materials," *Technical Digest, Solid-State Sensor and Actuator Workshop*, 103~106 (1994)
- (17) K.C. Saraswat and H. Singh: "Thermal Oxidation of Heavily Phosphorous-Doped Thin Film of Polycrystalline Silocon," *J. Electrochem. Soc.*, **129**, 2321~2326 (1982)
- (18) H.H. Bruun: "Hot-Wire Anemometry," Oxford University Press, 272~286 (1995)
- (19) A.K.M.F. Hussain and W.C. Reynolds: "The Mechanics of a Perturbation Wave in Turbulent Shear Flow," *Air Force Office of Scientific Report*, **70-1655TR**, 29~33 (1970)

木村 元昭



陽エネルギー学会会員。

(非会員) 1988年日本大学大学院理工学研究科博士課程修了。同年日本大学理工学部助手。2000年4月同大助教授 工学博士。1996-1997 米国 UCLA 客員研究員。噴流拡散機構に関する研究、及び1997より MEMS による熱流体の計測と制御に関する研究に従事。日本機械学会、日本航空宇宙学会、日本流体力学会、可視化情報学会、日本太陽

武居 昌宏



(非会員) 1995年早稲田大学大学院理工学研究科博士課程修了。同年4月より現職。流体工学、特に旋回流を用いた粉粒体輸送、ウェーブレット変換を用いた固気二相流の解析などの研究を行っている。日本大学理工学部機械工学科専任講師 博士(工学)。日本機械学会、日本混相流学会、日本粉体工学学会、可視化情報学会会員。

宮城 徳誠



(非会員) 1976年生まれ。1998年3月日本大学理工学部機械工学科を卒業。2000年3月同大学院機械工学専攻博士前期課程を修了。同年4月同大学院機械工学専攻博士後期課程において MEMS を用いた乱流現象のパターン認識と制御に関する研究を行っている。日本機械学会会員。

Chih-Ming Ho



(非会員) 1967年台湾大学機械工学科卒、1974年米国 Johns Hopkins 大学大学院修了 (Ph.D.)。1975-1991年 米国 USC Faculty member。現在、米国 UCLA Ben Rich-LOCKHEED MARTIN 教授。MEMS 及び流体力学の研究に従事。Member of US National Academy of Engineering 及び Academia Sinica. APS Fellow 及び AIAA Fellow。

斎藤 兆古



報学会、日本応用磁気学会、日本生体磁気学会会員。

(正員) 法政大学工学部電気電子工学科 教授 工学博士。1975年法政大学大学院博士課程修了。同年3月同大学助手、1976年同講師、1978年同助教授、1987年同教授、現在に至る。電磁気学、電気機器、大学院応用数学、電磁気学講座を担当。主として、計算電磁気学、逆問題、ウェーブレット変換応用研究などに従事。IEEE、電子通信情報学会、日本応用磁気学会、日本生体磁気学会会員。

堀井 清之



機械学会、日本混相流学会会員。

(非会員) 白百合女子大学文学部 教授 工学博士(化学工学)。1967年早稲田大学理工学部卒、1987年から白百合女子大学教授。流体工学、特にスパイラル流の基礎研究と、その応用としての光ファイバーの通線、薬品粉体表面改質、超撥水性材料のハンドリング、プラズマ流の制御などの研究を行っている。ASME、日本航空宇宙学会、日本