

乱流中の変動圧力の計測について*

辻 義之*¹, 今飯田 純*², 阿部 浩幸*³

Pressure Measurement in Fully Developed Turbulence

Yoshiyuki TSUJI*⁴, Jun IMAIDA and Hiroyuki ABE*⁴ Department of Energy Engineering and Science, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

Static pressure fluctuation is an important ingredient in turbulence, however the variation of the pressure fluctuations inside turbulence has not been studied so far. One reason for this is the difficulty inherent in measuring the fluctuating pressure and, consequently, a lack of published experimental results of this quantity. In this paper, pressure fluctuation is measured in turbulence using a condenser microphone and piezoresistive transducer. We summarize the matters to be attended to careful measurements and present a new method to remove the effect of resonance and standing waves. In order to check the accuracy of measured data, turbulence energy balance in a wake of cylinder is computed. Also, the statistical quantities, such as spectra and probability density function are compared with DNS.

Key Words: Turbulence, Static Pressure, Measurement Technique

1. はじめに

乱流中の圧力変動については、従来から幾つかの試みがなされている。特に注目されるのは、小橋によって円柱後流の圧力速度相関が初めて測られたことであろう⁽¹⁾。静圧管とマイクロフォンの組み合わせによって、変動圧力の計測の可能性を報告している。この方法は後に豊田らによって洗練され、噴流中での渦構造の抽出に利用されている⁽²⁾。また、飯田らは円柱からの放出渦の音源を調べる過程で⁽³⁾、Nakaらは混合層におけるレイノルズ方程式項中の圧力速度相関を計測している⁽⁴⁾。国外では、Georgeら⁽⁵⁾、Jonesら⁽⁶⁾、Albertsonら⁽⁷⁾、Elliotら⁽⁸⁾の実験的研究がある。近年ではPIVデータに基づく速度データから、圧力のポアソン方程式を解くことにより圧力場を再構成する試みも数多くなされている⁽⁹⁾。

速度計測と異なり、圧力の測定では既知の情報も少なく、測定精度を客観的に判断しうる指標がないことが問題である。速度変動には、例えば境界層では壁法則があり、その対比から測定精度を判断できるが、圧力に関してはそのような情報の蓄積は少ない。例えば、(1) 乱れエネルギー方程式の各項を評価して圧力

拡散項の見積もりをする、(2) Kolmogorovの局所等方性に基づく $-7/3$ 乗則を確認する、(3) PIV計測の速度データから圧力場を再構成する、などの方法から圧力測定精度を評価できる。しかし、(1)は大変に複雑な計測をする必要がある。(2)は高いレイノルズ数を必要とする。(3)は境界条件の任意性を排除できない、などの問題がある。

本研究では圧力測定法について、幾つかの問題点をまとめた後、その妥当性を円柱後流の計測データの解析をとおして考察した。また、DNSと比較から測定精度について検討した。

2. 変動圧力計測法

図1に本研究で用いた圧力プローブ(静圧プローブ+センサ部)形状及び寸法記号を示す。プローブ形状は、豊田らによって開発されたものとまったく同型である⁽²⁾。Georgeら⁽⁵⁾、Elliotら⁽⁸⁾他の研究者も独自の形状のプローブを用いている。以下では、本プローブの特性と計測上の注意すべき事柄をまとめる。

2.1 プローブ寸法 本研究で用いたプローブ寸法を表1にまとめる。6種類の静圧管を用いて、乱流場での計測をおこなった。プローブ先端形状、静圧穴までの距離 L_1 、静圧管の長さが測定値に与える影響などについては、Chueのレビューが幾分か参考になる⁽¹⁰⁾。流れ場を乱さないように、静圧管直径(ϕ_2)を小さくして肉厚も薄くするようにした(probe1~

* 原稿受付 2005年11月17日。

¹ 正員、名古屋大学工学研究科(〒464-8603 名古屋市千種区不老町)。² 東邦ガス(株)。³ 航空宇宙研究所開発機構。

E-mail: c42406a@nucc.cc.nagoya-u.ac.jp

probe4は肉厚0.1mm, probe5,6は0.05mm), また静圧穴径(ϕ_1)も0.15mmまで小さくした. N は静圧穴の数であり, $N=8$ の場合にはタンデム配置とした.

センサーはマイクロフォン($d=1/4$ inch, Aco社製)および半導体型トランスデューサ($d=1.6$ mm, Kulite-XCS062)を用いた. 前者は微小な変動圧力($2 \times 10^{-2} \sim 3.2 \times 10^3$ Pa)を測定できるものの, 10 Hz以下の低周波の変動は測定することができない. 一方, 半導体センサーは直流成分の変動まで計測できるが, 数Pa以下の微小な変動をとらえることができない特徴がある. マイクロフォンや半導体センサーは, 同様の性能を備えたものが多数のメーカーから販売されている. しかし, 上記の傾向は共通して言えることであり, 対象とする流れ場の圧力特性に応じて使い分ける必要がある.

Table 1 Size of static tube and pinhole diameter.

	ϕ_1	ϕ_2	s	L_1	L_2	L_3	N
probe1	0.2	1.0	0.1	22.0	45.0	29.0	4
probe2	0.3	1.0	0.1	22.0	45.0	29.0	4
probe3	0.4	1.0	0.1	22.0	45.0	29.0	4
probe4	0.4	1.0	0.1	22.0	45.0	29.0	8
probe5	0.15	0.5	0.05	15.5	27.5	16.0	4
probe6	0.2	0.7	0.05	15.5	27.5	18.5	4

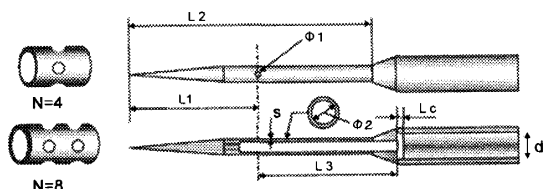


Fig. 1 Schematic view of static pressure probe.

2.2 角度特性及び静圧穴径 流れの中にプローブを設置した場合, その方向が急激に変化すると, 測定値に影響を与えることが予想される. 熱線プローブでも同様のことは考えられており, 局所の速度方向と受感部法線方向とのなす角度(Yaw angle θ)の補正は詳細に議論される. 圧力プローブの場合にも同様の補正は可能であるが, まず, 含まれる誤差の大きさについて見積もった. 小型風洞のポテンシャルコア内に圧力プローブを設定し, 出口速度を $U_0 \approx 10$ m/sに設定し, 主流方向に対して $\pm 20^\circ$ の範囲で回転させた場合の平均静圧の変化

$$C_P = (P_\theta - P_0) / (\rho U_0^2 / 2), \quad (1)$$

を図2に示した. ここで, P_θ, P_0 は角度 θ および 0 における平均静圧である. 静圧管径が1mm, 静圧穴数4の場合には, いずれも $|\theta| \leq 5^\circ$ で, $C_P \approx 0$ を示し, $|\theta| \leq 10^\circ$ においても誤差は1%程度であった. ただし, それよりも角度が大きくなると, 静圧孔の大きさと数の違いが顕著になってくる. 静圧穴数8の場合には, 広い角度範囲にわたって約1%の誤差で抑えられ, もっとも角度特性が広がる. 静圧穴数4の場合には, その直径が大きくなるほど角度変化に対する誤差が小さくなると予測したが, 必ずしもそうはならなかった. これは, 静圧孔の大きさと静圧管の外径および肉厚との相対比が影響していると考えられる⁽¹¹⁾⁽¹²⁾. Chueは静圧管での測定精度に及ぼす幾つかの要因をまとめているが⁽¹⁰⁾, プロブの先端形状や静圧孔までの距離(L_1/ϕ_2), プロブ支持柱までの距離など, 測定結果に影響を与えると考えられる.

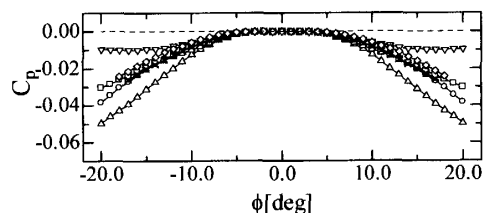


Fig. 2 Yaw angle effect for static pressure tubes. Δ : probe1, \circ : probe2, \square : probe3, ∇ : probe4, \diamond : probe5, \times : probe6.

静圧管直径が穴径 ϕ_1 に比べて十分に大きい場合には, 乱流中の静圧測定は管壁での壁面静圧測定と類似するであろう. Shawは壁面での"真の"平均静圧と測定圧力との差を ΔP_w としたとき, その値は, 静圧孔直径 ϕ_1 , 孔の深さ l , 差圧計への接続口径 d_0 , 壁面せん断応力 τ_w , 装置の代用寸法 D としたとき,

$$\frac{\Delta P_w}{\tau_w} = f \left(\frac{\phi_1 u_\tau}{\nu}, \frac{\phi_1}{D}, \frac{l}{\phi_1}, \frac{d_0}{\phi_1} \right), \quad (2)$$

の関係を提示している. ここで, $\tau_w = \rho u_\tau^2$ である. Shawは実験的に以下のことを報告している. (1) ΔP_w は常に正であること, (2) ϕ_1^+ とともに ΔP_w は増加してある一定値に漸近すること, (3) l/ϕ_1 が小さいときには ΔP_w は大きくなるが, おおよそ $1.5 \sim 2$ で変化しなくなる. 壁面での変動静圧に関しては, 過去に膨大な研究があるものの⁽¹³⁾, まだ, いくつかの疑問点が残されている. 静圧孔の大きさが空間分解能を決めることは明らかであり, 周波数 $f^+ \equiv f\nu/u_\tau^2 = 1$ までスペクトルが弱められることなく測定できるためには, $\phi_1^+ < 20$ が必要と考えられる⁽¹⁴⁾. 同様のことは, 乱流中の静圧測定についてもあてはまり, マイクロス

ケールや Kolmogorov スケールなどの長さスケールと静圧穴径との相対比が空間分解能を決める。

2.3 ヘルムホルツ共振および定在波 センサ受圧面には、プローブ壁面との間に小さなキャビティが存在する。これは、受圧面を破損させないためには構造上避けられない。しかし、キャビティの存在は、静圧管内の気柱振動（ヘルムホルツ (HR) 共振）を引き起こし、静圧孔での変動圧力と受圧面での測定圧力には、振幅と位相に相違が生れる。単純なモデルに基づき振幅比 A_r と θ_r が以下で与えられている⁽¹⁵⁾。

$$A_r = \left[\left\{ 1 - \left(\frac{f}{f_r} \right)^2 \right\}^2 + \left(\frac{2\xi f}{f_r} \right)^2 \right]^{-1/4}, \quad (3)$$

$$\theta_r = -\tan^{-1} \left\{ \frac{2\xi (f/f_r)}{1 - (f/f_r)^2} \right\}, \quad (4)$$

$$f_r = \frac{U_s}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{L_3 V}}. \quad (5)$$

ここで、 f_r はヘルムホルツ共振周波数、 ξ は比例定数である。また、 V 及び S はキャビティの体積および断面積、 U_s は音速であり、 $V = \pi d^2 L_c / 4$ 、 $S = \pi (\phi_2)^2 / 4$ となる。例えば、共振周波数はマイクロフォン ($d = 7.0$ mm, $\phi_2 = 1.0$ mm, $L_3 = 18.5$ mm) とトランスデューサ ($d = 1.6$ mm, $\phi_2 = 1.0$ mm, $L_3 = 18.5$ mm) で、各々 $f_r = 2.5$ kHz, 11.1 kHz と見積もられる。

ヘルムホルツ共振は、レファレンスプローブ（マイクロフォン）との同時測定から見積もられる。図3に示すように、測定プローブ静圧孔の位置にマイクロフォン受圧面を設置し、スピーカーに対して中心軸上に対称となる位置に設置する。両者の出力信号は、静圧管を取り付けたことにより、同一のものとはならない。その周波数スペクトルの比と位相差が、ゲイン A_r と位相差 θ_r に対応する。

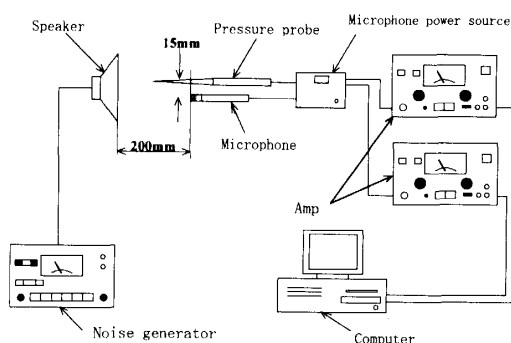


Fig. 3 Schematic view of calibration for pressure probe.

図4にはキャリブレーション実験（記号○）とモデル（波線）との比較を示した。ただし、定数 ξ は実験

結果をよく近似できるよう 0.0147 とした。低周波での両者の一致はよいが、高周波では差異が無視できない。これは、モデルには静圧孔形状や静圧管厚さ、先端形状が考慮されていないためである。また、静圧管内には静圧孔とキャビティ間隔 L_3 を $1/2$ 波長とする定在波（両端自由端）が形成される。振幅比に見られる $f_s = 6.5$ kHz 付近のピークは定在波の影響である。

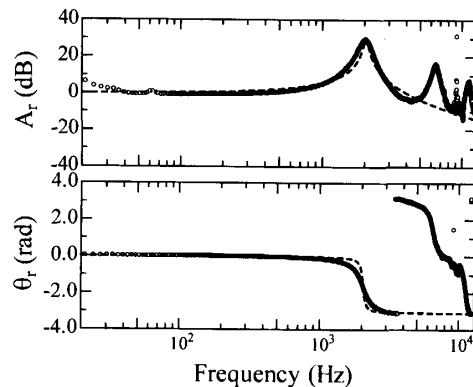


Fig. 4 Amplitude ratio (upper) and phase delay (lower) due to Helmholtz resonance as a function of frequency. Symbols are obtained by calibration and the dashed line is the model given by Eqs.(3)-(5).

ヘルムホルツ共振や定在波の存在は、測定データを大きく損なうことになる。理想的には、 f_r や f_s を高周波帯に設定できればよいが、スロープ寸法やセンサ形状からそれは必ずしも容易なことではない。小橋はヘルムホルツ共振の影響を軽減するために、流れ場の性質を利用しているし、豊田らはキャビティ内にダンパ（ナイロン布地）をいれることでその効果を軽減している。ここでは、より簡便に数値的に共振及び定在波の影響を除去する。周波数空間での振幅の変化と位相ズレは、キャリブレーション実験から得られる A_r と θ_r で見積もられる。そこで、周波数空間における信号の振幅を $1/A_r$ 倍、位相の遅れ θ_r を補正して、再度、実空間へ逆変換する。この単純操作によって、共振と定在波の影響を完全に補正できる。図5(a)には、参照プローブと測定プローブ波形を示した。両者の波形は著しく異なるが、上述の補正を加えると、よく一致するようになる（図5(b)参照）。

2.4 バックグラウンドノイズの影響 圧力測定では、周囲の騒音の影響を考慮する必要がある。流れ場自身が生み出す音を排除することは不可能であるが、風洞実験の場合には、ファンの騒音、測定部や装置の振動、風洞内の定在波などが変動圧力に内在（これらをバックグラウンドノイズと呼ぶことにする）しており、

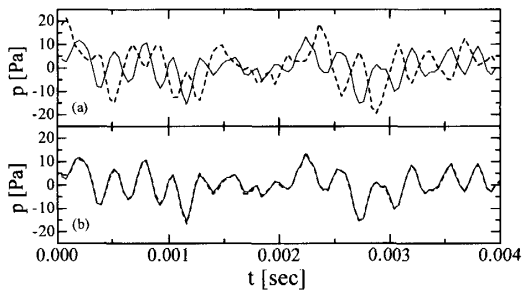


Fig. 5 (a) The solid line is the reference microphone output and the dashed line is the measured static pressure signal. When the Helmholtz resonance is removed numerically, the static pressure signal matches the reference probe signal as indicated in (b).

その影響を除去する必要がある。図6は、乱流境界層内で計測された圧力変動のスペクトルを層外主流（境界層厚さの約2倍の位置）中での計測値と比較した結果である。約300 Hz付近の鋭いピークは風洞ファンの回転騒音によるものであり、100 Hz以下のスペクトルの盛り上がりは、風洞内の騒音と考えられる。バックグラウンドノイズが測定データに比べて十分に小さい場合には、その補正を考慮する必要はない。以下では、乱流境界層の実験を例に、バックグラウンドノイズの影響について考察する。

壁から十分に離れた位置（境界層厚さの約2倍）で測定される変動圧力を $p_s(t)$ 、壁面圧力変動を $p_w(t)$ とする。圧力変動は、

$$p_s(t) = p'_s(t) + p_s^b(t), p_w(t) = p'_w(t) + p_w^b(t), \quad (6)$$

と分解され、 $p_s^b(t)$ 及び $p_w^b(t)$ はバックグラウンドノイズ、 p'_s 、 p'_w は期待される真の圧力変動である。両者の相関は、 p_s^b と p_w^b が乱流変動に対して無相関であることから、

$$\langle p_s p_w \rangle = \langle p'_s p'_w \rangle + \langle p_s^b p_w^b \rangle, \quad (7)$$

となる。さらに、2点間の距離が十分に離れていることから、乱流変動の相関も $\langle p'_s p'_w \rangle \approx 0$ と見積もられる。よってバックグラウンドノイズの強さは、

$$p_{rms}^b \equiv \sqrt{\langle p_s^b p_w^b \rangle} \approx \sqrt{\langle p_s p_w \rangle} |_{y \approx 2\delta} \quad (8)$$

と見積もることができる。壁近くの計測では、バックグラウンドノイズの影響は（測定値に比べて小さく）無視できるが、外層ではその補正が必要であろう。ただし、上記の見積もりでは、rms値、スキューネス、フラットネスなどの統計量の補正のみが可能である。風洞内の定在波の除去には別の手法が必要となる。また、

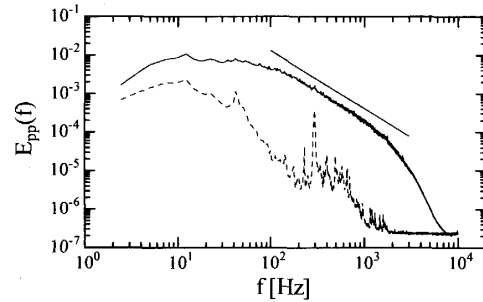


Fig. 6 Static pressure spectrum measured at $y = 20\text{mm}$ and in the free stream region, $y = 120\text{mm}$. Solid line represents the power-law relation defined with exponent 1.5

統計量の補正ではなく、瞬時変動の補正は不可能ではないが、複雑なアルゴリズムを用いる必要がある。例えば、文献⁽¹⁶⁾を参照されたい。

3. 円柱後流実験

実際の流れ場での測定精度について考察するため、円柱後流の実験をおこなった。ノズル出口 $700 \times 300\text{mm}^2$ の風洞に円柱（直径 $d_c = 16\text{mm}$ ）を設置し、その下流 $x = 42d_c$ において変動圧力の測定をおこなった。圧力センサーにはマイクロフォンを用い、円柱直径および上流での主流速度に基づくレイノルズ数は9260に設定した。これは、小橋のおこなった実験と同一条件である⁽¹⁾。また、後に述べる乱れエネルギー収支の各項を評価するために、Townsendの方法にならない、三重速度相関項 ($\langle v w^2 \rangle$) の測定をおこなった⁽¹⁷⁾。測定データの解析をとおして、HR共振の影響、静圧穴の影響、角度特性について考察する。X型熱線プローブは、受感部長さ1mm、径 $5\mu\text{m}$ のタングステン線を用いて自作した。圧力プローブとの配置は、図7のように静圧穴から1mm離して設置した。

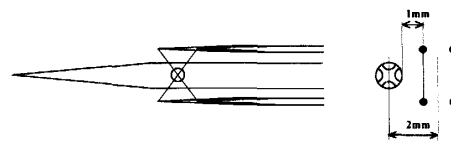


Fig. 7 X-probe is set at a distance of 1mm from the pressure probe.

3-1 HR共振の影響

前章ではHR共振の影響を数値的に除去する方法を提案した。図8は、後流の中心軸上で計測されたスペクトルと確率密度関数(PDF)を点線で示したものである。スペクトルには共振周波数あたりでHRの影響が顕著に現れている。圧力変動のPDFには、負の変動が特徴的に存在し、

ガウス分布（波線）と比べても大きく異なることがわかる，これは主に乱流中の微細な渦と密接に関係していると考えられる．HR を数値的に補正した結果を実線で示す，スペクトルのパンプは除去され，PDF の正の変動圧力はガウス分布に近い値を示す．HR の影響はスペクトルの結果からもわかるように，その rms が增大することが考えられる．また，位相の遅れも影響しているため，速度と圧力の相関係数にも影響が現れる．特に，速度・圧力の相関を担うスケールが共振周波数まわりに存在すると，位相遅れは相関係数に大きな差異をもたらす．

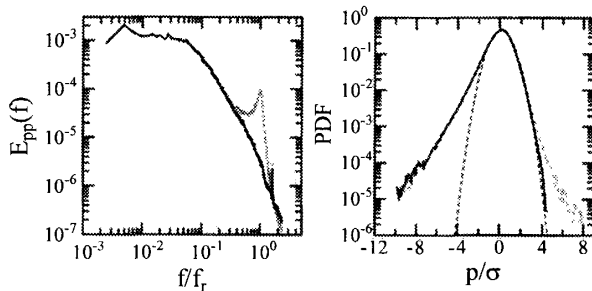


Fig. 8 Spectrum and probability density function are computed. Dotted lines are measured data. Solid lines are results when HR is removed numerically from the measured signal.

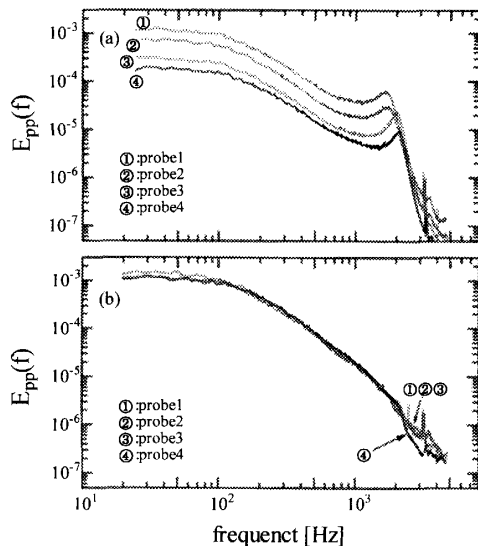


Fig. 9 (a) Energy spectrum measured on the centerline at $x/d_c = 42$ in the wake. Each is shifted by $1/2$. (b) HR is removed numerically from (a).

3.2 静圧孔の大きさと形状について 図9(a)はプローブ (No.1~4) を用いて計測されたスペクトルである (便宜上、 $1/2$ 倍づつ下方へシフトしてある)．HR の影響が顕著に認められ，静圧穴の形状の違いか

ら HR 共振ピーク値に若干の違いが見られる．静圧穴径が小さくなるほどピーク値は小さくなる．また，グラフには示さないが，位相差にはより低周波からその遅れが認められる．静圧穴数4個と8個の有意な差異は認められない．このように，静圧穴のわずかな形状の違いが HR 共振に影響を与えているが，モデル式 (3)-(5) で与えられるゲインと位相遅れは，キャビティ形状のみを対象としているので，これらの影響は考慮されていない．静圧管内に形成される定在波は，両端自由端の $\lambda/2$ 波長と予想される，マイクロフォン表面と静圧管端は固体壁であるが，キャビティと静圧穴の存在が自由端を形成している．静圧穴と壁との距離が小さくなれば，もしくはキャビティの厚さが微小となれば，固定端が形成される可能性はある．

しかし， A_r 及び θ_r を用いて数値的に HR の影響を除去した場合，修正スペクトルには静圧穴形状に依存する相違は認められない．周波数スペクトルの分解能は，静圧穴の大きさに依存する．局所の平均流速 $U_c \approx 8.0\text{m/s}$ を用いると，例えば probe3 では， $U_c/\phi_1 \approx 20\text{kHz}$ となる．実験ではサンプリング周波数を 10kHz に設定してあるので，静圧穴径の影響を直接確かめることはできない．ただし，probe4 では約 3kHz 付近からスペクトルの減衰が大きくなっている．これは，タンデムに8個の静圧穴が配置されていることが原因と考えられる．その間隔は約 2mm であるから，周波数応答はタンデムに配置された静圧穴の間隔によって決まると考えられる．変動 rms 値の y 方向分布を図10に示した．(a)は測定値の分布，(b)はHRを数値的に除去した結果である．HR共振と定在波の影響は $y/d_c = 1$ で最大となるが，数値的補正をおこなうと，静圧穴形状に基づく差異はほとんどなくなる．

次に角度依存性の影響を考えてみたい．図11には，瞬時速度から計算される2次元速度ベクトル (\vec{u}, \vec{v}) とプローブとのなす角 ($\alpha \equiv \tan^{-1}(\vec{v}/\vec{u})$) の分布を示した． $y/d_c = 1$ では， ± 10 までの変動が存在する．これは，図2に示した角度依存性の影響が少なからず含まれていることを示唆している．これらの補正を加えることでより精度の高い測定値が得られるものと期待される．

3.3 測定精度 測定精度の検証をおこなうために，乱れエネルギー方程式の各項の大きさを評価した． $q^2 = u^2 + v^2 + w^2$ としたとき，二次元円柱後流のエネルギー収支は以下となる．

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2U_0^2} \frac{\partial \langle q^2 \rangle}{\partial x/d} + \frac{\langle uv \rangle}{U_0^3} \frac{\partial U}{\partial y/d} \\ & + \frac{1}{2U_0^3} \frac{\partial \langle vq^2 \rangle}{\partial y/d} + \frac{1}{\rho U_0^3} \frac{\partial \langle pv \rangle}{\partial y/d} + \frac{d}{U_0^3} \langle \varepsilon \rangle = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

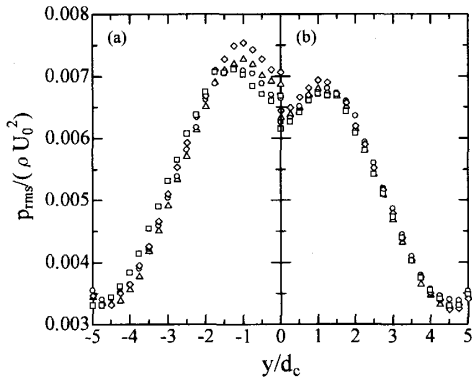


Fig. 10 (a)Root mean square distribution in the wake at $x/d_c = 42$. (b)HR is removed numerically from (a). \square : probe1, \diamond : probe2, \triangle : probe3, \circ : probe4.

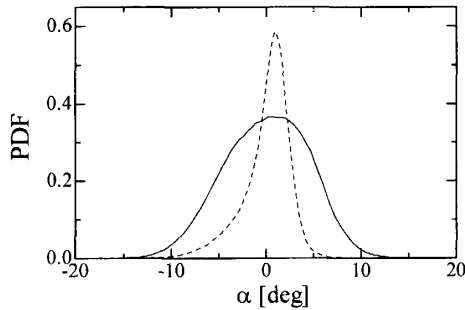


Fig. 11 Probability density function of α defined by $\alpha \equiv \tan^{-1}(\tilde{v}/\tilde{u})$. Solid line is $y/d_c = 1$ and dashed line is $y/d_c = 2.5$.

しかし、熱線流速計による速度測定のみでは、圧力拡散項の測定はできないし、散逸項の評価を正確におこなうことができない。つまり、 $\epsilon \equiv s_{ij}s_{ij}$, $s_{ij} = (\partial u_i/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i)/2$ において、瞬時の速度三成分の高精度計測は不可能なためである。発達乱流では散逸領域での局所等方性を仮定できるため、Taylor仮説を用いて $\epsilon \simeq 15\nu <(\partial u/\partial x)^2> \simeq 15\nu <(\partial u/\partial t)^2/U_c^2>$ と見積もられる。乱流/非乱流の間欠領域や極端にレイノルズ数の低い場合を除けば、この近似はそれほど悪くはない⁽²²⁾。

対流項に含まれる空間微分は、 $x/d_c = 40, 41, 42, 43, 44$ の5点での計測から微係数を見積もった。また、三重速度相関 $\langle vw^2 \rangle$ は Townsed の方法に従い、Xプローブを (y, z) 断面で 45° 傾ける。このときの出力は、 u 及び $v+w$ となる。従って、流れ場の二次元性を考慮すると、 $\langle (v+w)^3 \rangle = \langle v^3 \rangle + \langle 3vw^2 \rangle$ となり、通常のX型プローブ配置から計測される v 成分とあわせて、 $\langle vw^2 \rangle = \{ \langle (v+w)^3 \rangle - \langle v^3 \rangle \} / 3$ となる。図12は乱れエネルギー方程式の各項の分布

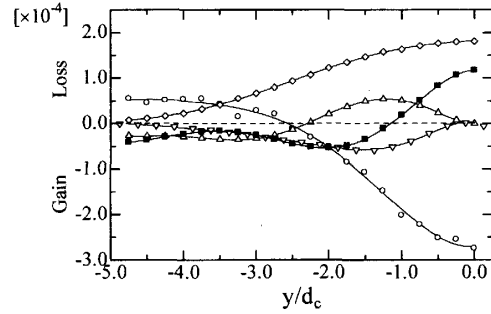


Fig. 12 Energy balance in the wake at $x/d_c = 42$. \circ : convection term, \blacksquare : pressure diffusion term, \triangle : velocity diffusion term, ∇ : production term, \diamond : dissipation term. Pressure diffusion term is measured directly by pressure probe and energy dissipation term is computed by isotropic condition.

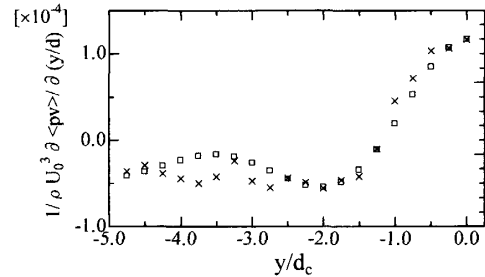


Fig. 13 Pressure diffusion term defined by Eq.(10) D_u : \times , and Eq.(11) D_p : \square in the wake at $x/d_c = 42$.

を示した。

通常の実験では圧力計測をおこなわず、散逸項を近似することから圧力拡散項を算出している。これを以下のように定義する。

$$D_u = -\frac{1}{2U_0^2} \frac{\partial \langle q^2 \rangle}{\partial x/d_c} - \frac{\langle uv \rangle}{U_0^3} \frac{\partial U}{\partial y/d_c} - \frac{1}{2U_0^3} \frac{\partial \langle vq^2 \rangle}{\partial y/d_c} - \frac{15\nu}{U_0^3 d_c} \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial U_c t/d} \right)^2 \right\rangle. \quad (10)$$

一方、圧力の直接測定から見積もられる圧力拡散項を以下に定義する。

$$D_p = -\frac{1}{\rho U_0^3} \frac{\partial \langle pv \rangle}{\partial y/d_c}. \quad (11)$$

図13は、圧力拡散項 D_p 及び D_u の比較である。両者の一致は中心軸上では良好であるが、間欠領域では差が大きくなる。なお、この結果にはプローブ角度の補正はおこなっていない。局所等方性を仮定して算出されたエネルギー散逸率は、中心軸上ではおおよそ正確な値と示すであろうから、直接圧力の測定から算出された拡散項は同程度の精度で計測されていると考

えられる。熱線プローブと圧力プローブは、厳密には同じ位置での計測ではない。圧力と速度の相関に主いどのスケールの渦が寄与するのが重要となろう。カルマン渦列の場合には大きなスケールの渦が相関の大部分を担っていることが予測され、幸いにも現状のプローブ配置で良好な結果が得られたが、一様等方場やより Re 数の高い流れ場では、プローブの小型化などの工夫が必要であろう。

4. DNS との比較

4.1 一様等方場に近しい流れ場

噴流中心軸上で圧力及び速度の同時計測をおこなった。流れ場の性質は一様等方場に近しいと考えられるため、一様等方場の直接数値計算 (DNS) との比較をおこなった。詳しい内容は文献⁽²¹⁾にまとめられているが、確率密度関数型はよく一致すること、スペクトルのベキ指数の R_λ (Taylor マイクロスケールに基づくレイノルズ数) に対する依存性を確認した。速度場との対応については、変動速度および圧力の rms 値を u_{rms}, p_{rms} とすると、両者の比 $p_{rms}/(\rho u_{rms}^2)$ は、オーダー 1 の定数になると予測されている。Bathelor や Hinze はある仮定のもとで、各々が 0.58, 0.7 を与えている^{(18) (19)}。DNS の結果はレイノルズ数の増加とともに、若干の減少傾向を示すが、 $R_\lambda \leq 500$ では実験との一致は良好であった⁽²²⁾。以上から、一様等方に近い場では本計測法は変動圧力を精度よく計測できるものと判断できる。

4.2 せん断流れ

乱流境界層中での変動圧力の統計的性質に関しては、これまでに実験的な報告がなかった。著者らは、微小圧力プローブ (probe5, probe6) を用いて、 $6000 \leq R_\theta \leq 18000$ の乱流境界層における計測をおこなった⁽²³⁾。 p_{rms} の内層および外層スケールでの無次元化とレイノルズ数依存性、確率密度関数型、スペクトル、速度・圧力の相関を、Skote の DNS⁽²⁵⁾ と比較しながら議論した。DNS は圧力勾配のない乱流境界層である。しかし、レイノルズ数が $R_\theta < 800$ であるため、実験との直接対応を見出すことは難しかったが、スケール則との対応から測定値の信頼性を確認することができた。

Abe らは、レイノルズ数 $R_\tau = 1020$ のチャンネル流れの DNS を実行した⁽²⁴⁾。チャンネル流れと境界層では外層の性質が異なっており、壁近くでもその影響は無視できない。しかし、その違いを定量的に議論した詳細な研究は、著者らの知る限りない。ここでは、対数領域 ($y^+ = 200$) におけるスペクトルと確率密度関数を比較する。図 14 は内層変数で無次元化したスペクトルである。レイノルズ数の増加とともに低周波

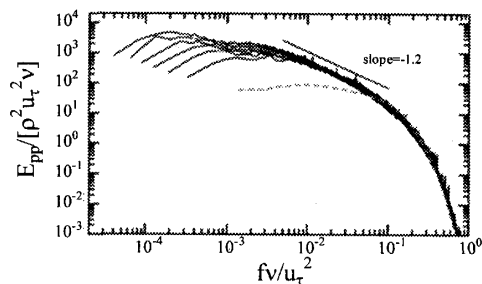


Fig. 14 Pressure spectra measured at $y^+ = 200$ for $R_\theta = 5875, 7420, 8925, 10515, 12070, 15205$. Dashed line is the result of DNS by Abe et al.⁽²⁴⁾ for $R_\theta = 2070$.

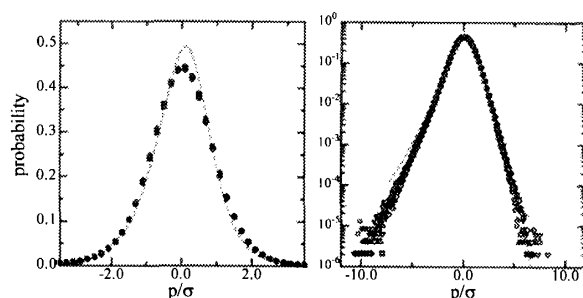


Fig. 15 Probability density functions measured at $y^+ = 200$ for $R_\theta = 5875, 7420, 8925, 10515, 12070, 15205$. Dashed line is the result of DNS by Abe et al.⁽²⁴⁾ for $R_\theta = 2070$.

へスペクトルが伸びること、高周波ではレイノルズ数依存性がなくスケールされることがわかる。中間の周波数領域では、ベキ乗則が確認できるが、その指数は $-7/3$ から大きくずれている。この理由については別途報告する予定であるが、速度変動のスペクトルについても同様のことが確認されている⁽²⁰⁾。

図 15 は確率密度関数である。大きな負の値を示す変動の確率がガウス分布から大きくずれる傾向は、一様等方性乱流の場合と同様である。しかし、正の変動をもつ確率は、一様等方場やガウス分布に比べて大きな値を示す。おそらくせん断の影響が現れているものと考えられる。DNS との比較では、小さな変動 ($p/\sigma \approx 0$) の確率が実験値とずれていることがわかる。これが、チャンネル流れと境界層流れの相違に起因するのか、実験の精度によるものなのかは、今後の研究課題としたい。

5. 結 論

乱流中の圧力測定について、本研究で得られた知見を以下にまとめる。

空間分解能は静圧穴 ϕ_1 によって規定され、流れ場

を乱さないように静圧管内径 ϕ_2 とその肉厚を小さくすることが望まれる。

時間分解能および測定感度は用いるセンサの特性より規定される。測定対象の変動スケールと圧力の大きさを考慮し、センサを選ぶ必要がある。

本計測プローブの角度特性は $\pm 5^\circ$ の範囲で動圧に対する誤差は無視でき、 $\pm 10^\circ$ で 1.0% 以下である。速度ベクトルの変化が大きい場合には、その補正が必要である。

静圧管内の HR 共振および定在波は、数値的に除去可能である。また、その過程で静圧穴径による差異も補正される。バックグラウンドノイズは、測定圧力が小さな場合には除去が必要がある。

測定データの精度の検証には、DNS との比較が有効である。スケージング則の存在が見出されれば、高レイノルズ数での実験データ精度を確認するうえでも有効である。

謝 辞

本研究を始めるにあたり、豊田教授（北海道工業大学）、飯田助教授（工学院大学）には有益なアドバイスをいただきました。ここに記して感謝の意を表します。

文 献

- (1) Y. Kobashi, "Measurements of Pressure Fluctuation in the Wake of Cylinder", *J. Physical Soc. Japan*, vol. 12, pp.533-543, (1957).
- (2) K. Toyoda, T. Okamoto, and Y. Shirahama, "Eduction of Vortical Structures by Pressure Measurements in Noncircular Jet", *Fluid Mechanics and its Applications*, Vol.21, pp.125-136, (1993).
- (3) A. Iida, T. Otaguro, C. Kato, and S. Shimode, "Analysis of Aerodynamic Sound Source with Measurement of Static-pressure Fluctuation", *JSME*, vol.64, pp. 2057-2064, (1998) (in Japanese).
- (4) Y. Naka, T. Omori, S. Obi, and S. Masuda, "Experimental Study on Velocity-Pressure Correlation in Turbulent Mixing Layer out of Equilibrium State", *Proceedings of TSFP4*, Williamsburg, VA USA, 27-29 June, pp.1125-1130, (2005).
- (5) W. K. George, P. D. Beuther, and R. E. A. Arndt, "Pressure Spectra in Turbulent Free Shear Flows", *J. Fluid Mech.*, Vol. 148, pp.155-191, (1984).
- (6) B. G. Jones, R. J. Adrian, C. K. Nithianandan, H. P. Planchon Jr., "Spectra of Turbulent Static Pressure Fluctuations in Jet Mixing Layers", *AIAA Journal*, vol. 17, pp.449-457, (1979).
- (7) J. D. Albertson, G. G. Katul, M. B. Parlange, and W. E. Eichinger, *Physics of Fluids*, vol. 10, pp.1725-1732, (1998).
- (8) J. A. Elliott, "Microscale Pressure Fluctuations measured within the Lower Atmospheric Boundary Layer", *J. Fluid Mech.*, Vol. 53, pp.351-383, (1972).
- (9) "Handbook of Particle Image Velocimetry" (in Japanese), Ed by The Visualization Society of Japan, pp.242-245, (2002).
- (10) S. H. Chue, "Pressure Probes for Fluid Measurement", *Prog. Aerospace Sci.*, vol.16, pp.147-223, (1975).
- (11) R. Shaw, "The Influence of Hole Dimensions on Static Pressure Measurements", *J. Fluid Mech.*, vol.7, pp.550-564, (1960).
- (12) B. J. McKeon and A. J. Smits, "Static Pressure Correction in High Reynolds Number Fully Developed Turbulent Pipe Flow", *Meas. Sci. Technol.*, vol. 13, pp.1608-1614, (2002).
- (13) H. Eckelmann, "A Review of Knowledge on Pressure Fluctuations", *Near Wall Turbulence*, S. J. Klein and N. H. Afgan, eds, Hemisphere, New York, pp.328-347, (1989).
- (14) R. M. Lueptow, "Transducer Resolution and Turbulent Wall Pressure Spectra", *J. Acoustic Soc. America*, Vol. 97, pp.370-378, (1995).
- (15) *JSME Data Book: Flow Measurements*, Ed by The Japan Society of Mechanical Engineering, pp.57-60, (1985).
- (16) A. M. Naguib, S. P. Gravante, C. E. Wark, "Extraction of Turbulent Wall-pressure Time-series Using an Optimal Filtering Scheme", *Experiments in Fluids*, vol.22, pp.14-22, (1996).
- (17) A. A. Townsend, "The Fully Developed Turbulent Wake of a Circular Cylinder", *Aust. J. Sci. Res.*, vol.2, pp.451-468, (1949).
- (18) G. K. Batchelor, "Pressure Fluctuations in Isotropic Turbulence", *Proc. Camb. Phil. Soc.*, vol. 47, pp.359-374, (1951).
- (19) J. O. Hinze, *Turbulence*, McGraw-Hill, (1975).
- (20) Y. Tsuji, "Large-scale Anisotropy Effect on Small-scale Statistics over Rough Wall Turbulent Boundary Layers", *Physics of Fluids*, vol.12, pp.3816-3828, (2003).
- (21) Y. Tsuji, and T. Ishihara, "Similarity Scaling of Pressure Fluctuation in Turbulence", *Physical Rev. E*, Vol.68, 026309, (2003).
- (22) Y. Tsuji, and T. Ishihara, "Pressure Statistics in Turbulence", *Proceedings of IUTAM Kyoto*, Kyoto Japan, 26-28 October, (2004). in press.
- (23) Y. Tsuji, J. H. M. Fransson, P. H. Alfredsson, and A. V. Johansson, "Pressure Statistics in High-Reynolds Number Turbulent Boundary Layer", *Proceedings of TSFP4*, Williamsburg, VA USA, 27-29 June, pp.27-32, (2005).
- (24) H. Abe, Y. Matsuo, and H. Kawamura, "A DNS Study of Reynolds-number Dependence on Pressure Fluctuations in a Turbulent Channel Flow", *Proceedings of Turbulence and Shear Flow Phenomena 4*, Williamsburg, USA, June 27-29, pp.189-194, (2005).
- (25) M. Skote, "Studies of Turbulent Boundary Layer Flow through Direct Numerical Simulation", *Doctoral thesis*, Royal Institute of Technology, (2001).