二次元乱流噴流の速度・圧力場の特性に関する研究*

酒井 康彦^{*1}, 森口 優^{*2}, 田中 伸彦^{*3}
山本 睦^{*4}, 久保 貴^{*5}, 長田 孝二^{*1}Study on Characteristics of Velocity and Pressure Field in
Two Dimensional Turbulent JetYasuhiko SAKAI, Yuu MORIGUCHI^{*6}, Nobuhiko TANAKA,
Mutsumi YAMAMOTO, Takashi KUBO and Kouji NAGATA^{*6} Graduate School of Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

A fluctuating static pressure is closely related with a fluctuating velocity in turbulent flow, and it plays an important role in the energy balance and anisotropy of turbulence. Thus, the measurement of fluctuating static pressure is very effective for clarification of the organized structure of the turbulent flow. In this study, the yaw-insensitive static pressure probe with a good frequency response was developed, and the simultaneous measurement of velocity and pressure field was carried out in two dimensional jet flow by the combined probe of I-type hot-wire and static pressure probe. In the pressure spectrum, the $\kappa^{-7/3}$ power law could be clearly observed, and the distribution of cross-correlation between streamwise velocity and static pressure is shown to be consistent with the past model of coherent vortex structure.

Key Words: Jet, Fluctuating Pressure, Turbulent Flow, Flow Measurements, Static Pressure Probe, Kolmogorov's Energy Spectrum

1. は じ め に

乱流を記述する基礎方程式(ここでは、非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を考える)には速度変動と共に静圧変動が含まれ、静圧変動は乱流のエネルギーバランス、非等方性乱流の挙動に重要な役割を果たしている⁽¹⁾。従って、乱流の動力学的特性を理解するには変動速度場と変動静圧場に対する結合統計量の情報が有効となる。

本研究の目的は、基本的な乱流場である二次元乱流噴流において、変動速度場と変動静圧場の同時測定を行なうことにより、二次元噴流の動力学的特性、特にコヒーレント構造の発展を明らかにすることである。

上記の目的を達成するには、まず、乱流中の静圧変動を高分解能で測定できるプローブの開発が不可欠であるが、本研究では白浜&豊田⁽²⁾によって開発されたコンデンサマイクロホン使用の静圧プローブを基本に

し、さらにより小型の半導体圧力センサーを用い、流れに対する傾きに対して鈍感で、かつ出来るだけ共振周波数の高い変動静圧プローブの設計・開発を試みた。そして、自作した変動静圧プローブとI型熱線プローブを用いて二次元噴流の速度・圧力場の同時測定を行い、乱流の統計的特性や噴流構造について考察したので、これらについて報告する。

2. 変動静圧プローブ

2.1 変動静圧プローブの設計に対する留意点 変動静圧の計測法については文献(3)に詳しく記載されているが、ここでは実際に今回、変動静圧プローブを設計・製作するために特に留意した点をまとめる⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾。

理想的に変動静圧を計測するには計器を流れと共に流動させて静圧を読み取ることが必要であるが、これは実際上困難であり、流れ内部で静圧を測る場合には空間中に固定した静圧管を用いることが一般的である。しかし、静圧管は流れに対する傾きの影響が大きく現れる。すなわち、傾きが大きくなれば静圧管に沿う流れは下流で剥離し、管の周囲で圧力の不均一が起きる。そのため、静圧の計測には流れをできるだけ乱さないことが必要な条件である。従って、流れを乱すことな

* 原稿受付 2006年3月24日。

^{*1} 正員、名古屋大学大学院工学研究科(☎464-8603 名古屋市千種区不老町)。^{*2} 学生員、名古屋大学大学院工学研究科。^{*3} 正員、三菱重工業(株)(☎850-8610 長崎市飽の浦町1-1)。^{*4} (株)豊田自動織機(☎448-8671 刈谷市豊田町2-1)。^{*5} 正員、名古屋大学エコトピア科学研究所。

E-mail: yuu_mori@sps.mech.nagoya-u.ac.jp

く、流れに対する傾きに鈍感な静圧管を開発することは非常に重要である。

また、静圧管を用いて変動静圧を測定する際、その静圧管の共振周波数が問題となる。図1に示すような形状の静圧管プローブがあるとする。図中、 p_1 は測圧孔にかかる圧力の値(これは、導管内の圧力の値と近似的に同じであると考えられる)であり、 p_2 は実際に測定される受圧室での圧力の値である。また、 d_1, d_2 はそれぞれ導管の内径及び受圧室内の内径に対応し、 l_1 は測圧孔から受圧室までの距離、 l_2 は受圧室の深さである。このとき、静圧管全体のヘルムホルツ共振周波数 f_{n1} 、及びオルガンパイプ共振周波数 f_{n2} は

$$f_{n1} = \frac{c_0}{2\pi} \frac{d_1}{d_2} \sqrt{\frac{1}{k l_1 l_2}}, \quad k = 1 + \frac{8d_1}{3\pi l_1} \quad (1)$$

$$f_{n2} = \frac{c_0}{2l_1} \quad (2)$$

となる⁽³⁾。ここで、 c_0 は音速である。ヘルムホルツ共振は導管の断面積 $A_1 = \pi d_1^2/4$ と長さ l_1 及び受圧室空隙の体積 $V_2 = A_2 l_2$ (ここで、 $A_2 = \pi d_2^2/4$) に依存し、空隙を導管につないだために生じる共振である。これらの共振周波数を高くすることも静圧管を開発する上で重要となる。なお、図1中に示されている q は測圧孔と導管を通して受圧室に流入する体積流量である。

2.2 円錐先端型静圧管プローブ 本研究で使用した変動静圧管プローブは、白浜・豊田が開発した静圧プローブ⁽²⁾を基本にして試作したものである(図2)。従って、静圧管の先端部の形状や寸法は白浜・豊田⁽²⁾と同じとした。具体的には、プローブ頭部の形状は長さ10 mmの細い円錐状となっており、導管の外径は1.0 mm、内径(d_1)は0.8 mmである。そして、プローブ先端から19.5 mmと20.5 mmの位置に直径0.4 mmの測圧孔が4孔ずつ前後1 mm離して互い違いに配置されており、合計8孔開いている。石田ら⁽⁴⁾は、このように4孔の測圧孔を前後に並べ、合計8孔にすることによって、流れに対する傾きにより鈍感な、すなわち方向特性が良好な静圧管が実現できることを示した。従って、本研究でも石田ら⁽⁴⁾に従い、8孔の静圧管を製作することにした。なお、プローブ本体の小型化を目指し、圧力センサとして超小型の半導体トランスデューサー(Kulite:XCS-062-5SG)をプローブのフレア部に埋め込んだ。以後、この変動静圧プローブを円錐先端型静圧管プローブと称する。この円錐先端型静圧管プローブの共振周波数の理論値は式(1)、式(2)より以下のようになる。

$$f_{n1} \approx 12,450 \text{ Hz}, \quad f_{n2} \approx 11,160 \text{ Hz}$$

なお、本実験における二次元噴流の自己保存領域における中心軸上での乱流のスケールは、著者らによる過去の測定結果⁽⁵⁾⁽⁶⁾からテイラーの横マイクロスケールが約3 mmで、コルモゴロフのマイクロスケールは約0.1 mmと評価されている。よって、本静圧管プローブは、測圧孔の直径およびそれらの配置から判断して、コルモゴロフ・スケールほどの分解能はないが、テイラー・スケール程度の圧力変動までは測定可能であると考えられる。

Fig. 1 The schematic of probe

Fig. 2 Static-pressure probe

2.3 周波数応答特性検定

2.3.1 周波数応答特性検定法

図3に示すように、スピーカー(BOSE社製)から約30 mm離れた位置に円錐先端型静圧管プローブの測圧孔がくるように設置し、これと水平に参照用圧力センサをその受圧面が円錐先端型静圧管の測圧孔と同じ位置にくるように設置した。そして、オシレーターで発生させた1,000~19,000 Hzの正弦波をオーディオアンプ(BOSE社製)により増幅し、スピーカーから音波として放出し、測定を行なう。これらの円錐先端型静圧管プローブと参照用圧力センサにより計測された音波は電圧信号に変換され、センサアンプによって5,000倍に増幅されて、このアンプに内蔵されているローパスフィルターを通した後に電圧計とオシロスコープに取り込まれる。また、オシレーターで発生した正弦波の波形はオシロスコープにより確認し、位相差を測定する。

参照用圧力センサの振幅測定値及び位相を p_1, ϕ_1 、円錐先端型静圧管プローブの振幅測定値を p_2, ϕ_2 とするとき、振幅比 M 及び位相差 ϕ を次式のように定義する⁽³⁾。

$$M \equiv p_2/p_1, \quad \phi \equiv \phi_2 - \phi_1 \quad (3)$$

Fig. 3 Experiment of frequency response

2.3.2 周波数応答特性の検定結果 図4に振幅比 M を、図5に位相差 φ の実験結果を示す。実験結果から約 12,000 Hz で共振点が確認され、理論値と良い一致を示していることが分かる。また、図より、振幅比 M は約 3kHz までほぼ 1 の一定値を示し、位相差 φ もほとんど 0° を示している。従って、今回試作した円錐先端型静圧管プローブでは、周波数が約 3kHz までは、ほとんど歪みのない圧力波形が測定できると考えられる。なお、後掲する変動圧力スペクトル E_{pp} の分布(図 16, 18)において表示されている無次元波数 $\kappa_1 \eta$ (κ_1 : 噴流軸方向波数, η : コルモゴロフのマイクロスケール)の上限がサンプリング Nyquist 周波数 5kHz に対応していることを考慮すれば、図より判断して、圧力スペクトル分布は、周波数 3kHz に対応する $\kappa_1 \eta = 10^{-1}$ 程度までは信頼できるものと考えられる。

2.4 方向特性検定

2.4.1 方向特性検定法 円錐先端型静圧管プローブの方向特性の検定には正方形噴流風洞 (80 mm×80 mm) を使用し、出口速度は $U_0 = 15$ m/s で行なった。図6に示すように、風洞出口の一樣流中で静圧管を主流に対し $|\alpha| \leq 30^\circ$ の範囲で傾斜させ、かつプローブ中心軸周りに $\beta = 0, 45, 90, 135^\circ$ で回転させて微圧インジケータ (豊田工機: AA610) により平均静圧値 P_α を測定した。測定値は次式により無次元化された。

$$C_p = (P_\alpha - P_0) / (\rho U_0^2 / 2) \quad (4)$$

ここで、 P_0 は傾斜角 $\alpha = 0^\circ$ における平均静圧、 U_0 は出口速度、 ρ は密度である。

2.4.2 方向特性の検定結果 各種の軸周り回転角 β での主流方向からの傾斜角 α に対する静圧管の方向特性を図7に示す。図より $|\alpha| < 25^\circ$ に対して P_0 とのずれは動圧 $\rho U_0^2 / 2$ に対して約 2% であり、方向特性に優れていることが分かる。

Fig. 4 Amplitude ratio M Fig. 5 Phase difference φ Fig. 6 Yaw angle(α) and rotation angle(β) Fig. 7 Yaw angle(α) characteristics of probe

3. 二次元噴流の変動速度と変動静圧の同時測定

3.1 実験装置と実験条件 本研究で使用した二次元噴流発生装置は、著者らによる過去の報告⁽⁷⁾⁽⁸⁾で示したものと同一ものである。従って、ここでは装置の簡単な説明のみ与える(詳細は文献(7)(8)を参照されたい)。図8に噴流出口付近の略図と座標系を示す。

ノズル出口から 1 mm 離れた場所にスキマーを設置することにより、ノズル出口の流れの均一な部分のみ取り出すことができる。噴流出口 (スキマー出口) は高さ $d=12$ mm で、アスペクト比は 19.7 である。座標系は噴流軸方向を x_1 、垂直方向を x_2 、スパン方向を x_3 とし、噴出レイノルズ数 Re は $Re=U_0 d/\nu=24,000$ (U_0 : 噴流出口速度) に調節した。図 9 に速度・静圧同時測定用複合プローブの概略図を示す。変動速度の測定には I 型熱線プローブ (熱線直径 $5\ \mu\text{m}$ 、受感部長さ 1 mm) を使用し、変動静圧の測定には今回試作した円錐先端型静圧管プローブを用いた。また、本研究では自作の熱線流速計を使用した。I 型熱線プローブと熱線流速計の周波数応答試験については、熱線プローブを出口速度が約 10 m/s のポテンシャルコア領域に置き、熱線センサー部に掛かる電圧の実効値が 1 V となるように正弦波電流を入力して、交流出力電圧の実効値を測定した。そして、正弦波に対する周波数応答特性を求め、その結果から求めた時定数により熱線流速計の風速変動に対する周波数応答特性を評価した。その結果、本熱線流速計は約 10 kHz まで良い周波数応答で測定可能であることが分かった。測圧孔から熱線までの間隔を 1 mm とし、スパン方向に並列して配置されている。測定位置は中心軸上、及び $x_1/d = 5, 10, 20, 30, 40, 50$ の各断面で $-2.5 \leq x_2/d \leq 2.5$ とした。

なお、速度場、圧力場の測定は、共にサンプリング周波数 10 kHz で行い、一回のサンプリング点数は 229,376 点であり、デジタルデータをパーソナルコンピュータに保存した後、各種統計量を求めた。

3.2 実験結果及び考察

3.2.1 平均速度・半値幅 図 10 に中心軸上の噴流軸方向の平均速度 U_m を示す。図中 $\circ$ 、 $\bullet$ 印は $Re=16,000$ における X 型熱線プローブ 1 本による過去の結果⁽⁷⁾を、 Δ 、 $\blacktriangle$ 印は $Re=24,000$ における今回の実験の同時測定用プローブによる結果を表している。 Re 数が異なることにより若干のずれはあるが両者の減衰特性は良く一致している。発達した二次元噴流の平均速度の中心軸上変化は、仮想原点からの下流方向距離の $-1/2$ 乗に比例することが知られている⁽⁹⁾が、本研究でも $x_1/d = 5.0$ 以降、その傾向を示していることが分かる。今回の実験データに対して最小二乗法で直線近似したところ次式を得た。

$$\left(\frac{U_0}{U_m}\right)^2 = 0.143\left(\frac{x_1}{d} + 2.125\right) \quad (5)$$

図中の実線はこの近似直線で、破線は X 型熱線プローブ 1 本による過去の結果⁽⁷⁾の近似直線である。

図 11 に平均速度の半値幅 b の変化を示す。この図において、縦軸は噴流出口高さ d で無次元化された半

Fig. 8 Coordinate system of Two-dimensional jet flow

Fig. 9 Combined sensor of I-type hot-wire and pressure probe

Fig. 10 Axial variation of centerline mean streamwise velocity

値幅を、横軸は噴流出口高さで無次元化された下流方向の距離を示している。図中 $\bullet$ 印が $Re=16,000$ の過去の結果⁽⁷⁾、 $\circ$ 印が $Re=24,000$ の今回の結果である。図より、 Re 数が異なるため若干のずれはあるが両者の発達特性はほぼ一致している。

平均速度の半値幅は発達した二次元噴流では仮想原点からの下流方向距離に比例する⁽⁹⁾ことが知られている。本研究でも $x_1/d \geq 5.0$ で b/d がその傾向を示していることが分かる。今回の実験データに対して、最小

Fig. 11 Downstream variation of halfwidth

二乗法で直線近似したところ次式を得た.

$$\frac{b}{d} = 0.103\left(\frac{x_1}{d} + 1.54\right) \quad (6)$$

図中の実線はこの近似直線で、破線はX型熱線プローブ1本による過去の結果⁽⁷⁾の近似直線である. なお、参考までに他の研究者による結果⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾も図中に示してある. 著者らのデータも含め、全ての半値幅 b の変化は良好な直線法則に従い、その傾きはほとんど同じであることが分かる.

図12に噴流軸方向の平均速度 U の x_2 方向分布を示す. 図中、縦軸は中心軸上の平均速度 U_m 、横軸は半値幅 b で無次元化されている. 平均速度分布は相似になっており、外縁部を除いてGauss分布と良く一致していることが分かる⁽⁹⁾.

3.2.2 変動速度・変動静圧 図13に噴流軸方向の変動速度 r.m.s 値 u' の x_2 方向分布を、図14に変動静圧 r.m.s 値 p' の x_2 方向分布を示す. 両図とも縦軸は中心軸上の r.m.s 値で、横軸は半値幅 b で無次元化されている. なお、参考までに、図13における中心軸上の変動速度 r.m.s 値 u'_m は $3.74\text{m/s}(x_1/d = 10)$ から $2.26\text{m/s}(x_1/d = 50)$ 程度の大きさであり、図14における中心軸上の変動静圧 r.m.s 値 p'_m の大きさは $12.47\text{Pa}(x_1/d = 10)$ から $3.77\text{Pa}(x_1/d = 50)$ 程度であった.

図13より u' は $x_1/d \geq 20$ で、どの断面においても相似な分布を示していることが分かる. なお、図にはX型熱線プローブ1本により測定された $x_1/d \geq 20$ の自己保存領域における結果⁽⁷⁾が実線で示されているが、今回の結果とほぼ同様な分布を示している. 一方、 p' に関しては、 $x_1/d \geq 20$ の各断面に対して非常に良い相似分布を示している. なお、 u', p' とも $x_2/b = 0$ における値が小さく、その左右($x_2/b \approx \pm 1.0$)においてピークを持つ同様な形状を示すのが特徴的である.

3.2.3 スペクトルおよび相互相関係数 図15、図16に中心軸上における噴流軸方向の変動速度 u のス

Fig. 12 The cross-streamwise profiles of the mean streamwise velocity

Fig. 13 The cross-streamwise profiles of the r.m.s streamwise velocity

Fig. 14 The cross-streamwise profiles of the r.m.s static pressure

ペクトル E_{uu} の変化及び変動静圧 p のスペクトル E_{pp} の変化をそれぞれ示す. 縦軸は単位質量当たりのエネルギー散逸率 ε と動粘度 ν で無次元化し、横軸は噴流軸方向の波数 κ_1 をコルモゴロフのマイクロスケール η により無次元化している. ここで、 ε と η は等方性乱流場を仮定して次式で評価された.

$$\varepsilon = 2\nu \int_0^\infty \kappa^2 E(\kappa) d\kappa \quad (7)$$

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4} \quad (8)$$

Fig. 15 Power spectra of fluctuating velocity on the centerline

Fig. 16 Power spectra of fluctuating static pressure on the centerline

ここで、 $E(\kappa)$ は u あるいは p に対する三次元パワー・スペクトルであり、一次元パワースペクトル $E_1(\kappa_1)$ から次式により計算された⁽¹²⁾。

$$E(\kappa) = \frac{1}{2} \left[\kappa_1^3 \frac{d}{d\kappa_1} \left\{ \frac{1}{\kappa_1} \frac{d}{d\kappa_1} E_1(\kappa_1) \right\} \right]_{\kappa_1=\kappa} \quad (9)$$

なお、 $E_1(\kappa_1)$ は一次元周波数スペクトル $E_1(f)$ からテイラーの仮説を使用して計算している。また、2.3.2 節にて記述したように、スペクトル分布で表示されている上限の無次元周波数は Nyquist 周波数 5kHz に対応していることに注意されたい。

図 15 より、中心軸上において E_{uu} は比較的上流側 ($x_1/d \geq 10$) から $-5/3$ 乗を示す領域が存在することが分かる。一方、図 16 より、 E_{pp} に対しては明瞭な $-7/3$ 乗は示されていないが、下流方向に行くに従い、 $-7/3$ 乗の傾きに近づく様子が確認される。また、ポテンシャルコア領域 ($x_1/d = 5.0$) において E_{uu} 、 E_{pp} ともに明確なスペクトルのピークが確認できる。このことから、この領域では周期的な渦の放出があることが分かる。なお、下流に行くに従い低波数成分が成長しているため、そのピークが小さくなっている。これは、混合層による相互作用を受けるために乱れが増え、いろいろな波数成分が作られていくためであると考えられる⁽⁸⁾。

Fig. 17 Power spectra of fluctuating velocity at $x_2/b \simeq 1.0$

Fig. 18 Power spectra of fluctuating static pressure at $x_2/b \simeq 1.0$

図 17、図 18 に $x_2/b \simeq 1.0$ (u' , p' がピークを持つ位置) における E_{uu} と E_{pp} の下流方向変化をそれぞれ示す。図 17 と図 15 を比較することにより、 $x_2/b \simeq 1.0$ での E_{uu} は中心軸上の E_{uu} よりも $-5/3$ 乗則が成立する範囲が広がっていることが分かる。また、図 18 と図 16 を比較すると分かるように、 E_{pp} に対して、中心軸上では明瞭でなかった $-7/3$ 乗則が $x_2/b \simeq 1.0$ においては $x_1/d \geq 20$ で明瞭に確認される。

以上の結果より、本二次元噴流においては、中心軸付近よりも平均せん断速度の大きな $x_2/b \simeq 1.0$ 付近において、局所等方性に近い普遍平衡領域が実現されていると考えられる。

図 19 に $x_1/d = 10, 20, 30, 40$ の各断面の $x_2/b \simeq 0.0, 0.5, 1.0, 1.5$ における変動速度・変動静圧の相互相関係数 R_{up} の分布を示す。相互相関係数 R_{up} は次式で定義される。

$$R_{up}(\tau) = \langle u(t)p(t+\tau) \rangle / (u'p') \quad (10)$$

ここで、 $u(t)$ 、 $p(t)$ はそれぞれ x_1 方向変動速度、変動静圧を示し、 $\langle \rangle$ は時間平均を示す。図より、中心軸上では相関の値は小さいけれども、 $x_2/b \simeq 0.5, 1.0$ (u' , p' が大きな位置) では、遅れ時間 τ が負のとき正の相関を示し、遅れ時間 τ が正へと進むにつれ相関が小さく

なり、その後負のピークを示すことが分かる。これらの相互相関係数の変化から、図20に示すような渦構造が予想できる。すなわち、速度増加に対して $\tau < 0$ (図中で t で示されている基準点より下流側)では、周囲流体の巻き込みと外縁への噴出により圧力が高まる。 $\tau > 0$ (基準点より上流側)では後方の渦構造により圧力が下がると考えられる。なお、このような渦構造はAntoniaら⁽¹³⁾が提案したものと矛盾しないものである。

Fig. 19 Distribution of the cross-correlation coefficient

Fig. 20 Model for the vortex structure

4. お わ り に

本研究で得られた結果を以下にまとめる。

1. 自作した円錐先端型静圧管プローブの角度特性を調べた結果、主流に対して、傾斜角が約 $\pm 25^\circ$ の範囲で動圧に対するずれが約2%であった。また、周波数応答を調べた結果、約12kHzに共振周波数があることが確認され、本プローブが良好な周波数特性を示すことが分かった。
2. 二次元噴流場において、変動静圧 r.m.s 値がピークを持つ位置では変動静圧のスペクトルに7/3乗則の領域が確認された。
3. 変動速度・変動静圧の相互相関 $R_{up}(\tau) = \langle u(t)p(t+\tau) \rangle / \langle u'p' \rangle$ の分布を調べた結果、 u', p' の値が大きな位置では、遅れ時間 τ が負のとき正の相関を示し、遅れ時間 τ が正へと進むにつれ負の相関を示す。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、多大のご教示を頂きました北海道工業大学豊田国昭先生に深く感謝いたします。なお、静圧プローブの製作には(財)鉄道総合技術研究所(委託研究N512041R)から一部財政的な援助を頂きました。また、(株)デンソーからは、技術的な支援を頂きました。ここに記して謝意を表します。

文 献

- (1) Pope, S.B., *Turbulent Flows*, (2000), Chapter 7, pp.264–332, and Chapter 11, pp.387–462, Cambridge University Press.
- (2) Shirahama, Y. and Toyoda, K., Development of the Probe to Measure Static-Pressure Fluctuations (Application to the Measurements of Jets), *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.59, No.567(1993), pp.3381–3387.
- (3) The Japan Society of Mechanical Engineers ed., *JSME Data Book: Flow Measurements*, (1985), pp.34–66, The Japan Society of Mechanical Engineers.
- (4) Ishida, T. et al., Study of Yaw-Angle Characteristics of Static Pressure Probe, *Proceedings of Fluids Engineering Division Conference of the Japan Society of Mechanical Engineers*, No.95–19(1995), pp.169–170.
- (5) Tanaka, N., An Experimental Study on the Development of Coherent Structure in a Plane Jet, ph. D. Thesis, Nagoya University, (2005).
- (6) Tanaka, N. et al., A Study on the Realization of a Turbulent Plane Jet with the High Two-Dimensionality by Means of Both the Skimmer and the Side Wall, and Investigation of its Fundamental Property, *Fluid & Heat Engineering Research*, Vol.39, No.1(2004), pp.9–16.
- (7) Sakai, Y. et al., An Experimental Study on the Development of Coherent Structure in a Plane Jet (1st Report: Distributions of Two-point Spatial Velocity Correlation and Analysis of Eigenmodes by the KL Expansion), *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.70, No.697(2004), pp.103–110.
- (8) Sakai, Y. et al., An Experimental Study on the Development of Coherent Structure in a Plane Jet (2nd Report, Spatio-temporal Velocity Structure by the Combined Analysis of KL Expansion and Fourier Transform), *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.71, No.708(2005), pp.1978–1985.
- (9) Rajaratnam, N., *Turbulent Jet*, (1976), pp.1–26, Elsevier Scientific Publishing Company.
- (10) Browne, L.W.B. et al., The Interaction Region of a Turbulent Plane Jet, *Journal of Fluid Mechanics*, (1984), Vol.134, pp.355–373.
- (11) Heskestad, G., Hot-wire Measurements in a Plane Turbulent Jet, *Journal of Applied Mechanics*, Vol.32, (1965), pp.721–734.
- (12) Hinze, J.O., *Turbulence*, Second edition, (1975), Chapter 3, pp.175–319, McGraw-Hill, Inc.
- (13) Antonia, R.A. et al., On the Organized Structures of a Turbulent Plane Jet, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.134, (1983), pp.49–66.