

# 側壁付着形素子の切換え

堂田周治郎\*, 逢坂一正\*  
和田力\*\*, 清水顕\*\*

昭和50年9月16日受理

## 1. 緒言

純流体制御技術（フルイディクス）における流体素子の特徴は、機械的可動部を持たず、流体で流体の流れを制御するところにある。このため、高温、振動などの存在する悪環境においても安定な動作が期待できる。

流体素子の中で、側壁付着形素子は基本的な論理素子として広く用いられている。この素子内の噴流の定常特性は、実験的、理論的解析によりかなり明確に把握されてきている。一方、切換え、特に両壁付着切換えに関しては、噴流の切換え現象の複雑さのため定式化が少なく<sup>1),2)</sup>、物理的に切換え現象を説明できるものはほとんどない。しかし、両壁付着切換えは実際に使用されている素子形状においてほとんどの場合に起る重要な切換えモードであり、これを理論的に解明することは、高性能な素子を設計する上で大切であると思われる。

そこで、本報告では、両壁付着切換えの切換え条件を定式化し、実験結果との比較により、与えられた解析手法が十分妥当なものであることを示す。

## 2. 理論的解析

**2.1 付着噴流の定常特性** 付着噴流の静的挙動の解析は主に和田らの報告<sup>3)</sup>を基礎としている。解析にあたり以下の仮定を設ける。a) 流れは二次元非圧縮性乱流である。b) 噴流幅はその曲率半径に比べて十分小さい。c) 噴流中心線は付着点上までは一定の円弧で近似できる。d) 主噴流の干渉領域での圧力は、制御ノズル側の圧力  $p_D$  から反対側の圧力  $p_\infty$  まで直線的に変化する。e) 干渉域内の圧力  $p_D$  は一様である。また、無次元化は定流量源について行ない、各変数を表わす文字の上に一を付して示す。

**運動量平衡式** Fig. 1 のように、検査面 (C. V.) I, II, III を考える。検査面 I (ABEFA) より、運動量方程式は

$$J \sin \beta^* = J_c + p_D \cdot b_c \quad (1)$$

$$J \cos \beta^* = J_s \quad (2)$$

となる。ここで

\* 岡山理科大学機械理学科

\*\* 岡山大学工学部生産機械工学科

$$J_s = \rho Q_s^2 / b_s = 2C_{ds}^2 P_{s0} b_s \tag{3}$$

$$J_c = \rho Q_c^2 / b_c \tag{4}$$

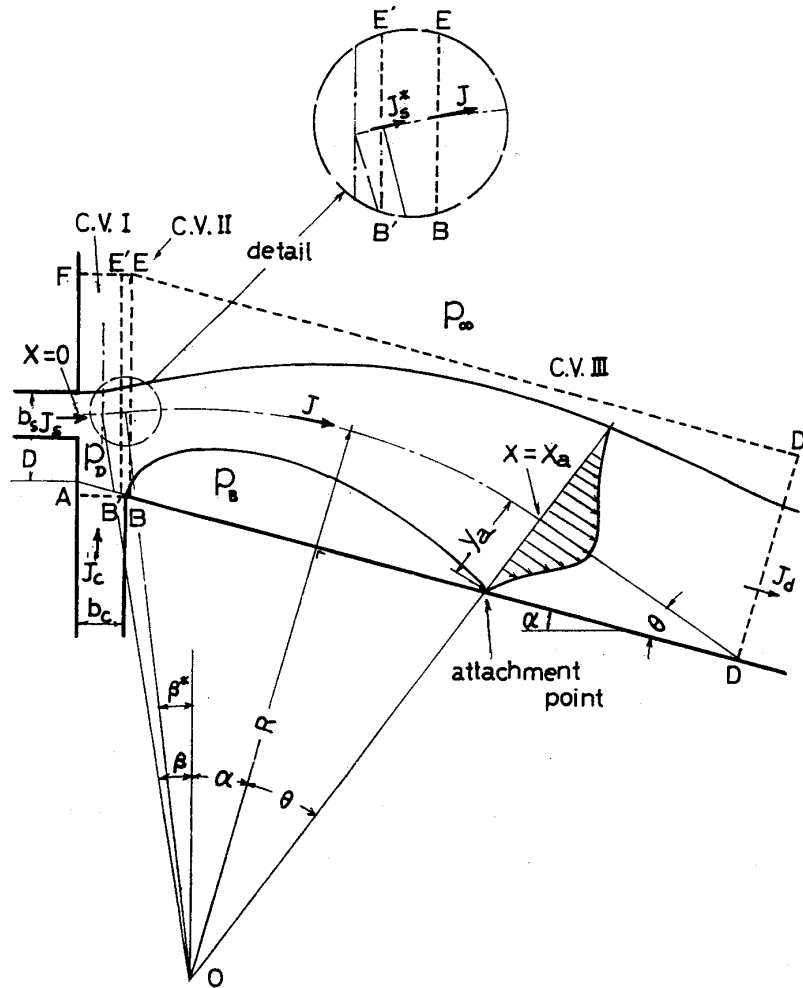


Fig. 1 Theoretical model for reattached jet

である。ただし、 $Q_s$ 、 $Q_c$  はそれぞれ主噴流、制御流の流量であり、 $P_{s0}$  は主ノズル出口圧が一樣に周囲圧  $p_\infty$  のときの主噴流の総圧であり、 $C_{ds}$  は主ノズルの流量係数である。検査面 II (BEE'B'B) より

$$(J - J_s^*) \cos \beta^* = (p_D - p_B) D^* \tag{5}$$

ここで、 $D^* = D + b_s/2 + b_c \tan \alpha$  (6)

式 (1), (2), (5) において  $J$ ,  $J_s^*$ ,  $\beta^*$ ,  $p_D$  が未知数である。ただし  $p_B$  は他の関係式より求めることができる。したがって、あと一つの関係式が必要となる。そこで、流れ方向の噴流の運動量が断面 BE において、急に増加すると仮定すると、 $J - J_s^*$  は次式で表わされる。

$$J - J_s^* = J_c + 2\lambda (p_D - p_R) b_c \tag{7}$$

ここで、 $\lambda$  は干渉域の圧力が後流において運動量に変換される割合を示すもので、回復係数<sup>3)</sup>とよばれている。式 (1), (2) より、噴流の偏向角は

$$\tan\beta^* = \frac{J_c + p_D b_c}{J_s} \quad (8)$$

この式について、運動量を  $J_s$ 、流量を  $Q_s$ 、圧力を  $P_{s0}$ 、長さを  $b_s$  で割り、無次元化を行なうと

$$\tan\beta^* = \frac{\bar{Q}_c^2/\bar{b}_c + \bar{p}_D \cdot \bar{b}_c}{2C^2_{ds}} \quad (9)$$

検査面Ⅲから出ていく運動量  $J_d$  は噴流の流速分布に Simson 分布<sup>4)</sup>を仮定すると、

$$J_d = J_{os} + 0.734u^2_{ma}b_a + 0.266u^2_{ma}b_{ta} \quad (10)$$

となる。ここで、 $J_{os} = P_{s0}(1 + \bar{p}_D/4)b_s \cdot C^2_{ds}$  であるから  $J_d$  を無次元化すると次のようになる。

$$\bar{J}_d = (1 + P_D/4)/2 + 0.734u^2_{ma}\bar{b}_a + 0.266u^2_{ma}\bar{b}_{ta} \quad (11)$$

ここで、 $u_{ma}$ 、 $b_a$ 、 $b_{ta}$  は噴流の最大流速、半値幅、コア幅の半分値を表わす。

式(7)において、 $J_s^* = J_s$  を仮定すると合成運動量  $J$  は、

$$J = J_s + J_c + 2\lambda(p_D - p_B)b_c \quad (12)$$

となり、無次元化して次式を得る。

$$J = 1 + \bar{Q}_c^2/\bar{b}_c + \lambda(\bar{p}_D - \bar{p}_B)\bar{b}_c/C^2_{ds} \quad (13)$$

式(5)、(7)より、 $p_D - p_B$  を  $p_{DB}$  とおきこれについて解き、無次元化して次式を得る。

$$p_{DB} = C^2_{ds} \frac{\bar{Q}_c^2/\bar{b}_c}{D^*/(2\cos\beta^*) - \lambda\bar{b}_c} \quad (14)$$

最後に、検査面Ⅲ (BD'DEB) より

$$J_d - J\cos(\alpha + \beta^*) = p_B \cdot D^* \cos\alpha \quad (15)$$

となり、これを  $p_B$  について解き無次元化して

$$p_B = \frac{\bar{J}_d - \bar{J}\cos(\alpha + \beta^*)}{D^* \cos\alpha} \cdot 2C^2_{ds} \quad (16)$$

仮定(b)、(c)により、次の関係が成り立つ

$$J/R = -p_B \quad (17)$$

これを  $R$  について解き、無次元化すると次式を得る。

$$\bar{R} = -2C^2_{ds} \bar{J}/\bar{p}_B \quad (18)$$

また、明らかに

$$\bar{p}_D = \bar{p}_{DB} + \bar{p}_B \quad (19)$$

形状関係式 Fig. 1 により側壁への衝突角  $\theta$  は

$$\cos\theta = \frac{\bar{R}\cos(\alpha + \beta) - \bar{D}^* \cdot \cos\alpha}{R - y_a} \quad (20)$$

となる。ここで  $y_a$  は付着点上、 $x = x_a$  における付着側の噴流幅であり次式で与えられる。

$$\bar{y}_a = 2.02(\bar{b}_a - \bar{b}_{ta}) + \bar{b}_{ta} \quad (21)$$

また、偏向角  $\beta$  は

$$\beta = \beta^* + \bar{b}_c/(2\bar{R}) \quad (22)$$

主噴流ノズル出口から付着点上までの噴流中心線に沿う長さ  $x_a$  は

$$\bar{x}_a = \bar{R}(\alpha + \beta + \theta) + \bar{b}_c/2 \quad (23)$$

であり, オフセット面から付着点までの側壁に沿う長さ, すなわち, 付着距離  $L_a$  は次式で与えられる.

$$\bar{L}_a = \{(\bar{R} - \bar{y}_a)\sin(\alpha + \theta) + \bar{R}\sin\beta + \bar{b}_c/2\}/\cos\alpha \quad (24)$$

**連続の式** 付着点上の付着側に連続性を適用すると

$$Q_c + Q_{is} = Q_{out} \quad (25)$$

ここで,  $Q_{is}$  は主噴流の付着側流量,  $Q_{out}$  は付着点から下流の内側流量であり, それぞれ次式で与えられる.

$$Q_{is} = \sqrt{P_{s0}(1 - p_D/4)/(2\rho)} b_s \cdot C_{ds} \quad (26)$$

$$Q_{out} = u_{ma} \cdot b_a \quad (27)$$

式 (26), (27) を式 (25) に代入して,  $b_a$  について解き, 無次元化すると

$$\bar{b}_a = \frac{0.5\sqrt{1 - p_D/4} + \bar{Q}_c}{u_{ma}} \quad (28)$$

となる.

**噴流中心流速とコア幅** 噴流中心流速の減衰は, 付着点上までは自由噴流のそれと同じとする. 中心流速  $u_m$  と噴流のコア幅の半分値  $b_t$  はノズル出口から噴流中心線に沿う距離  $x$  の関数として, 以下の式で与えられる.

$$\bar{u}_m = \begin{cases} \sqrt{7.6/x} & (x_c^* \leq x) \\ \sqrt{\frac{9.32}{(3.38 + x)}} & (x_c < x < x_c^*) \\ 1 & (x \leq x_c) \end{cases} \quad (29)$$

$$\bar{b}_t = \begin{cases} (1 - x/x_c)/2 & (x \leq x_c) \\ 0 & (x > x_c) \end{cases} \quad (30)$$

ここで, 経験的に,  $\bar{x}_c = 5.94$ ,  $\bar{x}_c^* = 14.93$  を選ぶ.

以上の式 (9), (11), (13), (16), (18), (19), (20), (21), (23), (28), (29), (30) を連立させて, 未知数  $\beta^*$ ,  $J_a$ ,  $J$ ,  $p_B$ ,  $R$ ,  $p_D$ ,  $\theta$ ,  $y_a$ ,  $\beta$ ,  $x_a$ ,  $b_a$ ,  $u_m$ ,  $b_t$  を求めると, 任意の制御流  $Q_c$  に対する噴流の静的挙動を知ることができる.

**2.2 切換機構** 両壁付着切換えは次のようなメカニズムで発生する. “制御流により, 噴流が反対側壁に接近した状態において, 噴流と側壁との間の圧力がわずかに低下したとする. そして, 低圧部と噴流の相互作用により, この圧力変動が増幅されると, 噴流は不安定となり, 反対側壁へと切換わり始める”.

非付着側に圧力一様な領域を考え, 圧力を  $p_N$  とする.  $F$  を噴流形状を表わす量 (たとえば偏向角など) とすると, 平衡点まわりにおいて, 低圧域圧力の応答遅れを考慮すると

次式が成り立つ

$$p_N = p_N(F) \tag{31}$$

$$F = F(p_N) \tag{32}$$

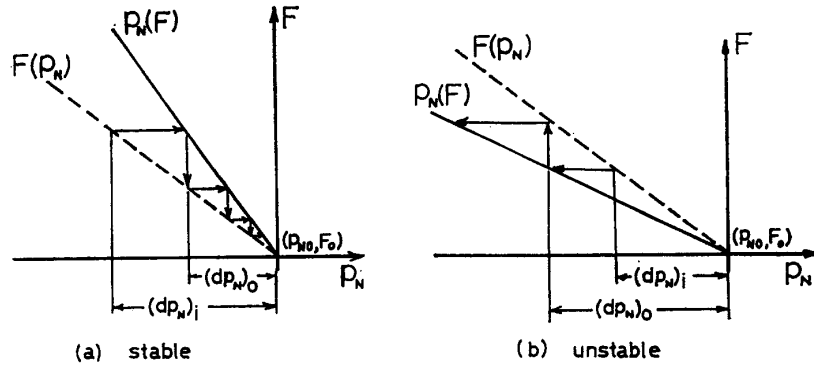


Fig. 2 Switching mechanism

平衡点においては、両式は当然一つの式で表わされる。両式を用いて前述の切換機構を詳細に説明する (Fig. 2 参照)。ここで、付着側の圧力  $p_{B0}$  は一定とする。これは、付着側の低圧渦域と非付着側の低圧部を考えた場合、付着側の方が容量が大きいので、噴流自体の“揺れ”にもとづく付着側の圧力変化は、非付着側に対するほど、大きくはないことを根拠としている。

いま、噴流が平衡状態 ( $F = F_0, p_N = p_{N0}$ ) にあるとし、この平衡点からの微小変動を考える。噴流の揺動により、圧力は  $p_{N1} = p_{N0} + (dp_N)_i$  となる。次に式 (32) から噴流形状は  $F_2 = F(p_{N1})$  となり、 $F_2$  に対して圧力は式 (31) から  $p_{N2} = p_{N0} + (dp_N)_o$  になるとする。そして、順次、式 (31), (32) から  $F, p_N$  を求めると Fig. 2 に示される二つの場合が考えられる。Fig. 2 (a) は  $(dp_N)_i$  が次第に減衰していく過程を示しており、この場合一度発生した微小圧力変動  $(dp_N)_i$  は次第に減衰して平衡点に戻る。すなわち、この点で噴流は安定であり切換えは起らない。Fig. 2 (b) は  $(dp_N)_i$  が次第に増幅される過程を示しており、この場合噴流は不安定となり反対側壁へと切換わる。よって切換条件は次式で与えられる。

$$(dp_N)_o / (dp_N)_i > 1 \tag{33}$$

### 2.3 切換解析モデル

平衡状態における基礎方程式 Fig. 3 に解析モデルを示す。噴流が平衡状態にあるとき、非付着側低圧部の圧力変化は流れ場全域に一様におよぶという報告<sup>3)</sup>を考慮すると、式 (22), (9) は以下の式となる。

$$\bar{R} = 2C^2_{ds} \bar{J} / (\bar{p}_N / \bar{p}_{B0}) \tag{34}$$

$$\beta = \bar{Q}^2_c / \bar{b}_c + (\bar{p}_{D0} - \bar{p}_N) \bar{b}_c / (2C^2_{ds}) + \bar{b}_c / (2\bar{R}) \tag{35}$$

ここで、 $p_{B0} = p_B + p_N, p_{D0} = p_D + p_N$  である。

Fig. 3 において  $x=0$  から  $x=x_r$  までに, 噴流が非付着側から巻込む流体は, 断面 KL を通って領域 GHIK LFG に入るとすると, 非付着側の圧力  $p_N$  は次式で与えられる.

$$\bar{p}_N = -(\bar{Q}_r/\bar{S}_r)^2 \cdot (C_{ds}/C_{dN})^2 \quad (36)$$

上式において,  $S_r$  が小さくなると圧力  $p_N$  は限りなく低下することになり, ここに式 (36) の欠点がある. そこで,  $p_N < p_{NL}$  の時は, 流量係数  $C_{dN}$  を増加させることにより,  $p_N = p_{NL}$  に保つようにする. ただし,  $p_{NL}$  は低圧部圧力の下限である.

流路幅  $S_r$  は形状関係から次式となる.

$$\begin{aligned} \bar{S}_r = & \bar{R} \cos(\alpha_N - \beta) + \\ & (\bar{b}_c/2) \sin \alpha_N + \\ & (\bar{D}_N + 0.5) \cos \alpha_N - (\bar{R} + \bar{y}_r) \cos(\alpha_N + \gamma) \end{aligned} \quad (37)$$

ここで  $\alpha_N$  は非付着側の側壁傾斜角である. 巻込み流量  $Q_r$  および噴流幅  $y_r$  は, 自由噴流のそれと同じとすると以下の式で与えられる.

$$\bar{Q}_r = 0.495 \bar{u}_{m_r} \cdot \bar{y}_r + 0.505 \bar{b}_{t_r} - 0.5 \quad (38)$$

$$\bar{y}_r = \begin{cases} 0.181 \bar{x}_r & (\bar{x}_r \geq \bar{x}_c^*) \\ 0.5 + 0.148 \bar{x}_r & (\bar{x}_r < \bar{x}_c^*) \end{cases} \quad (39)$$

ここで, 噴流中心線に沿う距離  $x_r$  は次式で与えられる.

$$\bar{x}_r = \bar{R}(\beta + \gamma) + \bar{b}_c/2 \quad (40)$$

$\gamma$  は断面 KL の位置を決める中心角であり, 木村<sup>2)</sup>と同様に Fig. 3 において, 噴流の外縁上の点 K が, 主ノズル中心線から最も離れる角を選ぶと,

$$\tan \gamma = \frac{d\bar{y}_r/d\gamma}{\bar{R} + \bar{y}_r} \quad (41)$$

となる. ここで,  $d\bar{y}_r/d\gamma$  は式 (39), (40) から次式で表わされる.

$$\frac{d\bar{y}_r}{d\gamma} = \begin{cases} 0.181 \bar{R} & (\bar{x}_r \geq \bar{x}_c^*) \\ 0.148 \bar{R} & (\bar{x}_r < \bar{x}_c^*) \end{cases} \quad (42)$$

変動圧力に対する噴流の挙動  $(dp_N)_i$  を微小量し, これが  $p_{B0}$ ,  $p_{D0}$  に影響を与えないと仮定して, 以下, 微小変動圧力に対する諸量の変動量を求める. 式 (34), (35) より,

$$d\bar{R} = -\{\bar{R}^2/(2C_{ds}^2 \bar{J})\} \cdot (dp_N)_i \quad (43)$$

$$d\beta = -\{\bar{b}_c/(2C_{ds}^2)\} (dp_N)_i - \{\bar{b}_c/(2\bar{R}^2)\} \cdot d\bar{R} \quad (44)$$

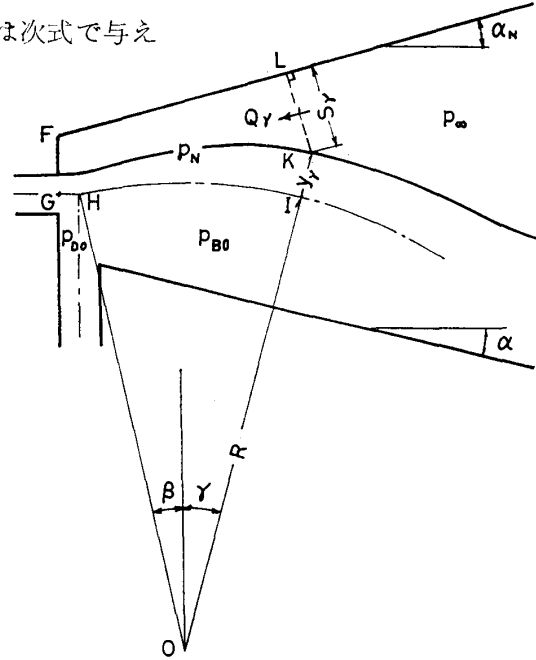


Fig. 3 Theoretical model for the switching

簡単のため、 $dx_i/(dp_N)_i=0$  とする。 (45)

上式から、 $dQ_i/(dp_N)_i=0$ 、 $dy_i/(dp_N)_i=0$  となる。

式 (37) から流路幅の変動量は次式で与えられる。

$$dS_i = \bar{R} \cdot \sin(\alpha_N - \beta) \cdot d\beta + \{\cos(\alpha_N - \beta) - \cos(\alpha_N + \gamma)\} \cdot dR + (\bar{R} + \bar{y}_i) \sin(\alpha_N + \gamma) \cdot d\gamma$$
 (46)

ここで、 $d\gamma$  は式 (40)、(45) から次式となる。

$$d\gamma = -\{(\beta + \gamma)/\bar{R}\} dR - d\beta$$
 (47)

最後に  $(dp_N)_o$  は式 (36) から次式で表わされる。

$$(dp_N)_o = -(2\bar{p}_N/\bar{S}_i) \cdot dS_i$$
 (48)

以上の式を用いて、式 (33) の切換え条件を計算することができる。

**2.4 計算方法** Fig. 4 に計算のためのフローチャートを示す。ある制御流  $Q_c$  における平衡状態での噴流の挙動を連立方程式を解いて求める。次に、微小変動圧力  $(dp_N)_i$  ( $<0$ ) を適当に与え、その時の噴流の変動を式 (43) ~ 式 (48) を用いて求め、式 (33) で表わされる切換え条件が満足されると、噴流が切換わると判定し、計算を終える。

**3. 結果および考察**

計算では  $C_{ds}=1, C_{dN}=0.3, (dp_N)_i = -10^{-3} p_{NL} = -0.1$  を用いた。また、連立方程式はニュートン法を用いて繰返し計算により解を求めた。

実験は主ノズル幅  $b_s=8$ (mm) の大型素子モデルを使用して、空気を動作流体として、切換え制御流量  $Q_{cs}$  を測定した。

種々の素子形状パラメータ;  $D, D_N$  および  $\alpha$  に対する切換え流量の計算値を実験値と比較して、Fig. 5 (a)~(c) に示す。これらの比較により、与えられた切換え条件は十分満足なものであることがわかる。

2.3 節の式 (36) の所で述べたように、非付着側圧力  $p_N$  を求める関係式 (36) が十分でないため、付着側オフセット  $D_N$  が小さくなると流量係数  $C_{dN}$  を増加させることにしたが、この圧力を正當に評価できる関係式を

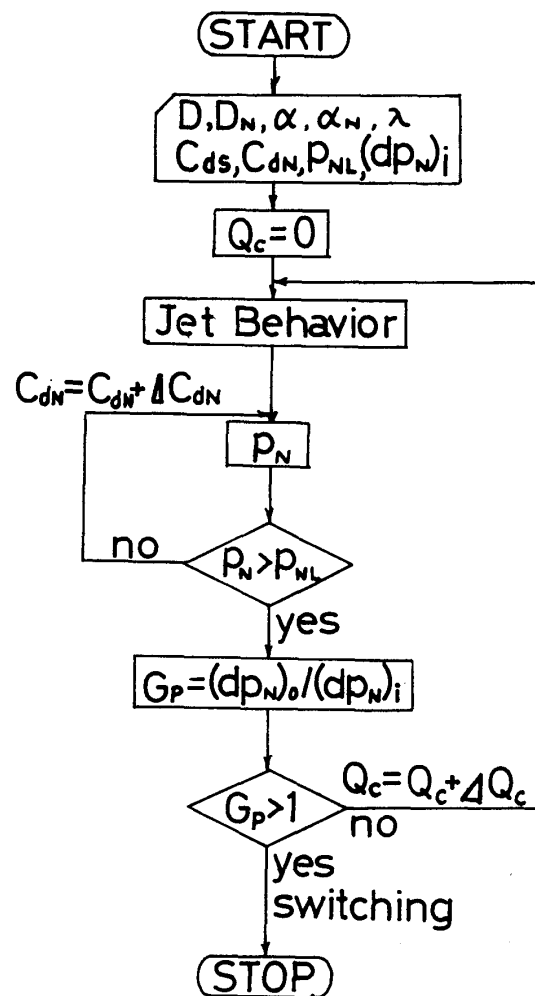


Fig. 4 Calculating procedure

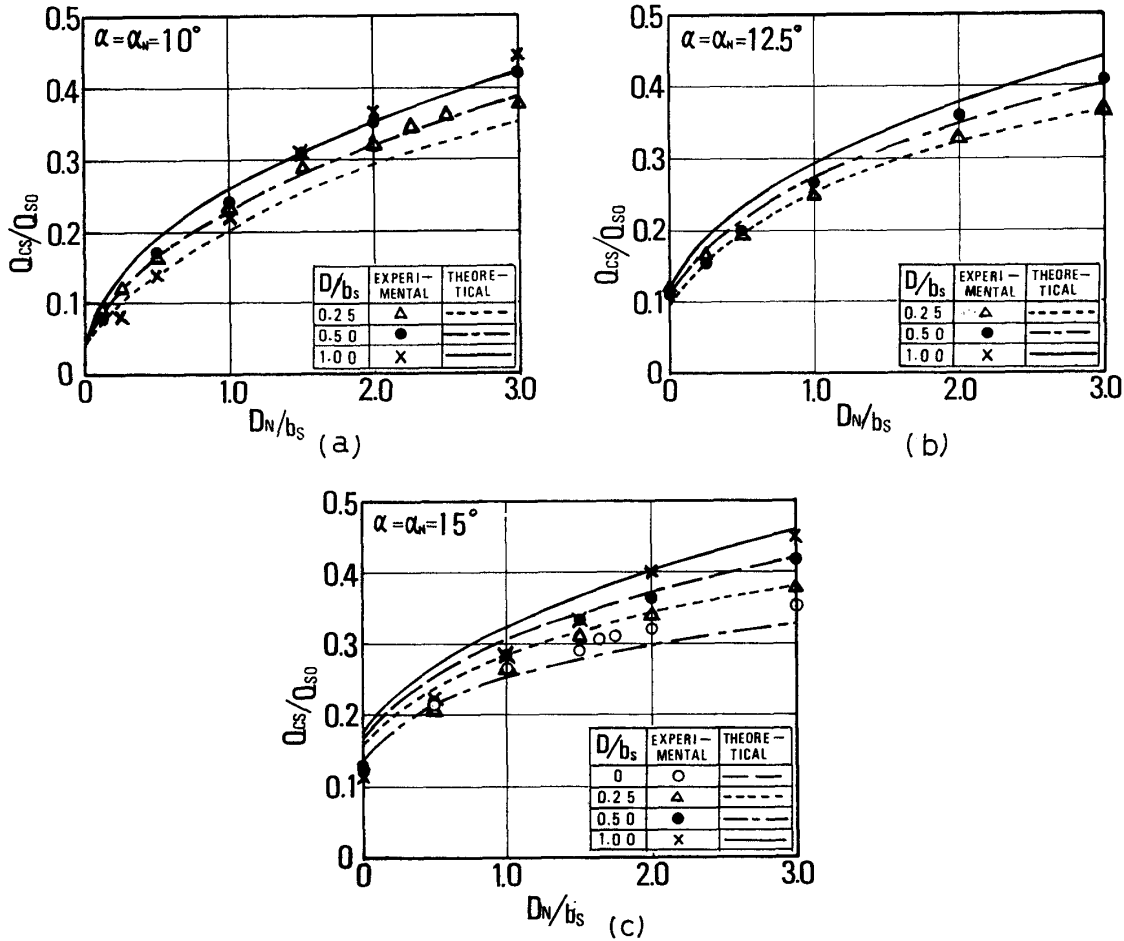


Fig. 5 Calculated switching flow rates for  $C_{d,N}=0.3$ , compared with experimental ones

考えると、さらに良い結果が得られるであろう。

#### 4. 結言

従来、物理的に意味のある切換条件を定式化することが困難であったが、非付着側の微小圧力変動に対する低圧域圧力の応答性に着目した新しい切換条件を定式化するための解析モデルを作成した。そして、計算結果を実験結果と比較した結果、広範囲な素子形状における両壁付着切換えを説明することができ、本解析モデルの有効性が確認された。

なお、この報告の一部は第9回フルイディクスシンポジウムにおいて発表されたものである。

最後に、数値計算には本学情報処理センター MELCOM 7000 を使用したことを附記して謝意を表す。

#### 参 考 文 献

- 1) D. I. McRee and H. L. Moses: ASME Paper, 69-FIcs-31, (1969).



- 2) M. Kimura : Prep. 2nd IFAC Symp. on Fluidics, Paper A6, (1971).
- 3) T. Wada, A. Shimizu and M. Takagi : Proc. 2nd Inter. JSME Symp., Paper No. 319, (1972).
- 4) A. K. Simson : Ph. D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, (1963).

## Switching of the Wall-Reattachment Fluidic Device

Shujiro DOHTA, Kazumasa OHSAKA,  
Tsutomu WADA, and Akira SHIMIZU

### Abstract

In the wall-reattachment fluidic device, the switching of reattached jet was investigated theoretically.

It is considered that the switching is excited by a fluctuation of jet due to the existence of opposite side wall. In this analysis it was assumed that the amplitude of pressure fluctuation was very small, and a kind of lag time between the jet and the pressure was considered.

The obtained results can be summarized as follows: Based on the fluctuation of pressure in opposite area, a criterion of the switching was formulated. This analytical model can explain well the contacting-both-wall switching for the device with wide range of geometric parameters.