遷音速ディフューザの研究*

(第1報, 二次元円弧ディフューザにおける衝撃波の挙動)

松尾一泰**, 屋我実***, 望月博昭**
大谷義行†, 吉田裕一†

Investigations of Transonic Diffusers

(1st Report, Behavior of a Shock Wave in a Two-Dimensional Circular Diffuser)

by Kazuyasu MATSUO, Minoru YAGA, Hiroaki MOCHIZUKI,
Yoshiyuki OHTANI, and Yuichi YOSHIDA

The behavior of shock waves in a two-dimensional transonic circular diffuser has been experimentally investigated by a schlieren optical method and by pressure measurements. When the overall pressure ratio of the diffuser, Φ , increases, a few weak shock waves appear near the throat section before the flow is completely choked at the throat. These weak shocks are not stable but fluctuate in the channel, and the pressure at the throat p^* increases with an increasing Φ , although it is not in proportion to Φ . When the flow is completely choked, these weak shocks coalesce into a single normal shock, and p^* increases in proportion to Φ . The behavior of the shock waves in diffusers with different geometries can be plotted on a single curve in an $x/\sqrt{h^*R}-\Phi$ plane if the position of the shock from the diffuser throat x is non-dimensionalized by the characteristic length $\sqrt{h^*R}$, where h^* and R are the throat height and the radius of curvature of the diffuser, respectively.

Key Words: Compressible Flow, Transonic, Shock Wave, Diffuser, Boundary Layer

1. ま え が き

航空機エンジンの空気取入れ口,あるいは管路や翼間流路内の流れなどにおいて,局所的に超音速領域が現れると衝撃波が発生し,その形状や位置はわずかの運転条件の変化に対し大きく変化する。そしてこのような衝撃波の挙動は流れの状態に大きな影響を及ぼす。このため二次元遷音速ディフューザにおいて,スロート近くに衝撃波がある場合の流れ場に関してこれまで多くの研究⁽¹⁾⁻⁽⁷⁾がなされてきた。これらの研究では,ディフューザの上流と下流の圧力比の変化による流れモードの分類や衝撃波の振動問題などが取扱っているが,流れが極めて複雑で,かつ不安定であるため,作動条件と衝撃波の形状や位置との関係など,遷音速ディフューザの流れについてまだ不明な点が多く残されている。

本研究は,衝撃波の挙動や流れの不安定性など遷音速ディフューザの流れに関連する諸問題の解明を目的とする。まず本報では,断面がく形の二次元円弧ディフューザにおける衝撃波の位置や形状と流れ状態を,種々の作動条件の場合について,光学観察と圧力測定によって実験的に詳細に調べた。

2. 実験装置と方法

実験装置の概要を図1に示す。圧縮機によって貯気槽に貯えられた高圧乾燥空気は,集合胴でいったんよどみ点状態に回復した後,供試ディフューザ,直管部,後部集合胴,消音器を経て大気に放出される。供試ディフューザには,光学観察を行うため断面がく形の二次元円弧ディフューザを使用した。円弧ディフューザを採用したのは,その流路形状が円弧の曲率半径 R とスロート高さ h^* のみから定まり,最も基本的なディフューザであるからである。本実験では $R=654$ mm で $h^*=10$ mm のディフューザ A と, $R=1468$ mm で $h^*=22.4$ mm のディフューザ B の二つについて実験を行った。両ディフューザの h^* と R の比 h^*/R は等しく,スロート近傍の形状は相似である。またいずれのディフューザについても,長さは 280 mm, 入口高さは 56.2 mm, 出口高さは 32.2 mm, 紙面に

* 昭和61年6月27日 北陸信越支部北陸地方(金沢)講演会において講演,原稿受付 昭和60年12月23日。

** 正員,九州大学総合理工学研究科(〒816 春日市春日公園6-1)。

*** 学生員,九州大学大学院。

† 豊田自動織機(株)(〒474 大府市共和町茶屋8)。

†† 准員,新日本製鉄(株)(〒805 北九州市八幡東区枝光1-1-1)。

垂直方向の幅は 32 mm である。ディフューザの側壁に流れの方向に沿って多数の静圧孔を設け、壁面静圧を測定した。これらの圧力測定には半導体小形圧力変換器(感度 4.1×10^{-4} mV/Pa, 固有振動数約 35 kHz)を用いた。なお以下には、主としてスロート上流 7.5 mm, スロート, スロート下流 7.5 mm と 15 mm の四つの測定点における実験結果について述べる。図 1 の破線で示す部分は光学ガラスで、圧力測定と同時にシュリーレン法による光学観察を行った。実験に際しては集合胴圧 p_0 をきわめて徐々に上げたので流れは準定常とみなすことができ、また後部集合胴全圧は大気圧 p_a にほぼ等しい。

3. 実験結果とその考察

3.1 衝撃波の形状と位置の変化 ディフューザ A について、ディフューザの上流側の集合胴圧 p_0 と後部集合胴の圧力 p_a の比 $\phi = p_0/p_a$ を 1 より徐々に増加させ、ディフューザ内の流れを光学観察した一連のシュリーレン写真を図 2 に示す。各写真の左側に見える黒い縦線はスロートの位置でこの点を原点とする流れ方向の距離を x とする。図 2 (a) では、スロートのすぐ下流に数本の弱い衝撃波が観察される。これらの衝撃波はかなり不安定で、 ϕ を一定に保った状態でもその位置は写真撮影のタイミングにより異なり、スロートより上流にある場合も観察された。衝撃波がスロートより上流に観察されたことは、文献(1)で述べられているタイプの振動が生じていることを示すと考えられる。しかし文献(4)の実験と同じく、このような流れが生じた ϕ の範囲はかなり狭く、本報ではこの振動については議論しない。以下図 2 (a) のような流れの状態をパターン I と呼ぶことにする。図 2 (b) では $x=9$ mm の位置に垂直衝撃波が観察される。この衝撃波は安定しており、 ϕ の増加とともに下流へ移動し、図 2 (c) では $x=32$ mm の位置に観察される。衝撃波が図 2 (b) から図 2 (c) へ移動すると

ともに衝撃波と境界層の干渉の程度は大きくなり、図 2 (c) では衝撃波の足元で境界層がはく離しているのが観察されるが、衝撃波は壁面近傍でまだ分枝していない。このように安定した垂直衝撃波が観察される流れの状態をパターン II と呼ぶことにする。 ϕ がさらに大きい図 2 (d) と (e) では、衝撃波はそれぞれ $x=40$ mm と 50 mm の位置にあり、壁面近傍で分枝して λ 形衝撃波となる。このような λ 形衝撃波が観察される流れの状態をパターン III と呼ぶことにする。

光学観察の結果に基づき、圧力比 ϕ と衝撃波の位置 x との関係を示すと、ディフューザ A と B に対して、それぞれ図 3 と図 4 のようになる。図 3, 4 では各実験点における衝撃波の形状を、上に述べたパターン I, II, III によって分類し、図中に示す記号で示してある。また実線は集合胴より衝撃波までの流れを等エントロピー流れ、衝撃波を垂直衝撃波、衝撃波下流の亜音速流れのディフューザ効率を η_{sub} と仮定した場

図 1 実験装置の概要

図 2 流れの代表的なシュリーレン写真(ディフューザ A)

合の計算値で、次の諸式より計算される。まず二次元円弧ディフューザの任意の x における断面積を A 、スロートにおける断面積を A^* とすれば

$$\frac{x^2}{Rh^*} = \frac{1}{4} \left(\frac{A}{A^*} - 1 \right) \left\{ 4 - \frac{h^*}{R} \left(\frac{A}{A^*} - 1 \right) \right\} \dots\dots (1)$$

断面積比 A/A^* と衝撃波上流のマッハ数 M_1 の関係⁽⁸⁾は、気体の比熱比を κ とすれば

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M_1} \left[\frac{(\kappa-1)M_1^2 + 2}{\kappa+1} \right]^{(\kappa+1)/(2(\kappa-1))} \dots\dots (2)$$

更に、圧力比 ϕ とマッハ数 M の関係⁽⁸⁾は

$$\phi = \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_1^2 \right)^{\kappa/(\kappa-1)} \left\{ \frac{\kappa+1}{2\kappa M_1^2 - (\kappa-1)} \right\} \\ \times \left[1 + \frac{\kappa-1}{2} \eta_{\text{sub}} \frac{(\kappa-1)M_1^2 + 2}{2\kappa M_1^2 - (\kappa-1)} \right]^{\kappa/(1-\kappa)} \dots\dots (3)$$

上の三つの式より M_1 と A/A^* を消去すると、 η_{sub} をパラメータとする x と ϕ の関係がえられる。

さて図3に示すように、パターン I, II, IIIの間には ϕ や x による明確な境界が存在するわけではないが、パターン I に対する ϕ の範囲はかなり狭く、 x の範囲はかなり広い。パターン II と III では ϕ の増加と

もに衝撃波は徐々に下流に移動する。また衝撃波が下流に移動するほど η_{sub} が小さくなる。これは衝撃波と境界層の干渉の程度が大きくなるためである。

図4の実験値も図3と同様の傾向を示しているが、図4の場合、曲率半径 R が大きいため、スロート近傍における流れ方向の断面積の変化割合 dA/dx が小さく、パターン I の衝撃波が観察される x の範囲が広い。

次に図3と図4の横軸 x を、円弧ディフューザの特性長さ⁽⁹⁾ $\sqrt{h^*R}$ で無次元化した結果を図5に示す。ディフューザ A と B の h^*/R は同じ値であるから、式(1)~(3)から明らかのように、図5の理論線は R に依存しない。図5より、ディフューザ A と B の実験値はほぼ同一曲線上にプロットされ、パターン I, II, III に対する横軸の範囲もほぼ等しい。

上述の特性長さはスロートにおける圧力こう配に関係する量であるが、 h^*/R が一定の円弧ディフューザにおける衝撃波の挙動は、この特性長さで無次元化すれば、半径 R に依存しないといえる。

3.2 壁面静圧の変化 ディフューザ A における

図3 衝撃波の位置と ϕ の関係(ディフューザ A)

図5 衝撃波の位置と ϕ の関係

図4 衝撃波の位置と ϕ の関係(ディフューザ B)

図6 スロートにおける圧力変化(ディフューザ A)

集合胴圧力 p_0 とスロートの静圧 p^* の時間的変化の一例を図6に示す。 p_0 を曲線 hij のように増減すると、 p^* は曲線 abcdefg のように変化する。 p_0 の時間的変化が点 i を中心として左右対称であるため、 p^* の変化も点 d を中心として左右がほぼ対称である。 p^* は点 b と f の近傍でかなり変動しており、曲線 cde 間では p_0 に比例して変化し、変動は見られない。

p^* のこのような変化を調べるため、図6の p^* を後部集合胴圧力 p_a で無次元化した値 p^*/p_a と圧力比 $\phi = p_0/p_a$ の関係を図7に示す。図7にはスロートがチョークしていない状態における集合胴からスロートまでの加速流れを等エントロピー流れ、スロートより下流の減速流れのディフューザ効率を η_d とした場合の次式

$$\frac{p^*}{p_a} = \left[(1 - \phi^{(\kappa-1)/\kappa} \eta_d) / (1 - \eta_d) \right]^{\kappa/(\kappa-1)} \quad \dots\dots (4)$$

による計算値とスロートがチョークした状態における等エントロピー流れの理論値

$$p^*/p_a = 0.528(p_0/p_a) = 0.528\phi \quad \dots\dots (5)$$

の直線が記入してある。また横軸上の (a) ~ (d) はそれぞれ図2 (a) ~ (d) の ϕ の値を示す。図7の曲線 ab 間は ϕ の増加により流れが亜音速状態で加速されることによる p^* の減少を示し、この流れの η_d は約 0.65 である。つぎに曲線 bc 間に対応する ϕ の範囲は、図7の上部に示すように、前述のパターン I が観察される ϕ の範囲とほぼ等しい。したがって曲線 bc 間の p^*/p_a の増加は、図2 (a) に示すような複数の弱い衝撃波が発生し、これらが不安定で、その影響がス

図7 スロートにおける壁面静圧と ϕ の関係 (ディフューザ A)

ロートに及んだためと考えられる。 ϕ が更に増加し、流れが完全にチョークすると、図7の曲線 cd で示すように p^*/p_a は ϕ に比例して増加する。以上により、図7の点 c は流れが完全にチョークした瞬間に対応し、チョークの直前ではスロート近傍に複数の弱い衝撃波が観察され p^*/p_a は増加するが、 p_0/p_a には比例しない ϕ の領域が存在するといえる。

$x = -7.5, 0, 7.5$ mm および 15 mm における壁面静圧 p の ϕ による変化を図7と同様に描くと、図8のようになる。図8の4本の右上がりの実線は、流れが幾何学的スロートの位置でチョークすると仮定した場合の等エントロピー流れに対する各位置での p/p_a と ϕ の関係を示し、このときの p/p_0 の値 $(p/p_0)_s$ を

表1 ディフューザにおける境界層の発達

x mm	① (p/p_a) _s	② (p/p_a) _{ss}	③ (A/A^*) _{ss}	④ (A/A^*) _{eff}	⑤ (A/A^*) _{ss} - (A/A^*) _{eff}
-7.5	0.591	0.506	1.009	1.013	-0.004
0	0.528	0.545	1.000	1.001	-0.001
7.5	0.468	0.495	1.009	1.003	0.006
15.0	0.405	0.463	1.034	1.010	0.024

図8 壁面静圧と ϕ の関係 (ディフューザ A)

表1の①欄に示している。また図8の各実験線における右上がりのこの配が一定の部分に対応する p/p_0 の値 $(p/p_0)_{ex}$ を表1の②欄に示す。例えば $x=0$ mm における $(p/p_0)_{ex}$ は $(p/p_0)_{is}$ よりわずかに3%大きいにすぎないが、このようなわずかの差によって図8に見られるように、実験と計算ではかなりの差が生じる。いずれの x の位置においても $(p/p_0)_{ex}$ は $(p/p_0)_{is}$ より大きく、その差は x が大きいほど大きい。この現象を説明するため、ディフューザの幾何学的形状から定まる各位置での面積比 $(A/A^*)_{geo}$ と $(p/p_0)_{ex}$ から等エントロピー流れの関係式を用いて得られる面積比 $(A/A^*)_{eff}$ をそれぞれ表1の③と④欄に示す。 $(A/A^*)_{eff}$ は各位置での幾何学的な面積から境界層の排除厚さに相当する面積を差引いた流れの有効面積の比を表している。表1の⑤欄から明らかなように、 $(A/A^*)_{geo} - (A/A^*)_{eff}$ は x の増加とともに増加する。このことは流れ方向に境界層が発達し、その排除効果により流れの有効面積が幾何学的面積より減少していることを示している。なお表1からわかるように、実際の流れにおけるスロートは $x=0$ mm の位置ではなく、わずかに下流にあるといえる。壁面に沿う静圧分布の測定結果よりその位置は下流3 mm の位置であることが確認された。

4. 結 論

断面がく形の2種類の二次元遷音速円弧ディフューザにおける衝撃波の挙動を光学観察と圧力測定によって実験的に調べた。その結果を要約すると次のとおりである。

(1) ディフューザの上流側と下流側の圧力比 ϕ を徐々に増加すると、流れが完全にチョークする前のある ϕ の範囲において、複数の弱い衝撃波がスロート近傍に発生する。これらの衝撃波の位置は安定して、スロートより上流にある場合も観察された。

(2) 圧力比 ϕ が前項(1)の場合より増加すると、スロートの下流に1本の垂直衝撃波が形成される。これは ϕ の増加とともに下流に移動し、境界層との干

渉によって分枝した衝撃波となる。また衝撃波が下流に移動するほど、衝撃波より下流の亜音速流れのディフューザ効率は減少する。

(3) ディフューザのスロート高さ h^* と円弧の曲率半径 R の比 h^*/R が一定であれば、ディフューザのスロートから衝撃波までの距離 x を円弧ディフューザの特性長さ $\sqrt{h^*R}$ で無次元化した値と圧力比 ϕ の関係は、 R や h^* が異なるディフューザに対しても一つの曲線上にプロットされる。

(4) 圧力比 ϕ を徐々に増加すると、スロートにおける圧力は、最初 ϕ の増加とともに減少するが、上述の結論(1)の状態が起こる ϕ の範囲内では ϕ の増加に対して増加する。

(5) 圧力比 ϕ が前項(4)の状態より大きい場合には、スロートの圧力は上流のよみ点圧力に比例して増加する。したがって、流れが完全にチョークするのは、結論(1)で述べた流れの状態から結論(2)の流れの状態へ遷移する瞬間であるといえる。

(6) 各測定点における壁面静圧 p と大気圧 p_a との比 p/p_a が ϕ に比例して増加する範囲では、流れ方向に沿う境界層厚さによる排除効果のため、各測定点におけるこの配 $(p/p_a)/\phi = p/p_0$ (p_0 は集合胴圧力)の実験値は、ディフューザ内の流れを等エントロピー流れと仮定して求めた計算値より大きく、実験値と計算値の差は下流の測定点ほど大きい。

文 献

- (1) Meier, G. E. A. (Oswatitsch, K. and Rues, D., ed.) *Symp. Transonicum II*, (1976), 252, Springer-Verlag.
- (2) Sajben, M., ほか2名, *AIAA Paper*, 77-875 (1977), 1.
- (3) Sajben, M., ほか2名, *AGARD Conf. Proc. Unsteady Aerodyn.*, No. 227 (1977), 13-1.
- (4) Chen, C. P., ほか2名, *AIAA J.*, 17-10 (1979), 1076.
- (5) Bogar, T. J., ほか2名, *AIAA J.*, 21-9 (1983), 1232.
- (6) Sajben, M., ほか2名, *AIAA J.*, 22-4 (1984), 465.
- (7) Liou, M. S. and Coakley, T. J., *AIAA J.*, 22-8 (1984), 1139.
- (8) 生井・松尾, 圧縮性流体の力学(昭52), 40, 89, 理工学社.
- (9) Wegener, P. P. and Cagliostro, D. J., *Combust. Sci. Technol.*, 6 (1973), 269.