

マイクロ熱膜せん断応力センサの熱的最適設計*

吉野 崇^{*1}, 鈴木 雄二^{*1}
笠木 伸英^{*2}, 上運天 昭司^{*3}

Optimal Thermal Design of Micro Hot-film Wall Shear Stress Sensor

Takashi YOSHINO^{*4}, Yuji SUZUKI,
Nobuhide KASAGI, and Shoji KAMIUNTEN^{*4}Department of Mechanical Engineering, The University of Tokyo,
Hongo 7-3-1, Bunkyo-ku, Tokyo, 113-8656, Japan

A series of numerical analyses of the unsteady conjugate heat transfer around a micro hot-film sensor are made in order to improve its response in the wall shear stress measurement. It is found that the frequency response of an ideal sensor is limited even in the absence of the heat conduction loss to the substrate. Heat conduction in the fluid in the upstream direction and by-pass convective heat transfer from the diaphragm are two major mechanisms of deteriorating the sensor response. Fabrication of a pair of slits adjacent to the hot-film results in considerable reduction of the tangential heat conduction in the diaphragm. A new shear stress sensor is designed based on the present numerical simulation and fabricated with the aid of the microelectromechanical systems (MEMS) technology. Through the performance test in a fully-developed turbulent channel flow, it is demonstrated that the frequency response of the sensor is much improved compared with that of the our previous sensor.

Key Words: MEMS, hot-film sensor, wall shear stress, dynamic response

1. 緒言

壁乱流のフィードバック制御^{(1)~(3)}は, 小さな投入エネルギーで顕著な制御効果の得られる手法として注目されている. 流れ場中の全ての物理量を用い, 大規模な数値計算により制御量を決定する最適制御においては, チャネル乱流の再層流化が可能であることが, 直接数値計算(DNS)により明らかにされている⁽⁴⁾. このような制御を実現するには, 乱流輸送機構に大きな貢献を有する壁近傍の準秩序構造を壁面上に配置されたセンサで検知し, 適切な制御量の投入を施す必要がある. 準秩序構造の時空間スケールは, 一般に微小であるため, センサの空間解像度, 動特性はこれらに合致しなければならない. そのため, 近年, 発達 of 著しいMEMS技術により, マイクロセンサ, 特にマイクロせん断応力センサの開発が進められている⁽⁵⁾.

壁面せん断応力の測定には, 電気化学的センサ⁽⁶⁾, フローティングエレメント⁽⁷⁾やレーザ干渉を用いた光学式センサ⁽⁸⁾⁽⁹⁾など, 様々な方法が用いられる. MEMS技術による製作を前提とした場合, 熱式のマイクロセンサは比較的容易に製作することが可能であるため, 壁乱流制御に用いるセンサとして適している.

Alfredsson⁽¹⁰⁾は, 熱式せん断応力センサの動特性について検討し, 基板側への熱伝導損失が大きい熱膜センサでは, 周波数応答が劣化すると報告している. Liu⁽¹¹⁾は, MEMS技術を用いて長さ150 μm のポリシリコン抵抗体をSiN_xダイアフラム上に形成し, 熱膜センサ群を試作した. 彼らは, 動特性を向上させるため, ダイアフラム下に熱伝導を抑制するための真空キャビティを設けた. そして, 電気的応答から定温度動作での周波数特性を10kHz程度であると推定しているが, 既知の変動スペクトルを持った流れ場中での定量的評価は行っていない.

本研究では, マイクロ熱膜せん断応力センサ群を試作し, チャネル乱流中での特性評価, および, 伝熱解析モデルの構築により, マイクロ熱膜センサの動特性を決定する要因を明らかにすることを目的とする.

* 原稿受付

^{*1} 正員, 東京大学大学院工学系研究科 (〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)^{*2} 正員, フェロー, 東京大学大学院工学系研究科^{*3} 正員, (株)山武 (〒251-8522 神奈川県藤沢市川名1-12-2)

E-mail: ysuzuki@thtlab.t.u-tokyo.ac.jp

2. マイクロ熱膜せん断応力センサ

図1に本研究で試作したマイクロせん断応力センサの製作プロセスを示す．基本的には，市販流量計に用いられる熱式センサ⁽¹²⁾と同様であり，シリコン基板を直接加工するバルク・マイクロマシニングにより製作される．まず，厚さ0.5 mmのシリコン(Si)基板(結晶方位(100))に窒化ケイ素(SiN_x)を成膜する．次に，上側のSiN_x薄膜上に厚さ0.1 μmの白金(Pt)を成膜し，フォトリソグラフとドライエッチングで熱膜と温度補償用の白金薄膜抵抗パターンを形成する．再びSiN_xを成膜し，約1 μmのSiN_x薄膜中に白金薄膜抵抗パターンが封入された構造を作る．そして，SiN_x膜にエッチング用ウインドウと熱伝導を抑制するためのスリット状の切り欠きをドライエッチングで形成する．最後にSiN_x膜の開口部から異方性ウエットエッチングを行い，Siの(111)結晶面の側面と(100)結晶面の底面，上側のSiN_x膜で囲まれた空気キャビティー(深さ200 μm)を完成させる．

図2に著者らが試作した第一世代のセンサ⁽¹³⁾を示す

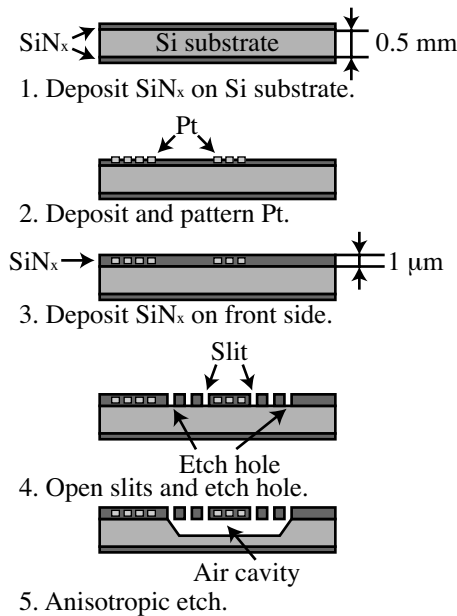


Fig. 1 Process flow.

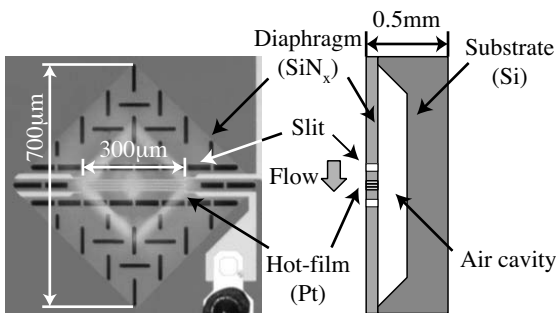


Fig. 2 Magnified view of micro hot-film shear stress sensor (Type 1).

(以下，センサType 1とする)．白金薄膜の抵抗体は，大きな抵抗値を得るためパターンを折り返して作られており，熱膜の寸法は幅32 μm，長さ300 μmとなる．断熱用スリットの幅は10 μmであり，熱膜との間隔は25 μmである．センサはブリッジ回路により一定温度(過熱温度約60 °C)に保たれる．後述するチャンネル乱流風洞(Re_τ=300)において，流れ方向せん断応力乱れのパワースペクトルを同じレイノルズ数のDNSデータ⁽¹⁴⁾と比較すると，低周波数では良く一致しているものの，40 Hzから急激に値が低下し，動特性が予想外に低いことが明らかとなった⁽¹³⁾．

3. 伝熱解析による動特性の評価

3.1 計算領域および境界条件 より動特性の高い熱膜センサの構造を提案するため，スパン方向一様を仮定した2次元モデルによる伝熱解析を行った．支配方程式は，ヒータ温度 T_h ，および，周囲温度 T_∞ を用いた無次元温度を $T^* = (T - T_\infty) / (T_h - T_\infty)$ として，

$$\rho C_p \frac{\partial T^*}{\partial t} + \rho C_p u \frac{\partial T^*}{\partial x} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^2} \right) \quad (1)$$

であり，基板内の熱伝導も含め，コントロールボリューム法⁽¹⁵⁾により数値的に解いた．ここで u は流体の速度であり， ρ ， C_p ， λ はそれぞれ，密度，定圧比熱，熱伝導率である．計算格子は，熱膜近傍に格子を集中させた不等間隔直交格子を用い，格子点数は127 × 412である．図3に2次元モデルの計算領域および境界条件を示す． u は，粘性底層内の速度分布を考慮し，直線分布とした．動特性の解析には，速度勾配 du/dy を平均値 dU/dy のまわりに周期的に正弦振動させた．振幅は，流れ方向せん断応力乱れのrms値と平均成分との比⁽¹⁰⁾を考慮して0.4とした．熱膜は理想的な定温度型駆動回路を仮定して温度一定とし，熱容量を無視した．温度場の境界条件は，周囲で等温，流体の流出側で流れ方向の温度勾配をゼロとした．

センサ出力に対応するせん断応力の算出には，まず，定常状態での熱膜の発熱量 Q_{total} とせん断応力

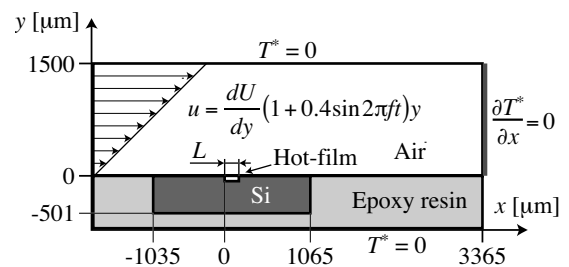


Fig. 3 Computational domain and boundary conditions.

$\tau_w (= \mu du/dy)$ の関係から較正曲線を求めた。そして、瞬時の発熱量から、較正曲線を用いてセンサ出力を逆算した。

なお、センサ周りの3次元温度分布、および、流れ方向に比べ1/2程度の大きさを持つスパン方向せん断応力乱れの影響を考慮するには、3次元計算が必要となるが、本研究では、熱膜せん断応力センサの動特性を定める主要な要因を明らかにするため、計算負荷の小さい2次元モデルを扱った。

3・2 壁面断熱条件での特性評価 まず、理想状態を仮定して基板側への熱伝導を無視し、空気側のみを考慮した場合の評価を行った。式(1)を摩擦速度 u_τ および動粘性係数 ν を用いて無次元化すると、空気側で $\rho C_p =$ 一定より、

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + u^+ \frac{\partial T^*}{\partial x^*} = \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (2)$$

となる。ここで、Pr は空気のプラントル数 (=0.7) であり、上付き添字+は、 u_τ と ν による無次元数を表す。従って、Pr 一定の条件下では支配方程式は粘性スケールで整理され、せん断応力によらず相似となり、熱膜の流れ方向長さ L^+ のみが境界条件としてせん断応力に依存する。

図4に熱膜近傍の温度分布を示す。定常状態の温度分布を見ると、壁近傍では対流よりも熱伝導支配となり、温度境界層が熱膜上流側にも広がりを持つことが分かる。図中に、せん断応力を無次元周波数 $f^+ (= f\nu/u_\tau^2) = 0.09$ の周期で振動させたときの、 $t/T=0, 0.5$ の温度分布を示す。センサ出力がせん断応力の変化に対して完全追従する場合、これらの温度分布は一致する。しかし、せん断応力が増加する過程にある $t/T=0$ では、定常状態に比べ温度分布が広く、一方、せん断応力が減少する $t/T=0.5$ では逆に定常状態の温度分布より狭くなっている。図5に、速度勾配を周期振動させたときのせん断応力とセンサ出力の変化の例を示す。流れ場に与えたせん断応力の変化に対し、センサ出力は振幅が小さくなり、図4の温度分布の変化からも判るように位相遅れが存在する。

本研究では、ゲインとして、センサ出力をせん断応力に換算した値の最大、最小値の差を実際に与えたせん断応力の振幅の2倍で除したものと定義する。図6に、周波数変化に対するゲイン特性を示す。基板への熱損失がないにもかかわらず、ゲインは無次元周波数 f^+ に対して単調に減少する。また、本研究で解析を行った L^+ の小さな範囲では L^+ によらず、 f^+ に対しほぼ一定の特性を持つことが分かる。

以上より、断熱壁を仮定したセンサモデルの動特性は流体の種類に対してほぼ一意に決まり、流体側の熱伝導によって、無次元周波数の増加に対しゲインが低下することが明らかになった。

3・3 センサモデルの定常特性の評価 次に、基板側の熱伝導を考慮し、試作センサを模擬した解析を行った。図7に、2次元センサモデルの詳細を示す。白

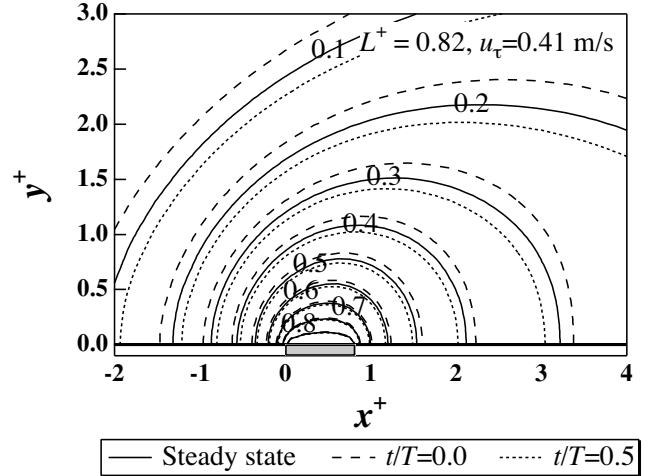


Fig. 4 Temperature distribution around a sensor model on adiabatic wall in steady and periodic ($f^+=0.09$) flows.

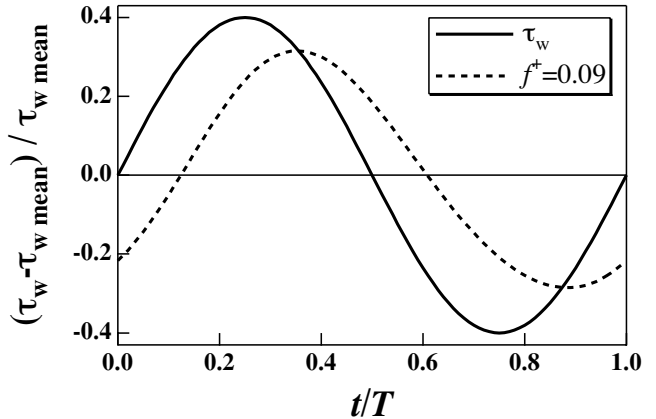


Fig. 5 Temporal variation of the wall shear stress imposed and the sensor output.

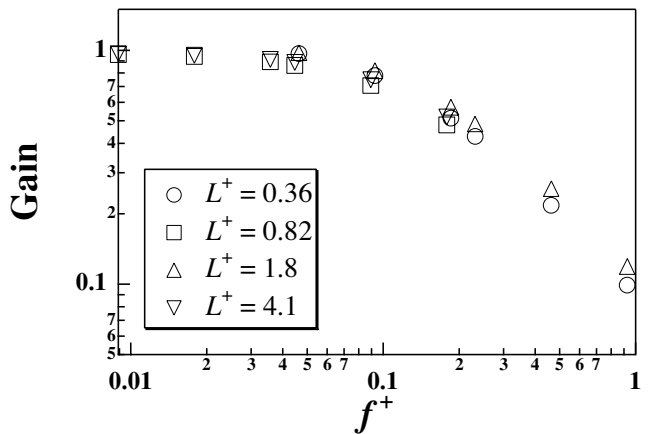


Fig. 6 Frequency response of sensor models on adiabatic wall.

金熱膜は、流れ方向長さ $L=30\ \mu\text{m}$ 、厚さ $0.1\ \mu\text{m}$ とし、 SiN_x ダイアフラム(厚さ $1\ \mu\text{m}$)の流れ方向長さ W を変化させた。なお、 $W=700\ \mu\text{m}$ の場合がType 1センサに相当している。空気キャビティの深さ、断熱用スリットの位置・形状は前述のType 1センサに合わせて設定した。表1に本計算で用いた物性値を示す。窒化ケイ素(SiN_x)の物性値は成膜プロセスに依存するが、ここではバルクの Si_3N_4 の値を用いた。図7に示すスリット状の切り欠きなし(Model N)、あり(Model S)のそれぞれの場合について計算を行った。壁面摩擦速度は後述するチャンネル乱流風洞での実験条件($Re_\tau = 680$)に相当する $u_\tau = 0.41\ \text{m/s}$ とした。

図8は熱膜周囲の熱バランスの模式図である。熱膜の総発熱量 Q_{total} は、熱膜から流体へ直接奪われる伝熱量 Q_1 、および熱膜からダイアフラムへ伝わる熱量 Q_2 に分けられる。 Q_2 はさらに、ダイアフラム中の接線方向の熱伝導によりSi基板へ伝わる熱量 Q_3 、フィン効果によりダイアフラム上から流体へ伝わる熱量 Q_4 、キャビティ内の空気へ伝わる熱量 Q_5 に分配される。

図9に Q_{total} 、および、 Q_1 と Q_{total} の比を示す。伝熱量は全てスパン方向単位長さ当たりの値に相当する。ダイアフラム下部に真空キャビティを持つセンサ(Model V)、Si基板を介さずエポキシ樹脂の壁面に直接熱膜が密着する従来型センサ(Model C)の計算結果も比較のために示した。まず、スリットなしの場合、熱膜から直接流体に伝わる熱量 Q_1 は Q_{total} の3~4%に留まる。また、

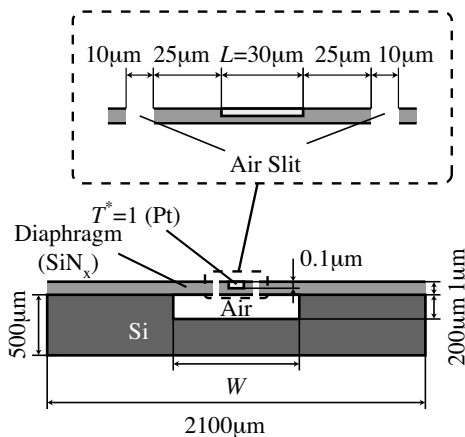


Fig. 7 Schematic of sensor model (Model S).

Table 1 Material properties

	Density ρ [kg/m ³]	Specific Heat C_p [J/Kkg]	Thermal Conductivity λ [W/mK]	Thermal Diffusivity α [m ² /s]
Platinum (Pt)	21.37×10^3	0.132×10^3	72	25.5×10^{-6}
Silicon (Si)	2.33×10^3	0.712×10^3	168	101×10^{-6}
Silicon Nitride (bulk, Si_3N_4)	3.25×10^3	0.712×10^3	23.4	10.1×10^{-6}
Epoxy	1.85×10^3	1.1×10^3	0.3	0.15×10^{-6}
Air	1.184	1.006×10^3	0.026	21.8×10^{-6}

接線方向への熱伝導により、 Q_{total} は W によって大きく変化し、 $W=200\ \mu\text{m}$ の Q_{total} は $W=700\ \mu\text{m}$ に比べ2.5倍に著しく増加する。一方、スリットありの場合、 $W=200\ \mu\text{m}$ 、 $700\ \mu\text{m}$ の Q_{total} の差は小さく、 Q_1/Q_{total} も12%程度に向上する。なお、 $W=100\ \mu\text{m}$ と縮めた場合、スリットのすぐ外側でダイアフラムがSi基板と接続するために熱伝導による損失が大きく、センサの消費電力の面から望ましい設計でない(図省略)。

一方、Si基板を介さずエポキシ樹脂の壁面に熱膜が直接接触する従来型のセンサモデルでは、エポキシ樹脂の熱伝導率がSiに比べ3桁小さいにもかかわらず、 Q_{total} がスリットなし $W=700\ \mu\text{m}$ の2倍程度と大きな値となることが分かる。また、真空キャビティを持つセンサでは、 Q_{total} はスリットなし $W=200\ \mu\text{m}$ の場合と同程度に大きく、キャビティの深さが大きい場合、内部が真空であるか空気で満たされているかの違いの影響は小さい。従って、バルク・マイクロマシニングを用いて製作する場合には、キャビティを真空にするよりも、ダイアフラムにスリットを設けた方が断熱性能が高い。なお、Liuら⁽¹¹⁾のセンサは、Si基板上的犠牲層を用いてキャビティを形成するサーフィス・マイクロマシニングによるため、キャビティ深さは $2\ \mu\text{m}$ と小さく、その場合には真空キャビティの方が断熱性に優れている。

図10に各伝熱量のバランスを示す。スリットなし $W=700\ \mu\text{m}$ では、 Q_3 、 Q_4 、 Q_5 はいずれも Q_1 の6~9倍と大きい。スリットあり $W=700\ \mu\text{m}$ では、1.6~2.6倍に減少する。また、スリットあり $W=200\ \mu\text{m}$ では、 Q_3 が増

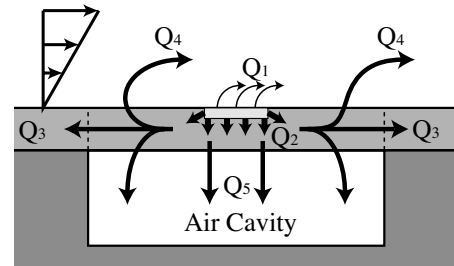


Fig. 8 Heat flows around a thin film heat source.

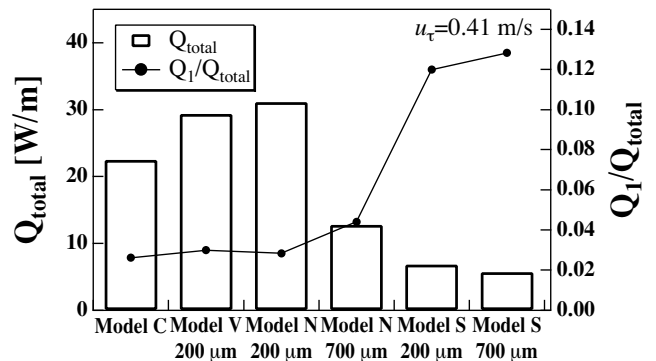


Fig. 9 Total heat release from a sensor and fraction of heat transfer to fluid.

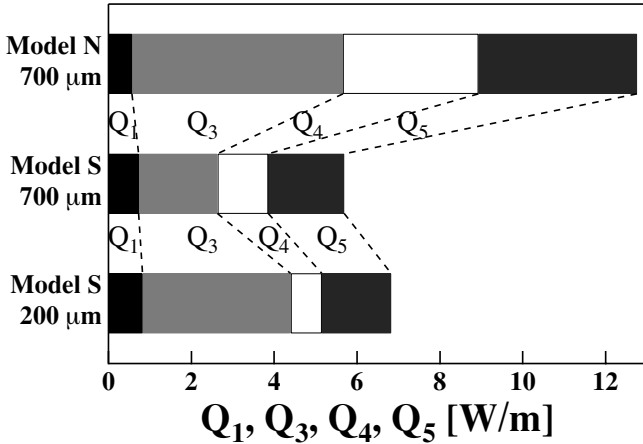


Fig. 10 Heat flow balance of different sensor designs.

大する一方で Q_4 が減少し、ダイアフラムのフィン効果による影響は最も小さいと考えられる。

3・4 センサモデルの動特性の評価 図11に各センサモデルの周波数特性を示す。まず、従来型センサのゲインは最も低く、空気キャビティにより動特性が改善されることが確認できる。 $W=700\ \mu\text{m}$ のセンサと比較すると、スリットありのセンサは、スリットなしに比べ、ゲインが顕著に向上することが分かる。さらに、スリットありの場合、ダイアフラム長さ W を短くすると動特性が向上し、 $W=200\ \mu\text{m}$, $300\ \mu\text{m}$ では、壁面断熱のセンサよりも高応答であることがわかる。また、図には示さないが、 $W=100\ \mu\text{m}$ では、 $W=200\ \mu\text{m}$ とほぼ同じ特性を示している。位相遅れは、従来型センサ、スリットなしのセンサに比べ、スリットありのセンサで向上が見られるが、 f^+ の大きい範囲では W による大きな差異はない。

図12に、せん断応力の変化 $\tau_{w,true}$ に対するスリットありセンサモデルによるせん断応力の測定値 $\tau_{w,meas.}$ を、真の平均値 $\tau_{w,mean}$ で正規化して示す。図12a, bは、それぞれ、 $W=700\ \mu\text{m}$, $W=200\ \mu\text{m}$ の場合であり、いずれも、熱膜上流に温度分布が広がるため、せん断応力の変化に対してセンサ出力は反時計回りで変化し、時間遅れが生じている。 $W=700\ \mu\text{m}$ では、 $f^+=0.009$ において、すでに振幅が低下し、位相遅れが大きく、周波数の増加に対して応答が劣化する。一方、 $W=200\ \mu\text{m}$ では、 $f^+=0.009$ のときセンサ出力の変化はほぼ線形に近く、周波数が増加しても $W=700\ \mu\text{m}$ に比べ振幅の低下が小さい。しかし、図11でも示したように、周波数が大きいと位相の遅れに対しては大きな差がない。

図13aにスリットなし $W=700\ \mu\text{m}$ の場合の熱膜周囲の温度分布を示す。ダイアフラム面内の熱伝導と、それに伴うフィン効果によって、断熱壁の場合(図6)に比べてさらに熱膜周囲の温度分布が上流・下流方向に大きく拡大していることがわかる。これは、図10に示した

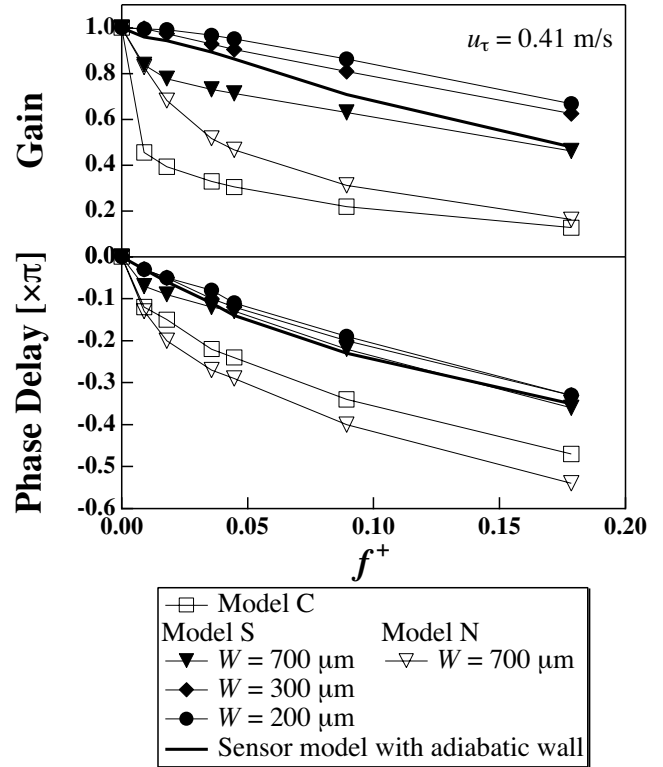


Fig. 11 Frequency response of sensor models.

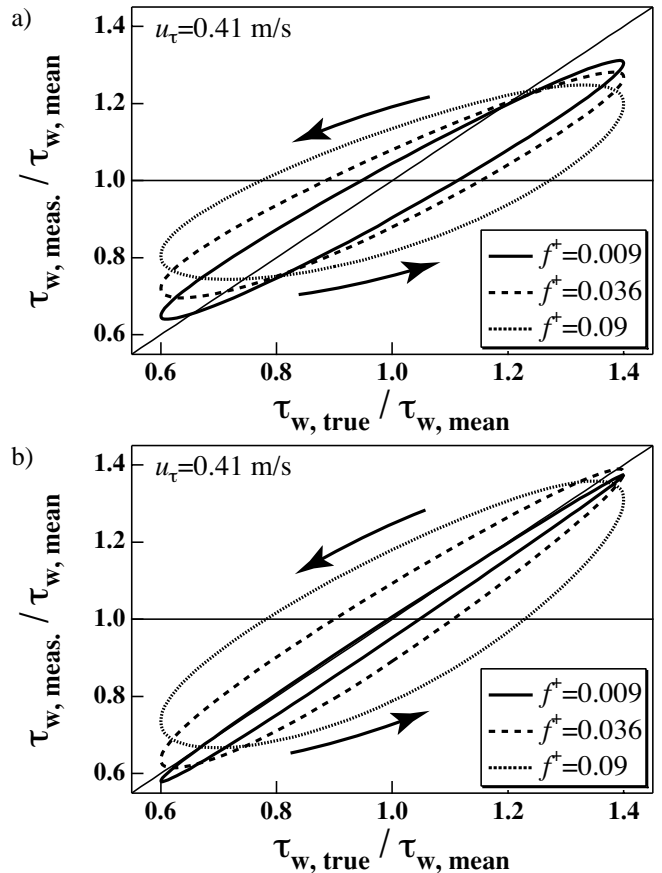


Fig. 12 Trace of instantaneous wall shear stress measured with Model S sensors during one oscillation cycle. a) $W=700\ \mu\text{m}$, b) $W=200\ \mu\text{m}$.

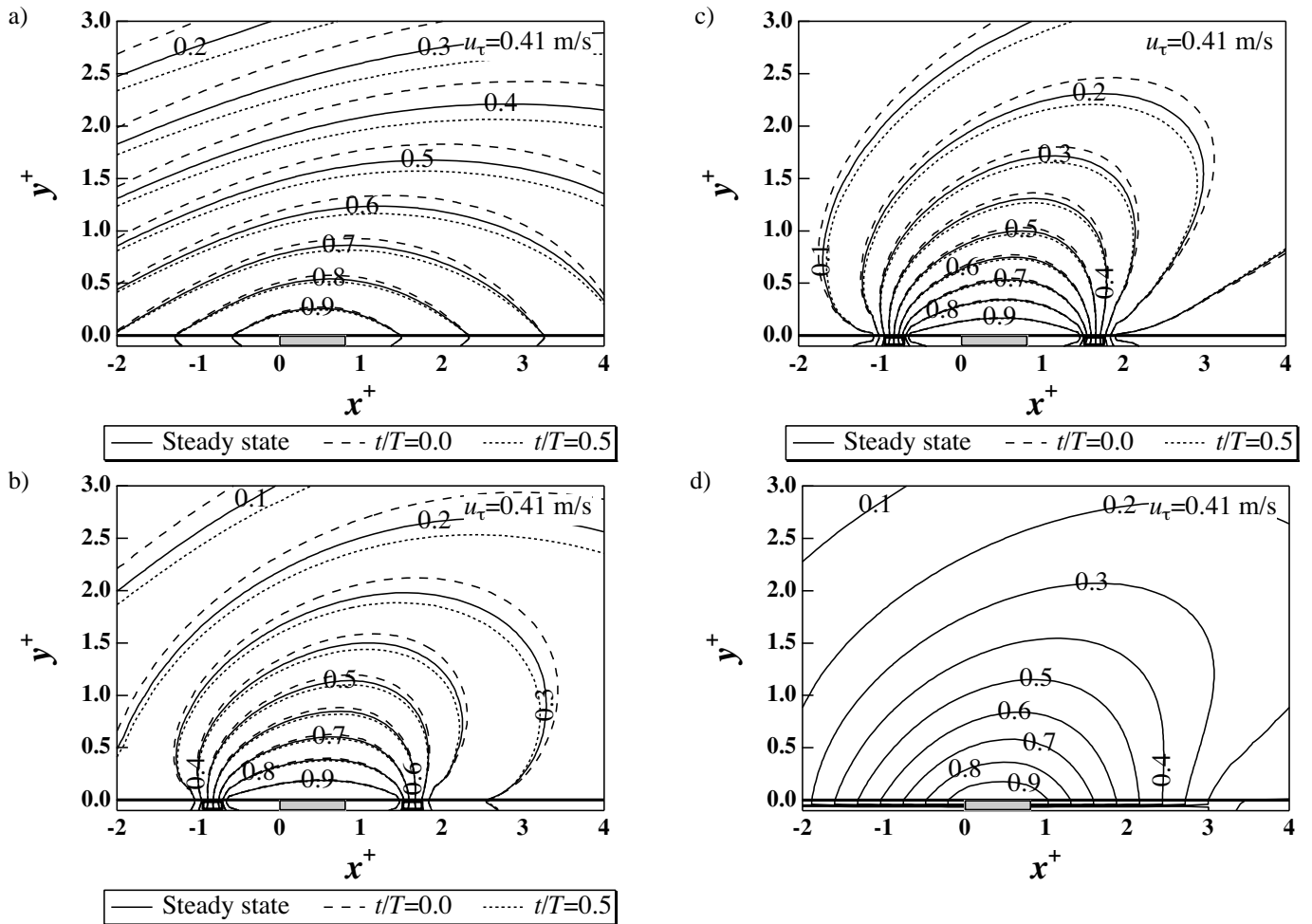


Fig. 13 Temperature distribution around the sensor models at steady state and $f^*=0.09$, a) Model N, $W=700 \mu\text{m}$, b) Model S, $W=700 \mu\text{m}$, c) Model S, $W=200 \mu\text{m}$, d) Model V, $W=200 \mu\text{m}$ at steady state.

ように Q_4 が Q_1 の約6倍大きいことに対応している。同じ $W=700 \mu\text{m}$ でスリットありの場合、スリットの位置でダイアフラム内の熱伝導が抑制されて Q_4 が減少するため、温度分布は断熱壁の場合に近づく(図 13b)。一方、 $W=200 \mu\text{m}$ (図 13c)では、スリットの位置が同じであるにもかかわらず、ダイアフラムのスリット外側部分が Si 基板への熱伝導によって冷却されるために、その温度が壁近傍の空気温度よりも低下し、温度分布の広がりが壁近傍で縮小する特異な分布となる。そして、熱膜が主流温度の流体とより近接するため、動特性が向上するものと考えられる。図 13d にダイアフラム下部に真空キャビティ ($W=200 \mu\text{m}$) を持つセンサモデルの温度分布を示す。ダイアフラム面内の熱伝導により、断熱壁の場合より温度分布が広い。ダイアフラムの熱伝導率が本研究で用いた値より小さい場合、面内の熱伝導が減少し、断熱壁に近づくと考えられるが、その場合であっても図 13c のような壁近傍での温度分布は得られず、スリットを持つセンサの優位性が示される。

以上より、ダイアフラムにスリットを設けることで動特性は大幅に改善され、さらにダイアフラム長さを

適切な値に選ぶことにより、消費電力の増大を抑制しつつ、断熱壁上のセンサよりもゲイン向上が可能であることを明らかにした。最適値は、流体の熱伝導率、および、ダイアフラムの熱伝導率に依存すると考えられるが、本研究の設計条件では、 $W=200 \mu\text{m}$ 程度である。

4. チャネル乱流風洞におけるセンサの特性評価

上述のセンサモデルの熱解析の結果に基づき、設計、試作を行ったセンサ(以下、センサ Type 2 とする)を図 14 に示す。基本構造はセンサ Type 1 と同じであるが、ダイアフラムの流れ方向長さを、 $W=200 \mu\text{m}$ とし、白金薄膜は流れ方向長さ $25 \mu\text{m}$ 、スパン方向長さを $250 \mu\text{m}$ とした。ダイアフラム上のスリットは膜内の熱伝導をさらに抑制するため、白金薄膜との間隔を $10 \mu\text{m}$ に縮めた。また、2次元熱解析モデルの形状に近づけるため、図 1 に示したプロセスとは若干異なり、ダイアフラム下のキャビティは裏側からエッチングし、流れ方向長さが一様となるようにした。

センサの評価は断面 $50 \times 500 \text{ mm}^2$ のチャンネル乱流風洞⁽¹³⁾を用いて行った。バルク平均流速 U_m は、 $1.8 \sim 7.6 \text{ m/s}$ 、チャンネル幅と U_m からなるレイノルズ数 Re_m は $6000 \sim 25000$ であり、チャンネル半幅 δ 、壁面摩擦速度 u_τ からなるレイノルズ数 Re_τ は $220 \sim 700$ である。テスト部は入り口からチャンネル幅の80倍に設けた。レイノルズ数 Re_m と壁面静圧勾配より算出される摩擦係数 C_f の関係はDeanの経験式⁽¹⁶⁾とよく一致しており、十分発達した乱流状態が形成されている。なお、本研究で試作したせん断応力センサは、スパン方向に有限な長さを持つが、上述のチャンネル乱流風洞の実験条件において、粘性長さに換算すると8以下となり、スパン方向の瞬時速度分布の非一様性が乱れ強さに与える影響は2%以下と小さく⁽¹⁷⁾、スパン方向長さの影響はほとんどないと考えられる。

図15に、壁面静圧勾配から求めた壁面せん断応力と、センサ出力電圧の平均値の関係を示す。強制対流熱伝達による伝熱量が τ_w の1/3乗に比例する⁽¹⁸⁾ことから、 τ_w の較正式は、出力電圧 E と無風状態での出力電圧 E_0 の2乗差の3次多項式とした。

図16に流れ方向せん断応力乱れのrms値 $\tau_{w,rms}$ を流れ方向の平均せん断応力 $\tau_{w,mean}$ で無次元化して示す。比較として示すDNSデータ⁽¹⁴⁾⁽¹⁹⁾はレイノルズ数の増加に伴い、0.36~0.4に増大するのに対し、Type 1による測定値

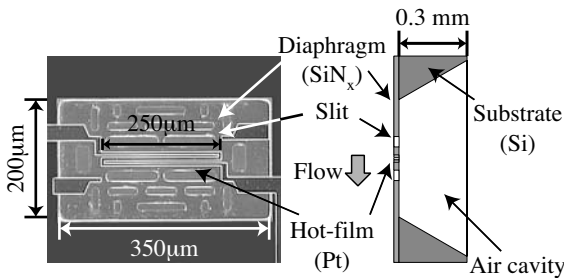


Fig. 14 Magnified view of micro hot-film shear stress sensor presently developed (Type 2).

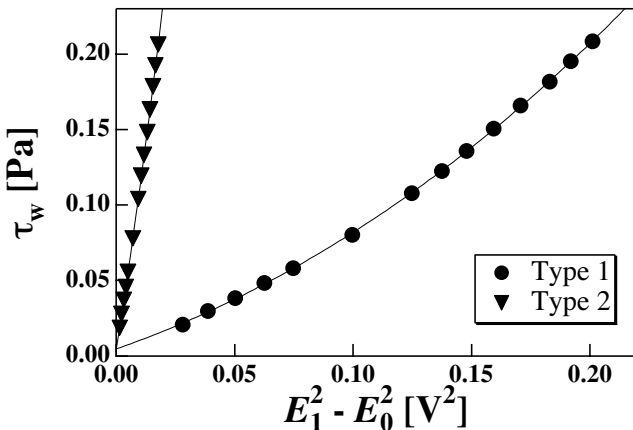


Fig. 15 Calibration curve of present micro hot-film shear stress sensors.

は0.3以下と低い値を示す。一方、Type 2では、センサモデルによる予測結果と同様、低レイノルズ数でDNSと良い一致を示し、特性が大幅に改善されている。レイノルズ数が増大すると、rms値が減少する傾向を示すが、 $Re_\tau=650$ においても0.36であり、Type 1よりも大きな値となる。

図17に流れ方向せん断応力乱れのパワースペクトルの測定値とほぼ同じレイノルズ数でのDNSデータ⁽¹⁴⁾を示す。Type 2では $f^+=0.015$ 付近までDNSデータと近い値を示す。DNSのパワースペクトルの50%の値を示す値をカットオフ周波数として定義すると、Type 1では0.0077 (83 Hz)、Type 2では0.049 (520 Hz)となり、数値解析をもとにセンサ構造を最適化することにより動特性を大幅に改善することができた。なお、 $f^+=0.02$ においてDNSデータ⁽¹⁴⁾とパワースペクトルの測定データの比から求まるType 1、Type 2のゲインはそれぞれ0.45、0.94であり、2次元熱解析によるセンサモデルのゲインはそれぞれ、0.78、0.98である。従って、Type 2の実験値は熱解析の結果に近いが、Type 1は熱解析の結果よりもさらに低い。この理由として、Type 1のキャビティが解析条件とは異なり、センサ軸に対して45°傾

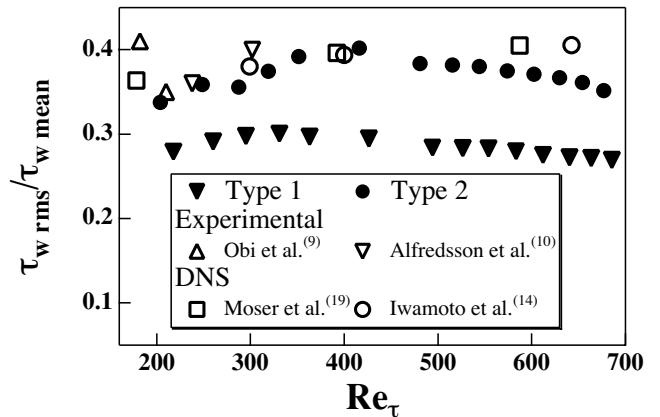


Fig. 16 Rms values of wall shear stress fluctuations.

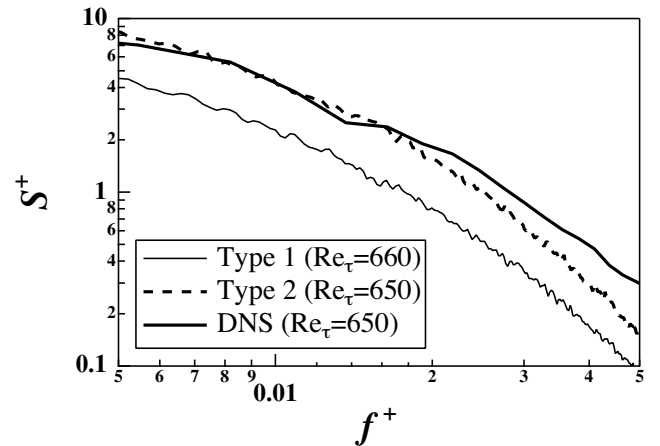


Fig. 17 Comparison of power spectrum of the wall shear stress with DNS data⁽¹⁴⁾.

いていることが考えられる。また、 $f=0.05$ では、Type 1, Type 2のゲインはそれぞれ0.33, 0.55であり、熱解析によるゲインはそれぞれ、0.72, 0.91となり、周波数が増加すると、いずれの実験値も熱解析の結果より低いことが分かる。この原因は、2次元の仮定をおいていること、スパン方向乱れの影響を取り入れていないためと考えられるが、本研究で用いた熱解析は、特性改善に有用であることが示された。

5. 結言

マイクロ熱膜せん断応力センサの形状を模擬した2次元数値解析、マイクロマシン技術による試作、および、チャンネル乱流中での試作センサの動特性評価を行い、以下の知見を得た。

- 1) 断熱壁上に熱膜を配置したセンサにおいても、流体中の熱伝導により、熱膜の周囲に広がる温度分布が生じ、動特性は周波数の増加に伴い劣化する。
- 2) 空気キャビティを持つセンサにおいて、ダイアフラムに切り欠きを設けることにより面内を伝わる熱伝導を抑制し、また、ダイアフラム長さを最適に選ぶことにより、消費電力を抑えつつ、流体中の温度分布の広がりを抑制することが可能である。その場合、動特性が顕著に改善され、断熱壁上のセンサ、真空キャビティを有するセンサよりも優れた特性を持つ。
- 3) 上記の熱解析の結果に基づき、改良型センサを試作し、動特性の顕著な向上を実験的に明らかにした。

マイクロせん断応力センサの製作にあたり、(株)山武の凶師信彦氏、中野正志氏、中田太郎氏の協力を得た。また、本研究は文部科学省開放的融合研究推進制度、および、科学研究費補助金(特別研究員奨励費(13-06100))の援助を受けた。記して謝意を表する。

文献

- (1) Moin, P., and Bewley, T., *Appl. Mech. Rev.*, 47, (1994),

S3-S13.

- (2) Gad-el-Hak, M., *Appl. Mech. Rev.*, 49, (1996), 365-379.
- (3) Kasagi, N., *Int. J. Heat & Fluid Flow*, 19, (1998), 125-134.
- (4) Bewley, T. R., Moin, P., and Temam, R., *J. Fluid Mech.*, 447, (2001), 179-225.
- (5) Ho, C.-M., and Tai, Y.-C., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 30, (1998), 579-612.
- (6) Mitchell, J. E., and Hanratty, T. J., *J. Fluid Mech.*, 26, (1966), 199-221.
- (7) Schmidt, M. A., Howe, R. T., Senturia, S. D., and Haritonidis, J. H., *IEEE Trans., Electron Device*, 35, (1988), 750-757.
- (8) Naqwi, A. A., and Reynolds, W. C., *Exp. Fluids*, 10, (1991), 257-266.
- (9) Obi, S., Inoue, K., Furukawa, T., and Masuda, S., *Int. J. Heat & Fluid Flow*, 17, (1996), 187-192.
- (10) Alfredsson, P. H., Johansson, A. V., Haritonidis, J. H., and Eckelmann, H., *Phys. Fluids*, 31, (1988), 1026-1033.
- (11) Liu, C., Huang, J.-B., Zhu, Z. A., Jiang, F., Tung, S., Tai, Y.-C., and Ho, C.-M., *J. MEMS*, 8, (1999), 90-99.
- (12) Nagata, M., Kamiunten, S., Honda, N., Itoh, T., and Honami, S., *3rd ASME/JSME Joint Fluids Eng. Conf.*, (1999), FEDSM99-7356.
- (13) Yoshino, T., Suzuki, Y., Kasagi, N., and Kamiunten, S., *2nd Int. Symp. Turbulence and Shear Flow Phenomena*, 2, (2001), 153-158.
- (14) Iwamoto, K., Suzuki, Y., and Kasagi, N., *Int. J. Heat & Fluid Flow*, 23, (2002), 678-689.
- (15) Patankar, S. V., *Numerical heat transfer and fluid flow*, (1980), Hemisphere.
- (16) Dean, R. B., *J. Fluid Eng.*, 100, (1978), 215-223.
- (17) Suzuki, Y., and Kasagi, N., *Exp. Thermal & Fluid Sci.*, 5, (1992), 69-77.
- (18) Goldstein, R. J., *Fluid Mechanics Measurements*, (1983), Springer-Verlag.
- (19) Moser, R. D., Kim, J., and Mansour, N. N., *Phys. Fluids*, 11 (1999), 943-945.