計測では、約 20 秒から 40 秒おきに、各速度区間ごとに、マッハ計、秒時計、燃料計、気温計を観測記録するので、これを自動カメラまたはデータ・レコーダーに代えれば、精度は向上するであろう。ただし空域の大気状態の不同が大きければ結果のばらつきは避けられない。

(4) 今後両形態飛行を良好な条件で行い計測法を改善すれば、さらに精度のある結果が得られるものと考え。特に他の飛行任務を兼ねて飛行実験が行える場合は実用上有利であろう。

6. あとがき

本報告は東京都立航空工業短期大学で発表³⁾ したも

のを一部修正して取りまとめたものである。飛行実験を行った当時にご指導を頂いた油井一氏、計画実施にあたられた渡辺精悟氏、日高伴介氏、金森忠氏ほかの各位に改めて衷心より感謝の意を表する。

参考文献

- 1) HOERNER, S. F.: *Fluide Dynamic Drag*, published by the author, 1965, pp. 6-6.
- 2) E. Arther BONNEY: *Engineering Supersonic Aerodynamics*, McGraw-Hill, 1950, p. 143.
- 3) 東京都立航空工業短期大学紀要第 8 集, 1969, p. 33.

側壁付着型純流体素子の切換え機構についての一考察

Consideration of the Switching Mechanism in a Wall Attachment Fluid Amplifier

堀 越 長 次**
Tyozzi HORIKOSI

Abstract

Concerning the switching mechanism in a wall attachment fluid amplifier with the splitter and the off set, the theoretical analysis has been performed in the followings:

(1) On the assumptions of (a) and (b), the flow characteristics in the fluidic amplifier has been analysed by the potential flow to obtain the reattaching stream line and the pressure distribution.

(a) replacing the side wall of the splitter with the finite number of the vortex of the same strength, placed in the same intervals

(b) placing a vortex in the vicinity of the side wall

(2) To analyse the switching that happens by the instant closing of the exit, the velocity of the propagation of the pressure rise must be get. For the equivalent passage of the amplifier of the circular cross section, the velocity of the propagation has been able to get, and this velocity is approximated to that of the real passage. Experimental values of the three kind of switching time has been checked with the theoretical values.

1. 緒 言

側壁付着型純流体素子の切換え動作に関する従来の研究には次のようなものがある。R. A. COMPARIN,

H. H. GLAETTLI, A. E. MITCHELL, H. R. MUELLER¹⁾ らは一定と二安定の素子を用いて切換え動作について実験的研究を行っている。切換え時間は動作流体の移動時間とストローハル数との積になることを示している。また、切換え時間は制御噴流圧と主噴流圧との比によって変化することも述べている。P. A. LUSH²⁾ は乱流付着型の大型の素子の模型を用いて切換え機構について研究している。切換え時間は制御噴流の増加に伴って減少することを示している。また P. A. LUSH³⁾ は主噴流の中に煙を注入して素子の切換え機構について実験を行っている。また解析を行って、切換え時間と制御流との関係性を求め実験値を検討している。しかし、その解析において再付着流線を一定半径の円弧で仮定しているのは妥当でない。

M. EPSTEIN⁴⁾ は、C. BOURQUE²⁾ の解析を用いて、側壁端による切換え機構について理論的研究を行って P. A. LUSH³⁾ の実験値を検討している。しかし M. EPSTEIN⁴⁾ の解析では再付着流線を楕円の弧で仮定しているのは妥当でない。S. D. SAVKAR, R. B. KELLER, A. G. HANSEN⁴⁾ は二安定素子の模型を用いて、切換え動作について基礎的な実験を行っている。そして主として次のものを求めている。(a) 切換え時間は制御パルスが長くなれば増加する。(b) 切換え動作をおこなうための制御噴流には必要な最小流量がある。(c) スプリッタを主噴流の出口に近づけると、切換え時間は増加する。F. G. BAVAGNALI⁵⁾ は二安定の素子の模型

* 昭和 48 年 11 月 30 日原稿受理

** 金沢大学工学部

で超音速流を用いて研究を行って、切換え時間は主噴流の供給圧の増加によって増加することを示している。また切換え動作に必要な主噴流供給圧と制御噴流供給圧との関係も求めている。K. FOSTER, A. K. MISRA, D. G. MITCHELL⁶⁾は側壁付着型の模型を用いて実験を行い、切換え動作をおこなうために必要な圧力と流量との関係も求めている。R. YOSHIDA⁷⁾は補助の噴流の供給口を設けた模型を用いて実験を行っている。また、補助噴流のノズルの位置と形状とによって素子の内部の流れの状態が変化することも研究している。M. KIMURA⁸⁾は三種類の切換え機構について理論的研究をしているが、その解析において再付着流線を円弧で仮定している。堀越¹⁰⁾は側壁付着型の純流体素子の切換え機構の研究を行って、切換え時間、低圧部成長時間と低圧部消滅時間を実験的に求めている。また、切換え時間、低圧部成長時間と消滅時間が切換え方法によって異なることも求めている。堀越¹¹⁾は切換え時間の実験値を理論解析によって検討している。とくに、制御噴流による切換え時間については、P. A. LUSH³⁾の解析との比較についても述べている。堀越¹²⁾はベントによる切換え機構についても理論解析を行い、求めた理論値によって実験値と M. EPSTEIN⁹⁾の理論値とを検討している。次に、側壁付着型の純流体素子の切換え機構に関する研究は多いが、スプリッタによる切換え機構の研究は現在のところ皆無である。堀越¹³⁾はオフセットとスプリッタとが付いている側壁付着型の純流体素子の内部の流れに関する理論解析の結果を用いて、スプリッタによる流れの切換え機構について解析を行い実験によって検討している。

以上述べたように従来の解析では、再付着流線を円または楕円の弧で仮定しているので、実験値と一致しない。また、実験では、オフセットの先端の近くに渦が発生するが、これに関する理論解析はない。

本研究ではスプリッタとオフセットとが付いている側壁付着型の純流体素子の切換え動作について、次のようにして理論解析を行って実験値を検討した。

(1) 素子内の流については、(a)と(b)との仮定のもとで、ポテンシャル流れを用いて解析して、再付着流線と圧力分布を求める。

(a) スプリッタ側壁を、近似的に、等間隔において等しい強さの有限個の渦で置き換える。

(b) オフセットの先端近くに渦が生じるので、その位置に、あらかじめ渦を置く。

(2) 主噴流が再付着している側の出力口を全閉すると、流れの切換えが生じる。この切換えを解析するには、出力口の全閉によって生じる圧力上昇の伝播速

度が必要である。このために、素子の流路を等価な円形断面の流路でおき換える。この流路について、圧力上昇を求め、この値を実際の流路の近似値とする。

2. 記 号

- AL: 側壁
- AD: 制御噴流用ノズル出口
- a : 管の半径 (m)
- BO: 主噴流用ノズル
- b : (96) 式による
- b_s : 主噴流用ノズル幅
- C_1, C_2 : 積分常数
- C_0 : 音速 (m/s)
- c_p : 圧力係数
- C_p : 定圧比熱
- DO: オフセット
- d, e : (96) 式による。
- $f(z)$: z 平面における複素ポテンシャル
- g : 重力の加速度 (m/s²)
- i : 虚数単位
- JIK: スプリッタ側壁
- J'I'K': スプリッタ側壁の鏡像
- l : 管路の全長 (m)
- $M(s)$: 質量流量
- O: 原点
- $P_{out}(s), P_{in}(s)$: $p_{out}(t), p_{in}(t)$ のラプラス変換量
- $p_{out}(t), p_{in}(t)$: 管路の l だけ離れた距離における圧力
- p_∞ : 大気圧
- p : (x, y, z) における圧力
- p' : p の変動分
- $P(s)$: p' のラプラス変換量
- p_0 : p の定常状態における値
- Q_0 : 主噴流の流量 (m³/sec)
- Q_c : 制御噴流の流量 (m³/sec)
- R : 気体常数 (m²/°K)
- r, φ, z : 円筒座標
- s : ラプラス演算子
- T : 温度 (°K)
- T' : T の変動分
- T_0 : T の定常状態における値
- $T(s)$: T' のラプラス変換量
- $\bar{T}(s)$: 平均温度
- t : 時間
- U : 平行流の流速
- u, v, w : (x, y, z) 面における x, y, z 方向の速度成分
- u_s : 主噴流の流速

- μ : 粘性係数 ($\text{kg}\cdot\text{s}/\text{m}^2$)
- μ_0 : 定常状態における μ の値
- ν : 動粘性係数
- ν_0 : 定常状態における ν の値
- ρ : 流体の密度 ($\text{kg}\cdot\text{s}^2/\text{m}^4$)
- ρ' : ρ の変動分
- ρ_0 : 定常状態における ρ の値
- σ_0 : プラントル数
- τ : (101) 式による
- τ_0 : (102) 式による
- $\hat{\tau}$: 切換え時間
- $\hat{\hat{\tau}}$: 無次元化された切換え時間
- ϕ : 熱の散逸エネルギー
- ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 : 速度ポテンシャル
- $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$: 流れ関数

3. 解 析

$$\phi_1 = U(y \cos \gamma - x \sin \gamma) \quad (3)$$

第1図 流路のモデルと側壁近くの渦およびその鏡像

x, y 軸方向の速度成分は

$$u_1 = U \cos \gamma, v_1 = U \sin \gamma \quad (4)$$

3.1.2 オフセットの先端近くの流れ オフセットの先端近くの流れを求めるために第1図に示すようにオフセットの先端 z_1^* の位置に強さ Γ_1 の渦を置く。その複素ポテンシャルは

$$f_2(z) = (i\Gamma_1/2\pi) \ln(z - z_1^*) \quad (5)$$

$$f_2(z) = \phi_2 + i\psi_2 \quad (6)$$

とおけば、流線の式は、

$$\phi_2 = (\Gamma_1/4\pi) \ln \{(x - x_1^*)^2 + (y - y_1^*)^2\} \quad (7)$$

y, y 軸方向の速度成分は

$$u_2(x, y) = (\Gamma_1/2\pi) [(y - y_1^*) / \{(x - x_1^*)^2 + (y - y_1^*)^2\}] \quad (8)$$

$$v_2(x, y) = -(\Gamma_1/2\pi) [(x - x_1^*) / \{(x - x_1^*)^2 + (y - y_1^*)^2\}] \quad (9)$$

次に第1図に示すように側壁 AL に対して z_1^* と対称の位置 z_2^* に強さ $-\Gamma_1$ の渦を置く。その複素ポテンシャルは

$$f_3(z) = -(i\Gamma_1/2\pi) \ln(z - z_2^*) \quad (10)$$

$$f_3(z) = \phi_3 + i\psi_3 \quad (11)$$

とおけば、流線の式は、

$$\phi_3 = -(\Gamma_1/4\pi) \ln \{(x - x_2^*)^2 + (y - y_2^*)^2\} \quad (12)$$

x, y 軸方向の速度成分は

$$u_3(x, y) = -(\Gamma_1/2\pi) [(y - y_2^*) / \{(x - x_2^*)^2 + (y - y_2^*)^2\}] \quad (13)$$

$$v_3(x, y) = (\Gamma_1/2\pi) [(x - x_2^*) / \{(x - x_2^*)^2 + (y - y_2^*)^2\}] \quad (14)$$

第2図 スプリッタ側壁上の渦列および渦列の鏡像

3.1.3 スプリッタ近くの流れ スプリッタの近くの流れを求めるために、第2図に示すようにスプリッタを近似的に渦列で置き換える。渦列の複素ポテンシャルは

$$f_4(Z) = -(i\Gamma/2\pi) \sum_{k=1}^6 \ln(z - z_k) + (i\Gamma'/2\pi) \sum_{k=2}^4 \ln(z - z_k') \quad (15)$$

ここで Γ, Γ' はスプリッタの固定壁が流線になる条件から決定する。次に第2図に示すように、 AL に対して、 $z_1, z_2, z_3, z_4, z_5, z_6, z_1', z_2', z_3', z_4'$ と対称の位置 $z_{11}, z_{12}, z_{13}, z_{14}, z_{15}, z_{16}, z_{11}', z_{12}', z_{13}', z_{14}'$ に強さがそれぞれ Γ, Γ' の渦列の鏡像を置く。その複素ポテンシャルは、

$$f_5(z) = (i\Gamma/2\pi) \sum_{k=1}^6 \ln(z - z_{1k}) - (i\Gamma'/2\pi) \sum_{k=2}^4 \ln(z - z_{1k}') \quad (16)$$

(15) で、

$$f_4(Z) = \phi_4 + i\psi_4 \quad (17)$$

とおけば

$$\phi_4 = -(\Gamma/4\pi) \sum_{k=1}^6 \ln \{(x - x_k)^2 + (y - y_k)^2\} + (\Gamma'/4\pi) \sum_{k=2}^4 \ln \{(x - x_k')^2 + (y - y_k')^2\} \quad (18)$$

IK および IJ 上の渦列によって生ずる誘導速度の x, y 軸方向の成分をそれぞれ $u_4(x, y), v_4(x, y); u_5(x, y), v_5(x, y)$ とすれば、

$$u_4(x, y) = -(\Gamma/2\pi) \sum_{k=1}^6 [(y - y_k) / \{(x - x_k)^2 + (y - y_k)^2\}] + (y - y_k)^2 \quad (19)$$

$$v_4(x, y) = (\Gamma/2\pi) \sum_{k=1}^6 [(x - x_k) / \{(x - x_k)^2 + (y - y_k)^2\}] + (y - y_k)^2 \quad (20)$$

$$u_5(x, y) = (\Gamma'/2\pi) \sum_{k=2}^4 [(y - y_k') / \{(x - x_k')^2 + (y - y_k')^2\}] + (y - y_k')^2 \quad (21)$$

$$v_5(x, y) = -(\Gamma'/2\pi) \sum_{k=2}^4 [(x - x_k') / \{(x - x_k')^2 + (y - y_k')^2\}] + (y - y_k')^2 \quad (22)$$

(16) で

$$f_5(z) = \phi_5 + i\psi_5 \quad (23)$$

とおけば

$$\phi_5 = (\Gamma/4\pi) \sum_{k=1}^6 \ln \{(x - x_{1k})^2 + (y - y_{1k})^2\} - (\Gamma'/4\pi) \sum_{k=2}^4 \ln \{(x - x_{1k}')^2 + (y - y_{1k}')^2\} \quad (24)$$

$I'K'$ および $I'J'$ 上の渦列の鏡像による誘導速度の

x, y 軸方向の成分をそれぞれ $u_{i4}(x, y), v_{i4}(x, y);$
 $u_{i5}(x, y), v_{i5}(x, y)$ とすれば,

$$u_{i4}(x, y) = (\Gamma/2\pi) \sum_{k=1}^6 [(y-y_{ik})/\{(x-x_{ik})^2 + (y-y_{ik})^2\}] \quad (25)$$

$$v_{i4}(x, y) = -(\Gamma/2\pi) \sum_{k=1}^6 [(x-x_{ik})/\{(x-x_{ik})^2 + (y-y_{ik})^2\}] \quad (26)$$

$$u_{i5}(x, y) = -(\Gamma'/2) \sum_{k=2}^4 [(y-y_{ik}')/\{(x-x_{ik}')^2 + (y-y_{ik}')^2\}] \quad (27)$$

$$v_{i5}(x, y) = (\Gamma'/2\pi) \sum_{k=2}^4 [(x-x_{ik}')/\{(x-x_{ik}')^2 + (y-y_{ik}')^2\}] \quad (28)$$

また

$$u_6(x, y) = u_4(x, y) + u_5(x, y) + u_{i4}(x, y) + u_{i5}(x, y) \quad (29)$$

$$v_6(x, y) = v_4(x, y) + v_5(x, y) + v_{i4}(x, y) + v_{i5}(x, y) \quad (30)$$

とおけば $u_6(x, y), v_6(x, y)$ は渦列および渦列の鏡像による誘導速度の和である。

3.1.4 素子内の任意の点における流れの状態を求めるための計算式 流線の式は (3), (7), (12), (18), (24) とから

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + \phi_4 + \phi_5 \quad (31)$$

x, y 軸方向の速度成分はそれぞれ (4), (8), (13), (19), (21), (25), (27) と (4), (9), (14), (20), (22), (26), (28) とから

$$u(x, y) = u_1 + u_2(x, y) + u_3(x, y) + u_4(x, y) + u_5(x, y) + u_{i4}(x, y) + u_{i5}(x, y) \quad (32)$$

$$v(x, y) = v_1 + v_2(x, y) + v_3(x, y) + v_4(x, y) + v_5(x, y) + v_{i4}(x, y) + v_{i5}(x, y) \quad (33)$$

合速度は (32), (33) から

$$\{V(x, y)\}^2 = \{u(x, y)\}^2 + \{v(x, y)\}^2 \quad (34)$$

または

$$V(x, y)/U = [\{u(x, y)\}^2 + \{v(x, y)\}^2]^{1/2}/U \quad (35)$$

素子内の任意の点における圧力係数は

$$c_p = 1 - \{V(x, y)\}^2/U^2 \quad (36)$$

3.1.5 零次近似解

3.1.5.1 Γ と Γ' との求め方 z_2 と z_3 との中点を z_M, z_2' と z_3' との中点を $z_{M'}$ とする. z_1^* にある渦と z_2^* にある渦の鏡像とに独立に, スプリッタ側壁上の渦列および渦列の鏡像とによって $z_M, z_{M'}$ とに生ずる誘導速度の方向がスプリッタ側壁に平行であるという条件から Γ と Γ' とをきめる. z_M と $z_{M'}$ における誘導速度は (29) と (30) からそれぞれ

$$u_M = u_6(x_M, y_M) \quad (37)$$

$$v_M = v_6(x_M, y_M) \quad (38)$$

$$u_{M'} = u_6(x_{M'}, y_{M'}) \quad (39)$$

$$v_{M'} = v_6(x_{M'}, y_{M'}) \quad (40)$$

誘導速度の方向から

$$v_M = (U + u_M)(dy/dx) \quad (41)$$

$$v_{M'} = (U + u_{M'})(dy/dx) \quad (42)$$

ただし (dy/dx) と $(dy/dx)'$ とは, それぞれ IK および IJ の勾配である. よって (41) と (42) とによって Γ と Γ' とを求めることができる.

3.1.5.2 $x_1^*, x_2^*, y_1^*, y_2^*, \Gamma_1$ の値の求め方 次の渦列と渦, およびそれらの鏡像とによって素子内の任意の点に生ずる誘導速度の和を求める. (a) スプリッタ側壁上の渦列 (b) スプリッタ側壁上の渦列の鏡像 (c) z_1^* にある渦 (d) z_2^* にある渦の鏡像. これらの誘導速度の和の x, y 軸方向の成分を

$u_7(x, y), v_7(x, y)$ とすれば

$$u_7(x, y) = u_2(x, y) + u_3(x, y) + u_4(x, y) + u_5(x, y) + u_{i4}(x, y) + u_{i5}(x, y) \quad (43)$$

$$v_7(x, y) = v_2(x, y) + v_3(x, y) + v_4(x, y) + v_5(x, y) + v_{i4}(x, y) + v_{i5}(x, y) \quad (44)$$

ただし (43), (44) で Γ, Γ' の値は 3.1.5.1 で求めたものを使用する.

原点 O では y 軸方向の速度成分が零になるので

$$v_7(0, 0) = v_2(0, 0) + v_3(0, 0) + v_4(0, 0) + v_5(0, 0) + v_{i4}(0, 0) + v_{i5}(0, 0) = 0 \quad (45)$$

点 $A(x_a, y_a)$ では x, y 軸方向の速度成分がともに零になるので

$$u(x_a, y_a) = u_2(x_a, y_a) + u_3(x_a, y_a) + u_4(x_a, y_a) + u_5(x_a, y_a) + u_{i4}(x_a, y_a) + u_{i5}(x_a, y_a) = 0 \quad (46)$$

$$v(x_a, y_a) = v_2(x_a, y_a) + v_3(x_a, y_a) + v_4(x_a, y_a) + v_5(x_a, y_a) + v_{i4}(x_a, y_a) + v_{i5}(x_a, y_a) = 0 \quad (47)$$

z_1^* と z_2^* とは側壁 AL に対して対称の位置にあるので x_2^* と y_2^* とは x_1^* と y_1^* の関数になる. したがって (45), (46), (47) から x_1^*, y_1^*, Γ_1 を求めることができる.

3.2 出力口の全閉による圧力上昇とその伝播速度を求めるための近似式 主噴流が再付着している方の出力口を全閉すると流れの切換えを生ずる. この切換え時間を解析するために, 次のような仮定を設けた. (a) 主噴流が再付着している流路の出力口を全閉すると, 急激な圧力上昇を生ずる. この圧力上昇が再付着している流路全体に伝播すると同時に主噴流は他の出力口側に移行して切換えが起きると考える. (b) 再付着側に流れている流量は主噴流の切換えが生じてから他の出力口側に移行すると考える. (c) 素子の

流路を等価な円形断面の流路で置き換え、この流路について圧力上昇とその伝播速度を求める。この値で実際の流路の値を近似する。

3.2.1 基礎方程式 外部から力および熱を加えないとする。連続の式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (48)$$

運動方程式は

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = & -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} \end{aligned} \quad (49)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = & -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right\} \end{aligned} \quad (50)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = & -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} \end{aligned} \quad (51)$$

エネルギーの方程式は

$$\begin{aligned} \rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = & \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) - p \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \phi \end{aligned} \quad (52)$$

ただし

$$\phi = 2\mu \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (53)$$

状態方程式は

$$p = \rho g R T \quad (54)$$

次のように状態量の定常状態からの微小変動を考える。

$$\left. \begin{aligned} p &= p_0 + p' \\ \rho &= \rho_0 + \rho' \\ T &= T_0 + T' \end{aligned} \right\} \quad (55)$$

(48)~(52) と (54) の一次近似式を求めると

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (56)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\nu_0}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) - \nu_0 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} = 0 \quad (57)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\nu_0}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) - \nu_0 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y} = 0 \quad (58)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} - \frac{\nu_0}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) - \nu_0 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} = 0 \quad (59)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0 C_p} \frac{\partial p'}{\partial t} + \frac{\lambda}{\rho_0 C_p} \left(\frac{\partial^2 T'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} \right) \quad (60)$$

$$\frac{d p'}{p_0} = \frac{d \rho'}{\rho_0} + \frac{d T'}{T_0} \quad (61)$$

直交座標 (x, y, z) より次のような円筒座標 (r, φ, z) に変換すると

$$\left. \begin{aligned} r &= (x^2 + y^2)^{1/2} \\ \varphi &= \tan^{-1}(y/x) \\ z &= z \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

(56), (59) から

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} = \nu_0 \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right\} - \frac{\nu_0}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho'}{\partial t} \right) \quad (63)$$

(56), (57), (58) から

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial r} = \nu_0 \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} \right\} - \frac{\nu_0}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho'}{\partial t} \right) \quad (64)$$

(60) から

$$\frac{\partial T'}{\partial t} - \frac{1}{\rho_0 C_p} \frac{\partial p'}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho_0 C_p} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T'}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T'}{\partial r^2} \right\} \quad (65)$$

次のような仮定を設ける。

- (a) 円管断面上の圧力は同一である。
- (b) 管軸方向の流速および温度の位置による変動は無視する。

仮定 (a) により (64) は考えなくてよい。したがって、(63) と (65) とは、それぞれ次のようになる。

$$\nu_0 \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{\nu_0}{r} \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{\partial w}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} \quad (66)$$

$$\frac{\lambda}{\rho_0 C_p} \frac{\partial^2 T'}{\partial r^2} + \frac{\lambda}{\rho_0 C_p} \frac{1}{r} \frac{\partial T'}{\partial r} - \frac{\partial T'}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0 C_p} \frac{\partial p'}{\partial t} \quad (67)$$

によって (56), (61), (66), (67) を解けばよい。

3.2.2 方程式の解 流速、圧力および温度が時間の関数であるので、次のようなラプラス変換を考える。

$$\left. \begin{aligned} W_*(s) &= \int_0^\infty w e^{-st} dt = L[w] \\ P(s) &= \int_0^\infty p' e^{-st} dt = L[p'] \\ T(s) &= \int_0^\infty T' e^{-st} dt = L[T'] \end{aligned} \right\} \quad (68)$$

(66) と (67) とから、それぞれ

$$\nu_0 \frac{\partial^2 W_*(s)}{\partial r^2} + \frac{\nu_0}{r} \frac{\partial W_*(s)}{\partial r} - s W_*(s) = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P(s)}{\partial z} \quad (69)$$

$$\begin{aligned} M(s) &= 2\pi \rho_0 \int_0^a r W_*(s) dr = 2\pi \rho_0 W_0 \left\{ \int_0^a r J_0(ir\sqrt{s/\nu_0}) dr - J_0(ia\sqrt{s/\nu_0}) \int_0^a r dr \right\} \\ &= -\pi \rho_0 a^2 W_0 \left\{ J_0(ia\sqrt{s/\nu_0}) - \frac{2}{ia\sqrt{s/\nu_0}} J_1(ia\sqrt{s/\nu_0}) \right\} \end{aligned} \quad (77)$$

J_1 は第1種の1次のベッセル関数である。

次に (70) から

$$T(s) = T_0 J_0(ir\sqrt{\rho_0 C_p s / \lambda}) + \frac{1}{\rho_0 C_p} P(s) \quad (78)$$

$r=a$ で $T(s)=0$ であるので

$$P(s) = -\rho_0 C_p T_0 J_0(ia\sqrt{\rho_0 C_p s / \lambda}) \quad (79)$$

(79) を (78) に代入すると

$$T(s) = T_0 \{ J_0(ir\sqrt{\rho_0 C_p s / \lambda}) - J_0(ia\sqrt{\rho_0 C_p s / \lambda}) \} \quad (80)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\lambda}{\rho_0 C_p} \frac{\partial^2 T(s)}{\partial r^2} + \frac{\lambda}{\rho_0 C_p} \frac{1}{r} \frac{\partial T(s)}{\partial r} - s T(s) \\ &= -\frac{1}{\rho_0 C_p} s P(s) \end{aligned} \quad (70)$$

$$W(s) = W_*(s) + \frac{1}{\rho_0 s} \frac{\partial P(s)}{\partial z} \quad (71)$$

とおくと、(69) から

$$\frac{\partial^2 W(s)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial W(s)}{\partial r} - \frac{s}{\nu_0} W(s) = 0 \quad (72)$$

(72) はベッセルの方程式である。これを解くと

$$W(s) = W_0 J_0(ir\sqrt{s/\nu_0}) \quad (73)$$

τ_0 は第1種の零次のベッセル関数である。 W_0 は境界条件からきめる。よって (71) は

$$W_*(s) = W_0 J_0(ir\sqrt{s/\nu_0}) - \frac{1}{\rho_0 s} \frac{\partial P(s)}{\partial z} \quad (74)$$

$r=a$ で $W=0$ であるので

$$\frac{1}{\rho_0 s} \frac{\partial P(s)}{\partial z} = W_0 J_0(ia\sqrt{s/\nu_0}) \quad (75)$$

(75) を (74) に代入すると

$$W_*(s) = W_0 \{ J_0(ir\sqrt{s/\nu_0}) - J_0(ia\sqrt{s/\nu_0}) \} \quad (76)$$

管断面上のラプラス変換された質量流量は

管断面の平均温度は

$$\bar{T}(s) = \int_0^a r T' dr / \int_0^a r dr = T_0 \left\{ J_0(ia\sqrt{\rho_0 C_p s / \lambda}) + \frac{2J_1(ia\sqrt{\rho_0 C_p s / \lambda})}{ia\sqrt{\rho_0 C_p s / \lambda}} \right\} \quad (81)$$

(61) から

$$\frac{1}{p_0} \frac{\partial p'}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{1}{T_0} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \quad (82)$$

(56) と (82) から

$$\rho_0 \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p'}{\partial t} = -\frac{\rho_0}{p_0} \frac{\partial p'}{\partial t} + \frac{\rho_0}{T_0} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \quad (83)$$

よって

$$\frac{\partial M(s)}{\partial z} = L \left[\pi a^2 \rho_0 \frac{\partial w}{\partial z} \right] = -\pi a^2 \frac{\rho_0}{p_0} s \left\{ 1 - \frac{p_0}{T_0} \frac{\bar{T}(s)}{P(s)} \right\} P(s) \quad (84)$$

(79) と (81) とを代入すると

$$Y(s)P(s) = -\frac{\partial M(s)}{\partial z} \quad (85)$$

ただし

$$Y(s) = \frac{\rho_0 \pi a^2 s}{\kappa p_0} \left\{ 1 + \frac{2(\kappa-1) J_1(ia\sqrt{\rho_0 C_p s / \lambda})}{ia\sqrt{\rho_0 C_p s / \lambda} J_0(ia\sqrt{\rho_0 C_p s / \lambda})} \right\} \quad (86)$$

同様に

$$Z(s)M(s) = -\frac{\partial P(s)}{\partial z} \quad (87)$$

ただし

$$Z(s) = \frac{s}{\pi a^2} \cdot \frac{1}{1 - 2J_1(ia\sqrt{s/\nu_0})/ia\sqrt{s/\nu_0} J_0(ia\sqrt{s/\nu_0})} \quad (88)$$

(85) と (87) とから

$$\frac{\partial^2 P(s)}{\partial z^2} - Y(s)Z(s)P(s) = 0 \quad (89)$$

(89) を解くと

$$P(s) = C_1 e^{-\delta(s)z} + C_2 e^{\delta(s)z} \quad (90)$$

ただし

$$\delta(s) = \{Y(s)Z(s)\}^{1/2} \quad (91)$$

$$\delta(s) = \frac{s}{C_0} \left\{ \frac{1 + 2(\kappa-1) J_1(ia\sqrt{\rho_0 C_p s / \lambda})/ia\sqrt{\rho_0 C_p s / \lambda} J_0(ia\sqrt{\rho_0 C_p s / \lambda})}{1 - 2J_1(ia\sqrt{s/\nu_0})/ia\sqrt{s/\nu_0} J_0(ia\sqrt{s/\nu_0})} \right\}^{1/2} \quad (93)$$

z の実数部が正で $z > 3$ であれば

$$\frac{2J_1(iz)}{izJ_0(iz)} \approx \frac{2}{z} - \frac{2}{z^2} - \frac{1}{4z^3} \quad (94)$$

したがって (93) から

$$\delta(s) \approx \frac{s}{C_0} \left\{ 1 + b \left(\frac{\nu_0}{a^2 s} \right)^{1/2} + d \left(\frac{\nu_0}{a^2 s} \right) + e \left(\frac{\nu_0}{a^2 s} \right)^{3/2} \right\} \quad (95)$$

ただし

$$\left. \begin{aligned} b &= 1 + \frac{\kappa-1}{\sqrt{\sigma_0}} \\ d &= 1 + \frac{\kappa-1}{\sqrt{\sigma_0}} \left(1 - \frac{\kappa}{2\sqrt{\sigma_0}} \right) \\ e &= \frac{7}{8} + \frac{\kappa-1}{\sqrt{\sigma_0}} \left(1 - \frac{1}{2\sqrt{\sigma_0}} - \frac{1}{8\sigma_0} \right) - \frac{(\kappa-1)^2}{2\sigma_0} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\sigma_0}} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\kappa-1}{\sqrt{\sigma_0}} \right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (96)$$

ここで $\sigma_0 = \mu_0 C_p / \lambda$

とくに空気の場合は $\kappa = 1.4$, $\sigma_0 = 0.7$

(90) の第2項は反射波によるものであるが、無視する。すなわち $C_2 = 0$ とする。

管路の l だけ離れた点における圧力 $P_{out}(s)$ と $P_{in}(s)$ の伝達関数は

$$P_{out}(s)/P_{in}(s) = \exp\{\delta(s)l\} \quad (92)$$

(86) と (88) とを (91) に代入すると

このとき

$$b=1.478, \quad d=1.078, \quad e=1.058 \quad (97)$$

$$p_{out}(t) = L^{-1}[P_{out}(s)] = \frac{1}{2\pi\lambda} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} P_{out}(s) e^{st} ds \quad (98)$$

(95) から

$$\frac{P_{out}(s)}{P_{in}(s)} = \exp\left(-\frac{l}{c_0} s\right) \cdot \exp\left(-\frac{l}{c_0} b \sqrt{\frac{\nu_0 s}{a^2}}\right) \cdot \exp\left(-\frac{l}{c_0} d \frac{\nu_0}{a^2}\right) \exp\left\{-\frac{l}{c_0} e \left(\frac{\nu_0}{a^2}\right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{s}}\right\} \quad (99)$$

また

$$\exp\left\{-\frac{l}{c_0} \left(\frac{\nu_0}{a^2}\right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{s}}\right\} = 1 - \tau_0 \left(\frac{a^2 c_0}{\nu_0 l b s}\right) + \frac{\tau_0^4}{2!} \left(\frac{a^2 c_0}{\nu_0 l b s}\right) \cdots$$

よって $p_{in}(t)$ が単位の階段入力の際の応答は

$$p_{out}(t) = \exp\left(-\frac{\nu_0 l d}{a^2 c_0}\right) \left\{ \left(1 + \tau_0^2 + \frac{\tau_0^4}{4} + \frac{\tau_0^4 \tau}{2}\right) \operatorname{erfc} \frac{1}{2\sqrt{\tau}} - \frac{(4 + \tau_0^2) \tau_0^2 \tau}{2\sqrt{\pi \tau^3}} \exp\left(-\frac{1}{4\tau}\right) \right\} \quad (100)$$

ただし、

$$\tau = \frac{a^2 c_0^2}{\nu_0 l^2 b^2} \left(t - \frac{l}{c_0}\right) \quad (101)$$

$$\tau_0 = \frac{\tau_0 l \sqrt{b d}}{a^2 c_0} \quad (102)$$

第1表 第2図における渦列とその鏡像の位置の座標

IK において						
	z_1	z_2	z_3	z_4	z_5	z_6
x_k (cm)	5.1	5.96	6.83	7.69	8.56	9.43
y_k (cm)	2.6	2.1	1.6	1.1	0.6	0.1

IJ において					
	z_2'	z_3'	z_4'		z_M
x_k' (cm)	5.96	6.83	7.69	x_M (cm)	5.53
y_k' (cm)	3.1	3.6	4.1	y_M (cm)	2.35

I'K' において						
	z_{i1}	z_{i2}	z_{i3}	z_{i4}	z_{i5}	z_{i6}
x_{ik} (cm)	1.23	2.09	2.96	3.82	4.69	5.56
y_{ik} (cm)	-4.1	-4.6	-5.1	-5.6	-6.1	-6.6

I'K' において					
	z_{i2}'	z_{i3}'	z_{i4}'		$z_{M'}$
x_{ik}' (cm)	1.23	1.23	1.23	$x_{M'}$ (cm)	5.53
y_{ik}' (cm)	-5.105	-6.105	-7.105	$y_{M'}$ (cm)	2.85

	I	I'	A	D	O'
x (cm)	5.1	1.23	2.9	0	0
y (cm)	2.6	-4.105	-0.6	-0.6	2.5

4. 数値計算例

4.1 再付着流線と圧力分布 第3図は切換え時間を求めるために使用した側壁付着型の純流体素子の模型

である。第3図の場合の流路の流れを解析するために第1図に示すような模型を考える。スプリッタの近くの流れを求めるために、第2図に示すようにスプリッタを渦列で置き換える。主噴流用ノズル出口幅=4

第3図 実験に用いた素子の流路

(mm), 制御噴流用ノズル出口幅 $AD=10$ (mm)ノズル深さ, 40 (mm), オフセット距離 $DO=30$ (mm), スプリッタ距離 $OI=60$ (mm), 側壁角 $\gamma=30^\circ$, スプリッタ開き角度 $=60^\circ$, スプリッタ側壁 IK は側壁 AL に平行にしてある. AL の式は,

$$y = -0.577x + 1.073 \quad (103)$$

x_1^* と x_2^* とは (103) に対して対称の位置にあるので,

$$x_2^* = 0.766x_1^* - 0.642y_1^* - 0.408 \quad (104)$$

$$y_2^* = -0.642x_1^* - 0.766y_1^* - 1.123 \quad (105)$$

第1表にスプリッタ側壁上の渦列とその鏡像の位置, および z_M と z_M' の位置の座標が示してある.

(41) と (42) とから $\Gamma = 2.278U$, $\Gamma' = 0.232U$, (45), (46), (47), (104), (105) から

$$x_1^* = 1.8(\text{mm}), y_1^* = 5(\text{mm}), \Gamma_1 = 12.85U,$$

よって流線の値と x, y 軸方向の速度成分の式は, それぞれ (31), (32), (33) から求めることができる. 合速度と圧力係数は, それぞれ (35) と (36) とから計

第4図 再付着流線と圧力分布

算することができる. 再付着流線と圧力分布の計算値は第4図に示してある.

4.2 圧力上昇と圧力波の伝播速度 出口口を急激に全閉することによって生ずる圧力上昇と圧力波の伝播速度を求める. 流路の長さ $= 0.285$ (m), 流路の深さ $= 0.04$ (m), 流路の幅 $= 0.038$ (m), 流路の断面積 $= 0.00152$ (m)², 実際の流路と等価な円形断面である流路を考える. その半径を a (m) とすると, $a = 0.0219$ (m), また $v_0 = 0.14 \times 10^{-4}$ (m²/s), $c_0 = 343$ (m/s), $b = 1.478$, $d = 1.078$, $e = 1.058$, $v_0 d / a^2 c_0 = 0.223 \times 10^{-4}$, $a^2 c_0^2 / v_0 b^2 = 2.2714 \times 10^7$, よって,

$$\exp(-v_0 d / a^2 c_0) = 0.99997, \exp(-1/4\tau) = \exp\{-1.1 \times 10^{-4} / (t - 0.00083)\} \quad (106)$$

$$1/2\sqrt{\tau} = 0.105 \times 10^{-3} (t - 0.00083)^{-1/2} \quad (107)$$

$\tau_0 = 0.301 \times 10^{-4}$, したがって時間 $(0 \sim 1.0)$ (sec)の間では, 次の2つの項は無視できる.

$$(1) \tau_0^2 + \tau_0^4 / 4 + \tau_0^6 / 2$$

$$(2) \{(4 + \tau_0^2) \tau_0^2 / 2 (\pi \tau^3)^{1/2}\} \exp(-1/4\tau)$$

したがって

$$p_{out}(t) \approx \exp(-v_0 d / a^2 c_0) \exp\{1/2(\tau)^{1/2}\} \quad (108)$$

または

$$p_{out}(t) \approx 0.99997 \approx 1.0 \quad (109)$$

すなわち, 出口口を急激に全閉するとき, 時間 $(0 \sim 1.0)$ (sec)の間では, $p_{out}(t) = 1.0$ である圧力上昇が全流路に伝播すると考えることができる. したがって実際の圧力上昇は

$$p = p_\infty + (1/2)\rho u^2 \text{ (kg/m}^2\text{)} \quad (110)$$

5. 切換え時間の理論値と実験との比較検討

理論解析により再付着流線, 圧力分布と圧力波の伝播速度を求めることができた. これを用いて3種類の切換え時間の理論値を求めて実験値を検討した.

5.1 切換え時間の測定 切換え時間の測定には熱線風速計を用いた. 第5図の④, ⑨は熱線風速計のプロブのそう入する位置を示す. ④は最初に再付着している側であり, ⑨は信号の導入によって, あらたに再付着する側である. 熱線風速計の出力を電磁オシロ

①底板 ②スプリッタ ③側壁
④⑨プロブそう入社 ⑤⑥制御口
⑦主噴流ノズル

第5図 素子の模型の全体図

第6図 切換え方法

に入れて、切換え時間を測定する。プローブをそう入する位置は低圧部のほぼ中心である。

切換え時間は第6図に示すように3つの場合について測定した。

(1) 第1の場合はベントによる切換えである。第6図(a)に示すように主噴流を供給している状態で、制御口 C₂ を閉じて主噴流を B 側の側壁に再付着させる。この付着状態で C₂ を開くと主噴流は A 側の側壁に再付着する。この時の切換え時間を測定する。この場合、主噴流の切換えには制御流は使用しない。

(2) 第2の場合は制御流による切換えである。第6図(b)に示すように主噴流を A 側の側壁に再付着させて、C₂ を閉じる。この再付着の状態で制御噴流を制御口 C₁ より供給すると、主噴流は B 側の側壁に再付着する。この時の切換え時間を測定する。

(3) 第3の場合は出力口の全閉による切換えである。第6図(c)に示すように主噴流を供給している状態で、C₂ を閉じて主噴流を B 側の側壁に再付着させる。この再付着の状態で B 側の出力口を全閉にすると主噴流は A 側の側壁に再付着する。このときの切換え時間を測定する。この場合、主噴流の切換えには制御流は使用しない。C₂ と B 側の出力口の開閉は電磁弁を使用した。電磁弁により C₂ と B 側の出力口の開閉に要する時間は 10⁻²(sec) 程度の大きさである。

5.2 制御噴流による場合 実験に使用した素子の

第7図 制御流による切換え時間

第8図 再付着流線と側壁との間の圧力分布

第9図 ベントによる切換え時間

模型を第3図に示す。Q₀=3.2×10⁻¹(m³/sec)とし、Q_c(m³/sec)は変化させた。理論値は次のようにして求めた。すなわち制御口を急激に開いたとき、制御流が次の容積を充満する時間を切換え時間とした。その容積は第4図において、次のものである。(制御用ノズルの容積)+(素子内の制御流用の流路の容積)+(第4図で O'CEAD がかこむ容積)。結果は第7図に示してあるが、制御流量が小さいときは、実験値は理論値によく一致している。

5.3 ベントによる場合 第1図において、制御口 AD がベントになる。制御口 AD を急激に開いたとき、外部から流入する流体が次の容積を充満する時間を切換え時間とした。その容積は第4図において、次のとおりである。(素子内の制御流用の流路の容積)+(第4図で O'CEAD がかこむ容積)。第8図と第4図において AD と再付着流線 O'CE との間の部分の圧力係数の平均値の分布を示す。

これから、この部分の圧力係数の全平均値を $c_p = -0.0012$ とする。結果は第9図に示してあるが、実験値は理論値によく一致している。

5.4 出力口の全閉による場合 この場合の切換え時間は次のようにして求めた。

(1) 出力口を急激に全閉することによって生ず

第10図 出力口の全閉による切換え時間

る圧力上昇は (110) から $p = 1.033 \times 10^4 + 4.2057 = 10334.2057 \text{ (kg/m}^2\text{)}$. この場合 $u = 8.22 \text{ (m/sec)}$ とした.

(2) 第4図で, 主噴流は, 最初には流路 IKLA 側に再付着しているとする. (1) の圧力上昇により主噴流は IKLA の反対側の流路に瞬間に切換わるものとする.

(3) 切換わった主噴流が IKLA の反対側の流路を充填するに要する時間を切換え時間とする.

また理論値を検討するために実験値を求めた. 結果は第10図に示してあるが, 実験値と理論値とは, よく一致している.

6. 結 論

(1) スプリッタとオフセットとが付いている側壁付着型の純流体素子の内部の流れを, ポテンシャル流れを用いて解析して, 再付着流線と圧力分布を求めることができた.

(2) 主噴流が再付着している方の出力口の全閉に

よって生じる圧力上昇の伝播速度を近似的に求めることができた. この解析のために, 素子の流路を等価な円形断面の流路でおき換えた.

(3) (1) と (2) の結果を用いて, 3つの場合における切換え時間の理論値を求めることができた. この理論値は実験値と良く一致することがわかった.

本研究において, 終始ご指導賜った青山学院大学理工学部教授岡本哲史先生に, 心から感謝の意を表します.

文 献

- 1) R. A. COMPARIN, H. H. GLAETTLI, A. E. MITCHELL & H. R. MUELLER: ASME Fluid Jet Control Devices, (1962), 65.
- 2) C. BOURQUE: Advanc. in Fluidics, 1967 Fluidics Sympo., ASME, 192-204.
- 3) P. A. LUSH: Proc. Second Cranfield Fluidics Conference, (1967), A1-1.
- 4) S. D. SAVKAR, R. B. KELLER & A. G. HANSEN: ASME Paper No. 67-WA/FE-37, (1967), 1.
- 5) F. G. BAVAGNOLI: Proc. Third Cranfield Fluidics Conference, (1968), F8-113.
- 6) K. FOSTER, A. K. MISRA & MITCHELL: Proc. Third Cranfield Fluidics Conference, (1968), F9-129.
- 7) R. YOSHIDA, Proc. Third Cranfield Fluidics Conference, (1968), F7-101.
- 8) EPSTEIN, M.: Trans. ASME, Ser. D, (1971-3), 55.
- 9) M. KIMURA, Proc. 2nd IFAC Symposium on Fluidics, (1971-6), A6.
- 10) 堀越ほか, 日本機械学会関西支部講演論文集 70-3-1972.
- 11) 堀越, 第16回宇宙科学技術連合講演会講演集 77-11-1972.
- 12) 堀越, 日本機械学会東海支部講演論文集 101-3-1973.
- 13) 堀越, 日本機械学会関西支部講演論文集 34-3-1973.