

流体素子内の流れに関する研究

噴流の側壁付着効果

野崎 勉*・松村 博久**

(受理 昭和46年5月30日)

STUDIES ON THE FLOW IN FLUIDIC DEVICES

Reattachment of a jet to an adjacent wall

Tsutomu NOZAKI and Hirohisa MATSUMURA

Jets play an important role in the functioning of fluidic devices. A theoretical analysis of a two-dimensional curved jet has been presented. The velocity profiles in the separation bubble enclosed by the jet and an adjacent wall have been measured by means of the pitot-static tube. On the basis of this results, the center line and the attachment streamline of the curved jet have been determined and compared with an analytical result.

1. 緒 言

最近, Electronics と呼ばれる一連の電氣的な制御分野に対して, Fluidics と呼ばれる流体を用いた制御分野が確立されつつある。Electronics において個々の半導体素子の特性が重要視されるように, Fluidics においてもこれらと等価的に置き換えられる流体素子の特性が重要であることは当然である。

流体素子には Co-anda 効果¹⁾ として知られる噴流の側壁付着効果を記憶機能として利用した二安定性素子が最も広く採用されている。しかしながらこの素子内部の流れに関する研究が遅れているため, この特性を評価するのに素子の入出力特性によって巨視的な立場で判断されているのが現状である。筆者らは流体論理素子内部の流れの研究の一端として, 噴流の側壁付着効果の解析を行なった。

付着効果の研究はこれまで BORQUE²⁾, KIRSCHNER³⁾, MCGREE & MOSES⁴⁾, PERRY⁵⁾, OLSON⁶⁾, 多賀ら⁷⁾ などによって報告がなされているが, いずれも付着壁と噴流によって囲まれた低圧渦室内の流れの詳細な機構まで立ち入っていない。筆者らは単孔ピトー管を用いて

渦室内の速度分布を測定し, 付着噴流の流れの様子を明らかにした。

2. 理論解析

2.1 噴流中心線の偏向

噴流中心線が偏向する現象は主流に垂直な加速度を生じていることであり, そのためには主流を横切って作用する圧力差が存在しなければならない。本解析においては噴流を横切ってその下流方向へ一定の圧力差が作用した場合を仮定し, 流れは二次元定常流れて, 流体は縮まないとする。図1に示すように, 曲った壁

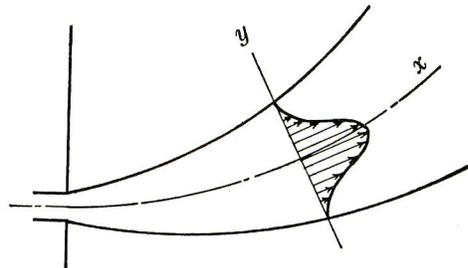


図1 偏向流の座標系

* 鹿児島大学工学部機械工学第二教室・助手

** 鹿児島大学工学部機械工学第二教室・助教授

面上での境界層の問題を取り扱う場合にしばしばみられるように、偏向した噴流中心線にそって x 軸、これに直角に y 軸をとり、流速の両軸方向の成分を u, v とする。この座標系に対して自由噴流の速度分布⁸⁾ が成り立つと仮定する。

まず初領域において一様な速度 U_0 をもつ部分の幅を b_0 、噴流幅を b として、 $\eta = (y - b_0)/(b - b_0)$ なる尺度を用いる。 $b_0 < y < b$ の部分の速度は速度分布関数を $f(\eta)$ とすると

$$u = U_0 f(\eta) \dots\dots\dots(1)$$

である。発達領域においては噴流幅を b として、 $\eta = y/b$ なる尺度を用い、噴流中心線上の速度を U とすると、速度は

$$u = Uf(\eta) \dots\dots\dots(2)$$

で表わされる。両領域において

$$f(\eta) = 1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4 \dots\dots\dots(3)$$

なる速度分布を仮定する⁸⁾。

圧力を P 、流体の密度を ρ 、乱流拡散係数を ϵ 、噴流の曲率半径を R とし、この曲りを考慮した運動方程式⁹⁾ は

$$\begin{aligned} \frac{R}{R+y} u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{u^2}{R+y} \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \epsilon \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \dots\dots\dots(4) \end{aligned}$$

で与えられる。式 (4) において曲率半径が大きい場合

$$\begin{aligned} u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{u^2}{R} \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \epsilon \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \dots\dots\dots(5) \end{aligned}$$

のように簡略化される。

まず初領域について、式 (5) を y について $-\infty$ から $+\infty$ まで積分し、その結果の圧力差を $|P_B - P_A|$ とすると

$$\frac{|P_B - P_A|}{\rho} = \frac{1}{R} \left\{ 2U_0^2(b - b_0) \int_0^1 f^2 d\eta + 2U_0^2 b_0 \right\} \dots\dots\dots(6)$$

となり、式 (6) に式 (3) を代入して R を求めると

$$\frac{R}{b_0} = \frac{2}{7} \frac{\rho U_0^2}{|P_B - P_A|} \left(2 \frac{b}{b_0} + 5 \frac{b_0}{b_0} \right) \dots\dots\dots(7)$$

が得られる。式 (7) の b, b_0 に自由噴流の結果⁸⁾ を代入すると

$$\frac{R}{b_0} = \frac{2\rho U_0^2}{|P_B - P_A|} = \frac{4}{|C_P|} \dots\dots\dots(8)$$

となる。ただし C_P は圧力係数であり、ノズル出口直

前の全圧を P_0 として、 $C_P = (P_B - P_A)/(P_0 - P_A)$ である。

発達領域においても式 (5) は

$$\frac{|P_B - P_A|}{\rho} = \frac{2U^2 b}{R} \int_0^1 f^2 d\eta \dots\dots\dots(9)$$

となり、初領域と同様に

$$\frac{R}{b_0} = \frac{4}{|C_P|} \dots\dots\dots(10)$$

が得られる。図 2 にこの関係を示す。

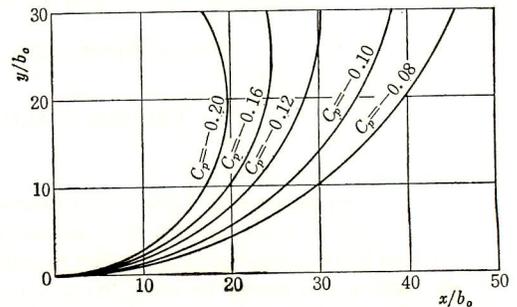


図 2 偏向噴流の中心線

2.2 付着流線

これまで噴流中心線の偏向を半無限広さをもつ空間について考えてきたが、ここで図 3 に示すような付着壁のある場合について考える。壁面付着噴流において

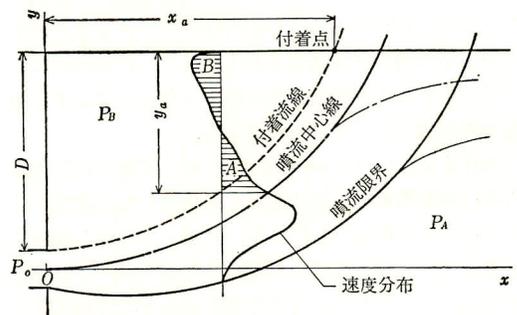


図 3 付着噴流の構造

は付着壁側における主流に直角方向からの同伴流がないため流量増加はない。したがって噴流中心線が偏向してもこの中心線を横切って流体の出入がないと仮定すると、ノズル端面を始点とし付着点を終点とする流量が一定に保たれる付着流線 (attachment stream line)¹⁰⁾ と呼ばれる一本の流線が考えられる。付着流線を求めるにあたり、噴流中心線から付着流線までの速度は、図 1 に示した座標系に対して式 (3) の速度分布が成立するものと仮定する。

まず初領域においては、噴流中心線から付着流線までの距離を y' とすると

$$\int_0^{y'} u dy = U_0 b_0 \dots\dots\dots(11)$$

を満足する y' の値を求めればよい。式 (11) は $y=y'$ に対して $\eta=\eta'$ とすると

$$(b-b_0) \int_0^{\eta'} f d\eta + b_0 = b_0 \dots\dots\dots(12)$$

となり、式 (12) に自由噴流の結果³⁾を用いると

$$\begin{aligned} & (0.5123 \frac{x}{b_0} - 0.6403) (\eta' - 2\eta'^3 + 2\eta'^4 - 0.67\eta'^5) \\ & - 0.1464 \frac{x}{b_0} + 0.1829 = 0 \dots\dots\dots(13) \end{aligned}$$

となる。

発達領域については

$$\int_0^{y'} u dy = Ub \int_0^{\eta'} f d\eta = U_0 b_0 \dots\dots\dots(14)$$

となり、自由噴流結果³⁾を代入すると

$$\begin{aligned} & (0.0675 \frac{x}{b_0} + 0.3249)^{1/2} (\eta' - 2\eta'^3 + 2\eta'^4 - 0.67\eta'^5) \\ & - 0.2857 = 0 \dots\dots\dots(15) \end{aligned}$$

が得られる。

3. 実験方法および実験結果

3.1 実験装置と方法

実験装置の概略および測定部本体の詳細をそれぞれ図4、図5に示す。この装置において空気は集合胴内

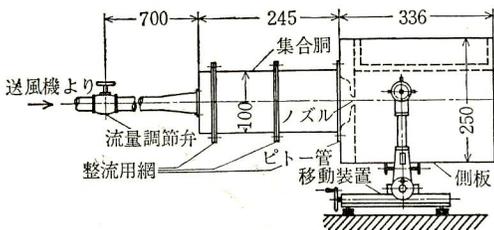


図4 実験装置

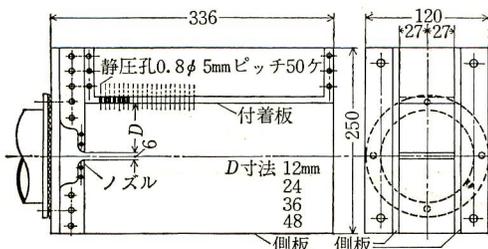


図5 付着噴流実験装置測定部本体

部に置いた三枚の整流用金網を通過し、ほぼ一様な近寄り速度でノズルに近づくようにした。ノズル幅は6mmで、そのアスペクト比(A)は9である。速度分布の測定は外径0.8mmの単孔ピトー管による測定法を採用した。実験に用いた単孔ピトー管を標準ピトー管と比較して検定を行なった結果は図6に示す通りである。図中の θ_s は流れの静圧に等しい読みを与える θ の値である。

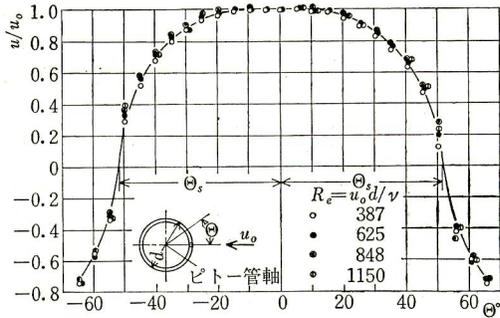


図6 単孔ピトー管の静圧指示角の検定

付着噴流と壁面とで囲まれた領域の静圧分布の測定は図5に示されている側板にもうけられた縦および横とも6mmピッチ、0.8mm径の静圧孔より検出した。付着壁面にそう圧力分布は付着壁面に直角に5mmピッチでもうけられた0.8mm径の静圧孔50個所で測定した。測定条件はノズル端から付着壁までの距離を D としてオフセット比 (D/b_0) が16の場合、レイノルズ数を変えた測定と、レイノルズ数 (Re) が8000の場合、オフセット比を変えた測定を行なった。

3.2 実験結果

オフセット比が16の場合の付着噴流の速度分布を図7に示す。図において $y/b_0=0$ がノズルの中心位置であり、 $y/b_0=17$ が付着壁面位置である。前述のように、噴流中心線が流線の条件を満足しているならば、付着壁面側での同伴流による流量増加はないため、図3に示した面積Aで示される流量と面積Bで示される帰還流量は等しいはずである。したがってプランニメータを用いて面積Bを速度分布から求め、この面積に等しい面積Aを与える位置 y_0 がその位置における付着流線の通る位置である。この結果を噴流中心線の測定結果とあわせて図8に示す。つぎに単孔ピトー管の最大圧力指示角から得られる流線の方向を図9に示し、低圧渦室内の静圧分布を図10に示す。図11はオフセット比が16においてレイノルズ数を変えた場

合の付着壁面にそう圧力分布の測定結果を示し、図12はレイノルズ数8000を一定にしてオフセット比を変えた場合の付着壁面にそう圧力分布の測定結果を示す。

流体論理素子の場合、付着壁にそう圧力が最大とな

る点を付着点とするのではなく、流れの分岐点すなわちよどみ点で定義している。このよどみ点の測定は図7に示した速度分布において $x/b_0=28$ では明らかに帰還流れが存在し、 $x/b_0=32$ においては帰還流れがないことから、よどみ点はこの間にあることがわかる。

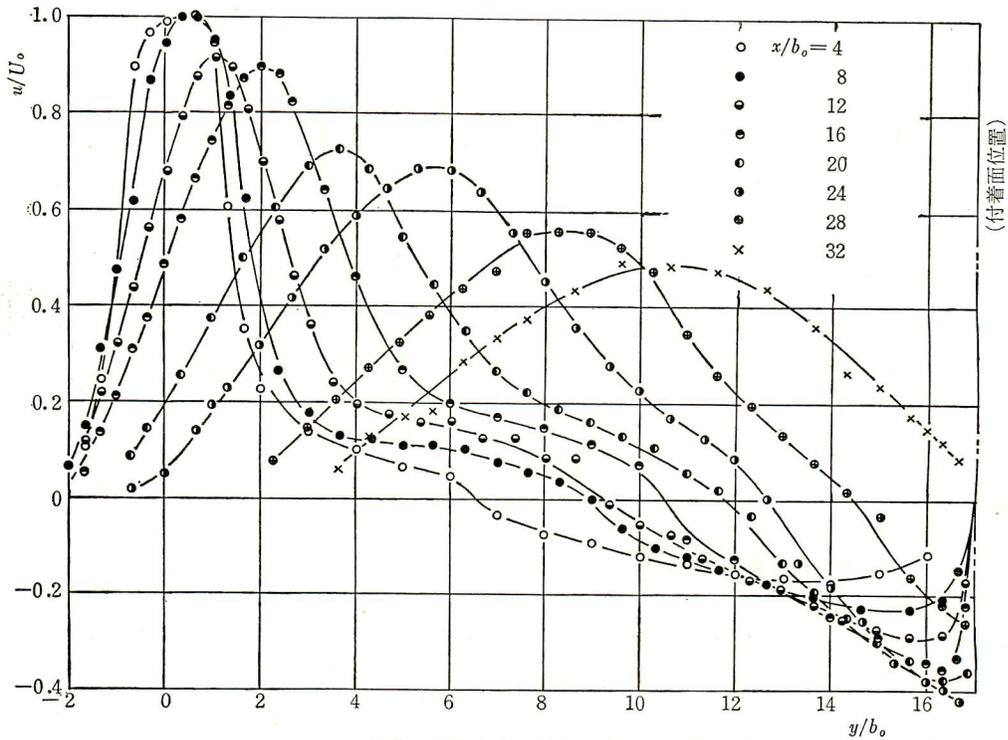


図7 付着噴流の速度分布

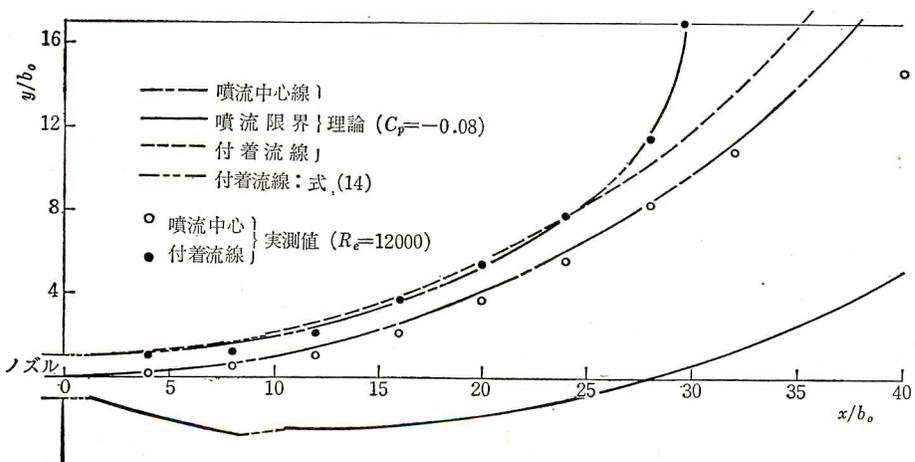


図8 噴流中心線と付着流線

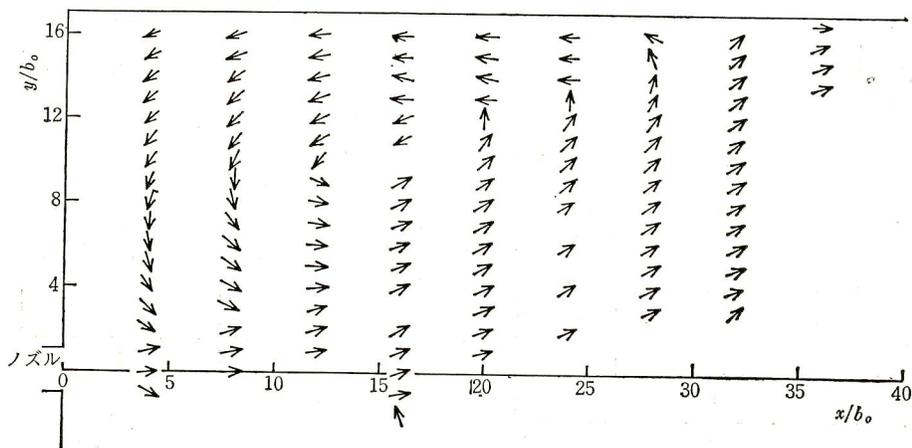


図9 付着噴流の速度の方向

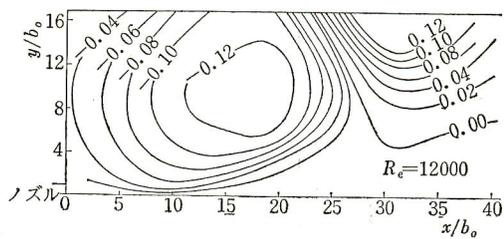


図10 付着噴流渦室内の静圧分布

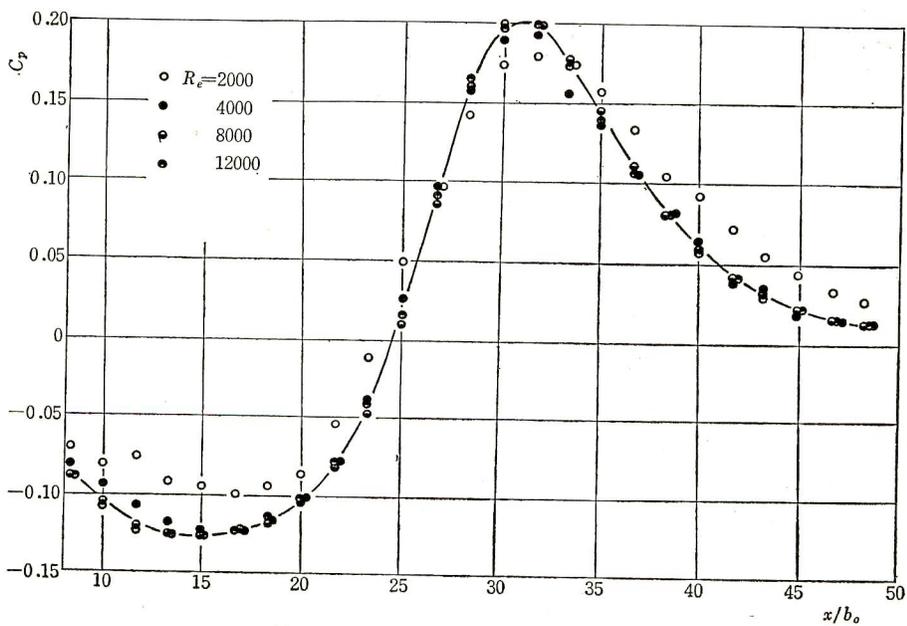


図11 付着面に沿う圧力分布 ($D/b_0=16$)

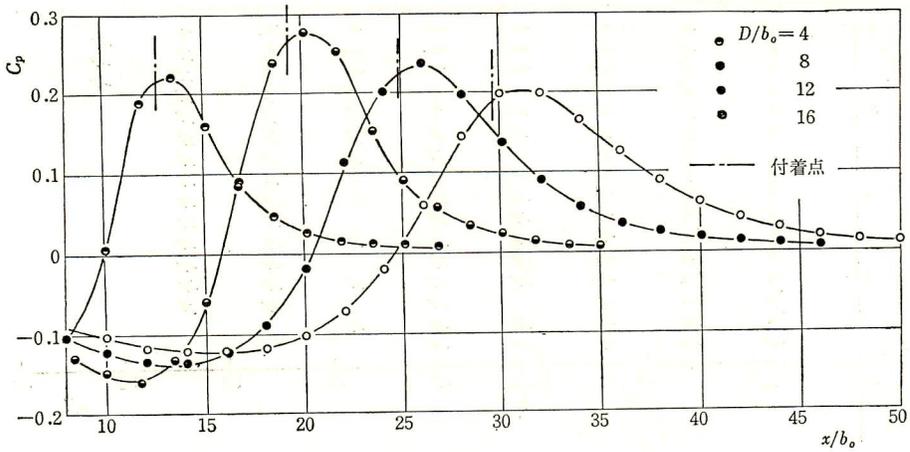


図12 附着面に沿う圧力分布 ($R_e=8000$)

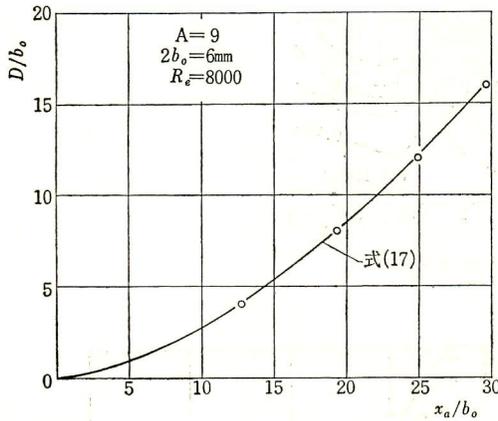


図13 オフセット比と附着長さの関係

この部分でさらに詳しく測定すると $x/b_0=29.6$ で流れが分岐しており、ここでの最大圧力指示角はほぼ主流に直角方向であり、壁面に対しては垂直方向であった。この測定法による附着点の測定結果をオフセット比を変えた場合について図13に示す。

4. 考 察

自由噴流に対して主流に直角方向に圧力差を与え、噴流の偏向を計算する上において図3に示した座標系で式(3)の速度分布が成立すると仮定した場合、噴流中心線は x の二次式として得られたが、実験結果と比較すると、図1に示した座標系で計算した方が良く一致した。図7に示した速度分布は主流方向の速度であり、この最大値が噴流中心を示しているのではないが、最大値が下流方向へ進むにしたがい附着面の方へ

移動している様子がわかる。図において附着流線位置までの大気開放側の速度分布は、附着流線の計算で仮定した式(3)の速度分布が成立するという仮定がほぼ満足されていることを示している。

図8から、噴流中心線および附着流線の実験結果と式(8)、(10)において $C_p=-0.08$ として計算した結果は附着壁付近を除き良い一致を示している。附着壁付近で一致しない原因は、式(8)、(10)が半無限広さをもつ空間を仮定して導びかれたものであり、実際は附着壁を横切って流れは存在し得ず、流れは壁面にそう流れとなるためである。

図7の速度分布および図9に示した流線の方向から明らかなように、低圧渦室には附着流線と附着壁およびノルズ外壁によって囲まれる領域にそって循環流が形成されており、この傾向はオフセット比30についての多賀ら⁷⁾の実験結果とよく一致している。

図7に示した速度分布で、附着壁面から附着流線までの距離を y_a とし、附着壁面からの距離を y とし、渦室内の速度を y/y_a に対して示すと図14に示す結果が得られ、 $u=0$ となる位置がノルズ外壁付近を除き、ほぼ $y/y_a=0.45$ の値をとることは注目すべき点である。

附着流線も附着壁付近で計算と実験の結果は一致せず、実験値は図8に示すようにオフセット $D/b_0=16$ を短軸、附着長さ $x_a/b_0=29.6$ を長軸とする楕円

$$\frac{y_a}{b_0} = \left\{ 256 - 0.292 \left(\frac{x}{b_0} \right)^2 \right\}^{1/2} \dots \dots \dots (16)$$

と良い一致を示している。すなわち附着点へ近づくにつれ流線の曲率が大きくなっている。これは図10に

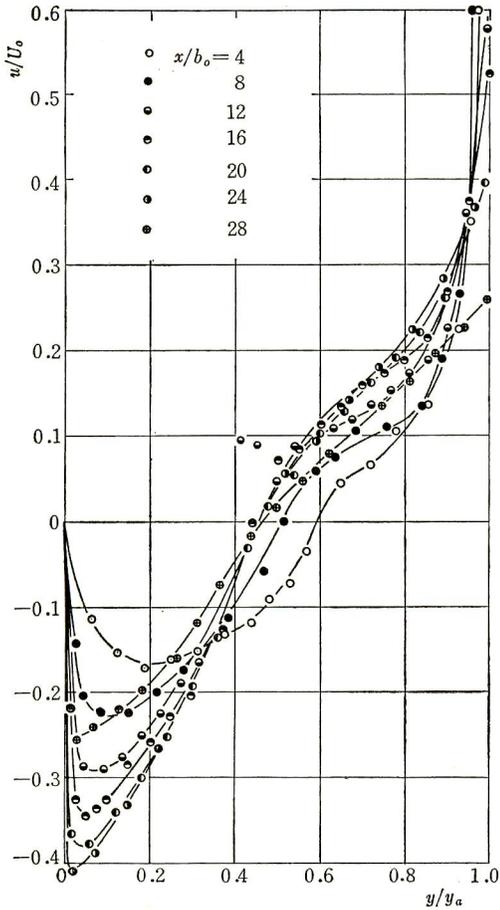


図14 渦室内の速度分布

示した圧力分布から明らかなように、付着点付近では流線を横切って作用する圧力差が大きくなるためと考えられる。

図12の付着壁にそう圧力分布から、付着点と圧力最大点とは一致せず、付着点の方がオフセット量にかかわらずいづれも上流側にある。これは噴流の速度分布の影響と考えられ、圧力最大点は噴流中心の延長上にあるようである。

図13に示したオフセット量と付着距離の関係から

$$\frac{D}{b_0} = 0.0131 \left(\frac{x_a}{b_0} \right)^2 + 0.152 \left(\frac{x_a}{b_0} \right) \dots \dots (17)$$

の実験式が得られ図にあわせて示す。式(17)は現在用いられている流体素子のオフセット比が0.5~1.0であるため、この範囲での付着点を実測する事は困難な点から、付着点の見当をつけるには有効なものと考えられる。

5. 結 論

半無限広さをもつ空間に流出する噴流に、これを横切って作用する圧力差を考慮することによって噴流中心の偏向を求めた。オフセット比が16の場合、解析の結果に $C_p = -0.08$ を与えると、付着壁近傍を除いて実験結果と計算の結果に良い一致がみられた。付着流線も解析結果と実験結果に良い一致がみられるが、付着壁近傍は実測値の曲率が大きくなるので、むしろ楕円弧とした方がよい。

付着流線と付着壁面によって囲まれる低圧渦室には、これにそって明らかに循環流が形成されており、オフセット比が16の場合、両軸方向の速度成分が0となる位置は $x/b_0 = 15.7$, $y_a/b_0 = 6.0$ の交点付近である。

単孔ピトー管を用いた測定法によって渦室内の速度分布を明らかにし、付着機構の解明への手がかりを得た。

6. あとがき

本研究にあたり、御懇篤な御指導を賜った京都工芸繊維大学八田圭爾教授と、実験に協力いただいた本学卒業生尾下雅俊、森川健悟ならびに研究室員中間信幸の諸君に謝意を表します。

7. 文 献

- 1) M. Kirshner: The Coanda effect, Fluid amplifier, (1966), 118, McGraw-Hill Book Co.
- 2) C. Borque & B.G. Newman: Reattachment of a two-dimensional jet to an adjacent flat plate, Advances in fluidics (ed. by T. Brown), (1967), 192.
- 3) M. Kirshner: Attached jet, Fluid amplifier, (1966), 125, McGraw-Hill Book Co.
- 4) D.I. Mcree & H.L. Moses: The effect of aspect ratio and offset on nozzle flow and jet reattachment, Advances in fluidics (ed. by T. Brown), (1967), 142.
- 5) C. C. Perry: Two dimensional jet attachment, Advances in fluidics (ed. by T. Brown), (1967), 105.
- 6) R. E. Olson: Analytical techniques for predicting the characteristics of jet flows in fluidic devices, Fluidics quarterly, Vol. 1, No. 1, (1968), 85.
- 7) 多賀, 赤川, 西島: 二次元噴流の側壁によるわん曲流動特性, 日本機械学会論文集, 36巻287号(昭45-7), 1126.
- 8) 八田, 野崎, 森川: 有限幅ノズルから流出する

- 二次元噴流, 日本機械学会九州支部講演論文集,
No. 708-1 (昭45-3), 21.
- 9) H. Schlichting: Grenzschicht-Theorie, 5 Aufl.,
(1965), 111, G. Braun.
- 10) M. Kirshner: Attachment streamline, Fluid
amplifier' (1966), 128, McGraw-Hill Book Co.