

## 収縮する円筒衝撃波の安定性に関する研究\*

渡辺 正人\*<sup>1</sup> 高山 和喜\*<sup>2</sup>

### Stability of Converging Cylindrical Shock Waves

Masato WATANABE and Kazuyoshi TAKAYAMA

This paper reports primarily a study of cylindrical shock wave convergence in an annular shock tube. The goal of the present study is to clarify experimentally and numerically the instability of converging cylindrical shock waves. Experiments were conducted in the annular shock tube having 230 mm o.d. and 210 mm i.d. and a cylindrical converging test section of 210 mm diameter. Optical flow visualization was carried out by double-exposure holographic interferometry. Shock Mach numbers range between 1.1~2.0 in air. The numerical simulation was also conducted using the TVD finite difference scheme. It is found that although the initial shock configuration appeared perfectly cylindrical, the shock configuration was gradually deformed with propagation and showed mode-4 instability. This is attributable to the initial disturbances from the four struts which support the inner tube of the annular shock tube. This trend was even significant for larger shock Mach numbers. This revealed that large linear deformation of the converging cylindrical shock front results in the generation of the triple point of Mach reflection. The numerical results agreed with the experimental trend.

**Key Words:** Shock Wave, Stability, Cylindrical Convergence, Holographic Interferometry, TVD Finite Difference Scheme, Mach Reflection

### 1. 緒論

収縮する衝撃波の安定性に関する研究は、衝撃波の力学の未解決の問題の一つである。球状あるいは円筒衝撃波の収縮に伴い、その収縮中心近傍では高温・高圧の極限状態が生成される。これらの極限状態は、物理化学的な興味のほか様々な工学的応用につながる。

収縮する衝撃波の研究は、1942年Guderley<sup>(1)</sup>の理論的研究に始まり、今まで多くの研究者によって理論的(<sup>1×2×3</sup>)あるいは実験的(<sup>4×5×6×10</sup>)な研究が行われてきた。さらに最近では、数値シミュレーションの結果(<sup>7×8×9×10</sup>)も報告されている。しかし、円筒衝撃波の収縮過程は複雑な非線形性を示し、理論的にも実験的にもその全貌を十分に理解するには至っていない。

本報では、収縮する円筒衝撃波の挙動を、実験と数値シミュレーションによって解明することを目指す。実験は、Perry & Kantrowitz<sup>(4)</sup>の液滴型の衝撃波管の概念

を拡張した同心二重円筒衝撃波管を製作し、円筒衝撃波を収縮させ、その挙動を、二重露光ホログラフィ干渉計法によって定量的に可視化計測した。また、二次精度風上型TVD差分法を用いた数値シミュレーションを行い、収縮する円筒衝撃波の挙動を、二次元非定常流れの仮定の下で数値解析した。実験では、収縮する円筒衝撃波の収縮および反射について、衝撃波面形状の変化、波面の非一様性を示す歪みの増幅などを計測した。これより、波面の線形不安定に基づく大変形は、衝撃波三重点の発生につながることを明らかにした。また、数値シミュレーションにより、実験結果との比較および初期擾乱の強さが収縮形態に与える影響について議論した。

### 2. 円筒衝撃波生成モデル

円筒衝撃波の生成と収縮を単純化したモデルを図1に示す。衝撃波管に発生した平面衝撃波は、図中の円錐部分によりリング状の衝撃波へ切り出される。このリング状の衝撃波は、平行助走部分を経て末端の90°曲がり部分で回折して収縮する円筒衝撃波となる。

\* 原稿受付 平成2年5月16日。

\*<sup>1</sup> 学生員、東北大学大学院。

\*<sup>2</sup> 正員、東北大学流体科学研究所衝撃波工学研究センター  
(☎980 仙台市青葉区片平2-1-1)。

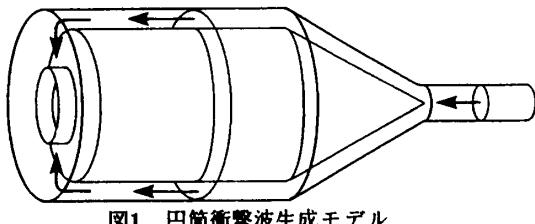


図1 円筒衝撃波生成モデル

## 3. 数値シミュレーション

収縮する円筒衝撃波の安定・不安定を議論する時、収縮する衝撃波面とその背後の流れが、初期の微小擾乱に対してどう変化するか知ることは非常に重要である。円筒衝撃波は収縮に伴い、内在する初期擾乱の影響などで、波面は次第に歪みを増し、その背後は非一様となり、収縮中心近傍では波の変形や非常に複雑な干渉があらわれる。従って、このように複雑な現象を模擬するための数値計算法には、(1)衝撃波の強さと位置を正確に捕獲・解像でき、(2)格子網に対し斜めに伝播する衝撲波に対しても(1)の要件が満たされ、さらに、(3)衝撃波と膨張波・接触不連続面など波の相互干渉を正確に記述できることが要求される。

TVD差分法は、現在知られている手法の中では、上の条件を満たし、衝撃波現象の解析に有効である。ここでは、Harten-Yee風上型TVD差分法<sup>(11)(12)</sup>と、Roeの提唱する近似リーマン解<sup>(13)</sup>を組み合わせ、東北大学大型計算機センターSX-2Nスーパーコンピュータを用い数値シミュレーションを行った。

**3.1 計算領域** 収縮する円筒衝撃波の挙動は、もちろん実験装置の形状に支配される。本計算では、前述の生成モデルで述べたような円筒衝撃波の収縮を取り扱う。実験装置の二重円筒部分の内側円筒は、外側円筒と同心になるように細い円柱で支持されている。また、流路末端の90°曲がり部の流れは三次元的である。この収縮する円筒衝撃波の挙動を単純化し、二次元非定常流れを仮定して数値シミュレーションするために、図2に示すような2通りの計算領域を選定する。

**計算I : 90°曲がり部を持つ軸対称流れを仮定する。** この時、回折・収縮する円筒衝撃波の挙動とその背後の流れ場のみを注目し、初期擾乱は無視する。

**計算II : 収縮面を円筒座標表示した計算領域とし、初**

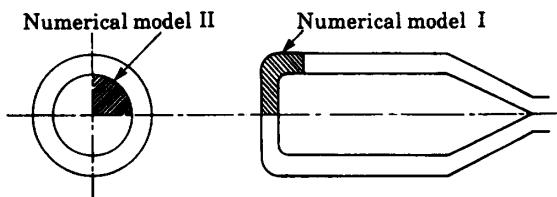


図2 計算領域

期擾乱としての非一様な圧力分布を与え、その強さと分布の違いによる波面の変形を議論する。

**3.2 基礎方程式** それぞれの計算に対する基礎方程式は、次のように表される。

$$\text{計算 I} \quad U_t + \hat{F}_\xi + G_\eta + \frac{1}{x} \hat{W} = 0$$

$$\text{計算 II} \quad U_t + F_r + \frac{1}{r} G_\theta = 0 \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $\hat{U}$ は保存変数ベクトル、 $\hat{F}, \hat{G}$ は物理流束ベクトル、 $\hat{W}$ は非齊次項でそれぞれ次のように表される。

$$\hat{U} = U/J \quad \hat{F} = (\xi_x F + \eta_y G)/J \quad \hat{G} = (\xi_x F + \eta_y G)/J$$

$$\hat{W} = W/J \quad J = \xi_x \eta_y - \eta_x \xi_y$$

$$U = \begin{pmatrix} p \\ pu \\ pv \\ E \end{pmatrix} \quad F = \begin{pmatrix} pu \\ pu^2 + p \\ puv \\ (E + p)u \end{pmatrix}$$

$$G = \begin{pmatrix} pv \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (\rho + p)v \end{pmatrix} \quad W = \begin{pmatrix} pu \\ \rho u^2 \\ \rho uv \\ (\rho + p)u \end{pmatrix}$$

.....(3)

ここに、 $p$ は密度、 $u, v$ は計算Iではそれぞれ $x, y$ 方向の、計算IIではそれぞれ半径 $r$ , 円周角 $\theta$ 方向の速度、 $E$ は単位体積当たりの全エネルギーである。また、 $\rho$ は圧力で理想気体の場合は次式で表される。

$$p = (\gamma - 1)[E - \rho(u^2 + v^2)/2] \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 $\gamma$ は比熱比で一定とする。

**3.3 計算条件** 計算Iは、初期衝撃波マッハ数 $M_s$ を1.1, 1.5および2.0とし、その位置を曲がり部の直前に初期条件としての衝撃波をおいた。また、計算格子は、図2の流路形状に対し数値的に生成し<sup>(14)</sup>、流れ方向に351点、それに垂直方向に25点を配した。計算IIは、

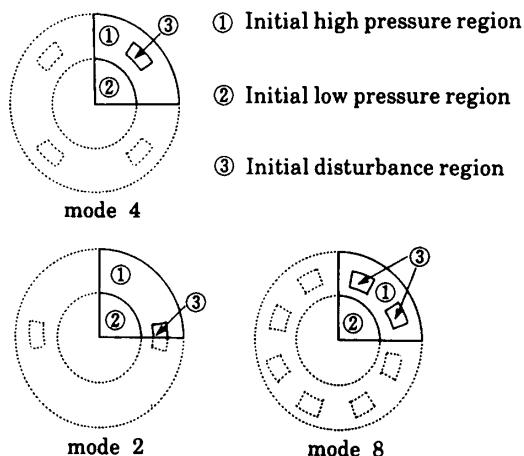


図3 計算IIの初期値

円形領域の外側に高圧領域を内側に低圧領域を設定する内爆衝撃波管問題である。ただし、流れの対称性から、図2に示したように1/4円を計算領域とした。初期状態は等温とし、高圧領域の初期圧力比を、低圧領域1に対し高圧領域で10とした。高圧領域の一部に、変圧条件を上まわる初期値を局所的に与え、初期擾乱を発生させた。また、その大きさと数を変えて初期擾乱の強さとモード数を与えた。モード4の場合、高圧領域の初期圧力比10に対し、局所的におく初期擾乱の圧力比 $\bar{p}$ を11,15,20および30とした。さらに、 $\bar{p}=20$ について、モード2および8の計算をした(図3)。計算格子は、半径方向に401点、1/4周方向に151点を配した。

#### 4. 実験

**4.1 実験装置** 圧力型衝撃波管に図1に述べた同心二重円筒衝撃波管を接続した。同心二重円筒衝撃波管の概略図を図4に示す。衝撃波管の低圧室長さ3.3m、内径50mm、また、高圧室長さ1.1m、内径50mmである。同心二重円筒部分は、内側円筒外径210mm、外側円筒内径230mmである。内側円筒部分は、図4のAおよびBの位置で直径18mmの4個2組からなる支持円柱により、二つの円筒部分が完全に同心になるよう支持されている。この平行同心部分の間隔は $10 \pm 0.02$ mmである。同心二重円筒部分の末端に90°曲がり部が接続し、その曲率半径は、内側で2.5mm、外側で12.5mmである。また、円筒衝撃波が形成・収縮する部分に、有効視野直径130mmの観測部をもち、内側に平面鏡、外側に光学ガラス窓を置く。従来のこの種の装置<sup>(4)(5)</sup>を改良した点は、二重円筒部分に断面積一定の助走長さを500mmと比較的長くとったことである。これは、平面衝撃波をリング状に切り取る円錐部分で発生した波の干渉を最小にするために有効であった。

実験は、試料気体に空気(初期圧100kPa)、駆動気体にヘリウム(初期圧350kPa~50MPa)、隔壁にマイラ膜

(厚さ25~75μm)を用い、入射衝撃波マッハ数 $M_s=1.1$ 、1.5および2.0について行った。入射衝撃波マッハ数の測定は、同心二重円筒部の二点間を通過する衝撃波の時間差から求めた。なお、円錐部での衝撃波の回折・反射およびマッハ数の変化については、予備実験で装置特性を把握している。

**4.2 可視化計測法** 光学系の概略を図5に示す。可視化計測には、Twymann-Green干渉計の光学系配置を基本に、これを二重露光ホログラフィ干渉計法<sup>(15)</sup>に拡張した。光源から出た光は、ビームスプリッタで6:4に物体光と参照光とに分けられ、ホログラフィ・フィルム上で再び重なり会う。ホログラフィ法では物体光と参照光の光路長を等しくとるが、本光学系ではこの光路長の差は高々100mm程度である。光源にルビーレーザ(Apollo Laser Inc. 22HD、波長694.3 nm、発光パルス幅25μsec)、ホログラムにはAgfa 10E75 100×150 mmシートフィルムを用いた。また、再生光の光源にはアルゴンレーザ(波長514.5 nm)、フィルムにはNeopan SS 100×125 mmシートフィルムを用いた。二重露光ホログラフィ干渉計法では、物体光と参照光をホログラフィ・フィルム上で干渉させて、密度変化に伴う位相情報を記録する。すなわち、衝撃波管作動前に第一回露光、現象に同期させ第二回露光を行い、現像・定着後ホログラムを作成する。このホログラムを再生光を通して観察すると、2回の露光間に密度が変化した部分のみに対応する位相差が再生され、干渉縞の形となって表示される。

**4.3 圧力測定法** 圧力測定のために、観測部の光学ガラス窓を、圧力変換器(Kistler 603B)をとりつけた鋼製円板にとりかえた。圧力計取付位置は、収縮中心および中心から同一半径上に15mm、30mmおよび45mmである。圧力信号はトランジエント・レコーダ(アスノ技研AS-1008)に記録し、パーソナル・コンピュータ(NEC製PC-9801 VX)で処理した。

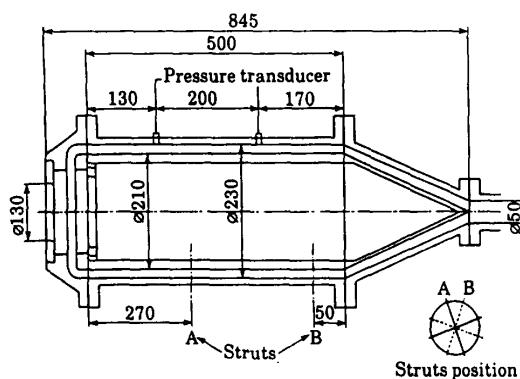


図4 二重円筒衝撃波管概略図

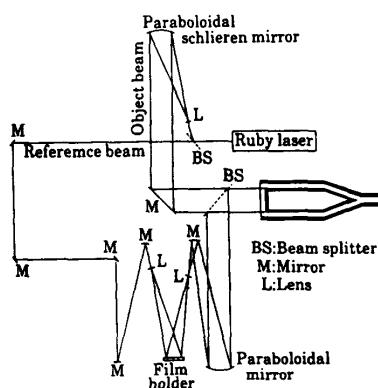


図5 光学系概略図

## 5. 結果と考察

**5.1 可視化計測の結果** 図6(a)～(l)に二重露光ホログラフィ干渉計法の干渉縞写真を示す。図6(a)～(d)、(e)～(h)および6.3(i)～(l)は、それぞれ初期衝撃波マッハ数1.1、1.5および2.0に対応する。写真的上下方向は、実験装置の上下方向と一致し、写真的同心二重円筒の支持円柱の配置は図4のAの位置と同じである。

**5.1.1  $M_s = 1.1$ の場合(図6(a)～(d))** (a)収縮する円筒衝撃波の平均半径約16mm、波面はほぼ円形を保っているが、その背後に同心円状でない干渉縞分布が現れ、密度上昇と共に非一様性があらわれることを示す。約90°周期で二重円筒衝撃波管の支持円柱、図4-Aに対応の位置と一致する擾乱が確認できる。また、支持円柱の位置と45°ずれた方向に干渉縞が片寄る。さらに収縮が進むと、(b)の様に四葉のクローバー状の密度の非一様分布が現れ、同時に後述のように波面形状を詳細に読み取ると、衝撃波面は円形から逸脱し、四角形

に近い形状に変化する。衝撃波背後の非一様部分が広い範囲におよんで、初期擾乱が増幅されることが顕著となる。(c)は、収縮する円筒衝撃波がほぼ中心に達したと思われる瞬間の様子を示す。(b)で見た4枚の花びら状の縞がよりはっきりし、"モード4の不安定"を示す。また、花びらの位置は(b)の場合に比べ45°回転し、擾乱の位置は、二重円筒衝撃波管の支持柱Aの位置に一致している。収縮中心近傍では、外側に比べ干渉縞の間隔が密になり、圧力・密度は中心近傍で急激に上昇し、衝撃波フォーカッシングを示す。(d)は、反射衝撃波を示す。収縮する衝撃波は不安定となり大変形するが、反射衝撃波は安定で円形となる。また、収縮中心には十字状の渦が残るが、これは円筒衝撃波が中心に収縮したとき、4対の衝撃波三重点が存在したことを示す。

**5.1.2  $M_s = 1.5$ の場合(図6(e)～(h))** (e)は、収縮円筒衝撃波で平均半径が約27mm。(a)と同様に、衝撃波面は、収縮過程の前半ではほぼ円形を保つ。衝撃波面背後に干渉縞はなく、一様状態が持続する。しかし、90°

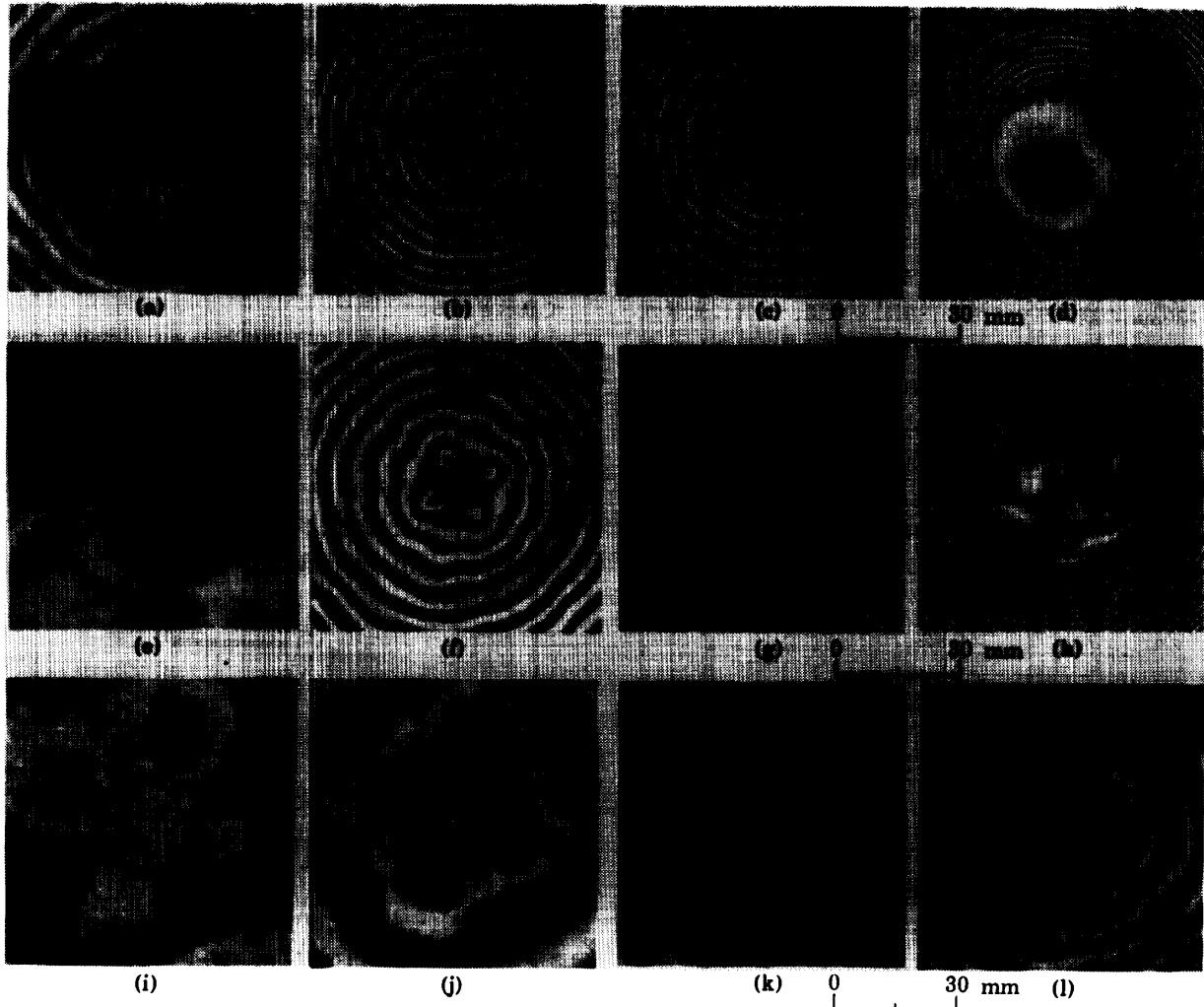


図6 干渉縞写真, (a)～(d):  $M_s = 1.1$ , (e)～(h):  $M_s = 1.5$ , (i)～(l):  $M_s = 2.0$

周期で4つの非一様さがあり、衝撃波面に達する。なお、この非一様性の位置は二重円筒衝撃波管の支持柱Aの位置と一致している。収縮が進むと、(f)のように衝撃波面は4角形に変形し、モード4の不安定を示す。(b)に比べ、衝撃波面の歪みのおよぶ範囲は広く、変形の程度も大きい。花びら状の干渉縞分布は5.1.1と違い、初期擾乱の位置と同じところで発生している。(g)は収縮直前で、花びら状の縞分布は、よりはっきりする。これは衝撃波面が線形不安定性の結果大変形し、大変形した衝撃波は衝撃波三重点に移行して釣り合う。すなわち、大変形はマッハ反射の形態へ移行する。(h)は、反射衝撃波を示す。反射衝撃波は安定で、また、中心近傍に4対の渦が十字状に残る。

**5.1.3  $Ms = 2.0$ の場合(図6(i)~(l))** (i)は、収縮円筒衝撃波で平均半径が約12mm。衝撃波背後にはっきりモード4の不安定性を示す非一様さがあり、波面は既に円形から四角形に変形している。また、衝撃波背後の干渉縞は同心状に分布し、密度上昇を示す。(j)さらに収縮すると、波面の変形は著しくなり、同時に収縮する速度も増大し、波面の連続的な大変形は、衝撃波三重点に移行する。この傾向は既に(b)および(f)でも収縮中心近傍で観察された。ここでは、中心近傍ではっきりとしたマッハ反射の形態が現れ、入射衝撃波・反射衝撃波・マッハシステム・滑り線がはっきりと確認できる。円筒衝撃波の収縮に伴い、波面にマッハ反射が起こることは以前から言われてきた。しかし、従来の観測結果に比して、ホログラフィ干渉計法は波面の変形ばかりでなく、連続的に変形する衝撃波背後に密度の非一様が現れること、それがマッハ反射へ移行する過程がよく観察された。(k)マッハ反射の形態は、収縮が進んでも保たれ、非線形な衝撃波の挙動として予測可能な現象となる。(l)は典型的なモード4の流れ模様を示す。(c)および(g)に見られた中心近傍の花びら状の干渉縞分布が、これを示している。また、反射衝撃波に相当する部分は、衝撃波背後にのびている。(l)は反射衝撃波で、その背後の収縮中心近傍に、きのこ状の先端をもつ十字形の渦が残る。この渦は、マッハ反射が反射し、滑り線が成長した渦が流れと干渉して残ったものである。類似のことは、凹面で衝撃波が反射しフォーカッシングする時に、凹面の焦点近傍に発生する渦がある<sup>(16)</sup>。反射衝撃波の前方の干渉縞は、収縮時の衝撃波背後の非一様性の影響を保存している。

**5.2 曲がり部の影響**  $90^\circ$ 曲がり管内を伝播する衝撃波マッハ数の変化を図7に示す。縦軸は衝撃波マッハ数、横軸は流れ方向の無次元距離で、0が管の上流端、1が収縮中心を表す。図7は初期衝撃波マッハ数2.0

の衝撃波マッハ数変化を示す。衝撃波が収縮する過程で、圧力の複数の極大が現れる。これは、平面衝撃波が $90^\circ$ 曲がり部で回折・反射して、進行方向に斜めの部分を持ち、これが上下壁で反射・回折し、さらに、膨張波や接触面と干渉するためである。このように、 $90^\circ$ 曲がり部を通過するので、収縮する円筒衝撃波は三次元的な背後の流れと波面の構造をもち、軸方向からみて厚みを持っているかのように見える。可視化実験で収縮する円筒衝撃波を評価するとき、このことは注意を要する。

### 5.3 圧力および密度変化

**5.3.1 圧力分布** 収縮中心およびその近傍での圧力の時間変化を計測した。圧力変換器は上壁にとりつけられた。各測定位置での計測結果を、計算1の方法による数値シミュレーションと対比した。計算結果は、圧力変換器の受圧面積に相当する複数の格子点での圧力の平均値とした。結果を図8(a)~(c)に示す。収縮中心での圧力比の最大値は、計算結果が実験値を上回るが、全体的に実験値のほうが高い。圧力変換器の感度や周波数応答性など、また、数値シミュレーションでは初期擾乱の影響を考慮していないことなどを考えれば、この程度の食い違いは妥当な一致と言える。また、収縮中心での圧力計測で、衝撃波面が到達した後に複数の極大が周期的にあらわれる。これは曲がり部で衝撃波が回折し、その影響が収縮部の上下壁間で反射して周期的に現れ、この変動が収縮中心で增幅されるためである。

**5.3.2 密度分布** 干渉縞は密度のとびを表しているので、数値シミュレーションとの定性的な比較が可能である。著者らは、計算1の結果で比較を試み、収縮中心近傍での干渉縞分布は数値解とよく一致した<sup>(17)</sup>。しかし、観測部全域に対する比較は、分布は数値解と必ずしも一致しない。このことは、平面衝撃波が内側円筒の円錐部分に衝突するとき、内側同心円筒部の振動と、これによって引き起こされる光の波長のオーダーの変位、あるいは観測部での光の多重反射など

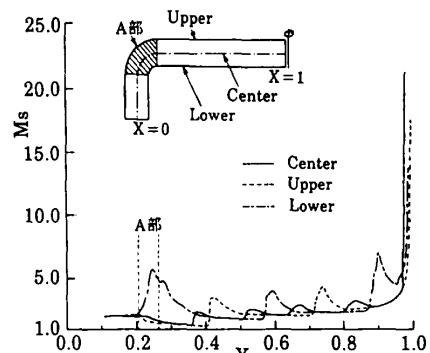
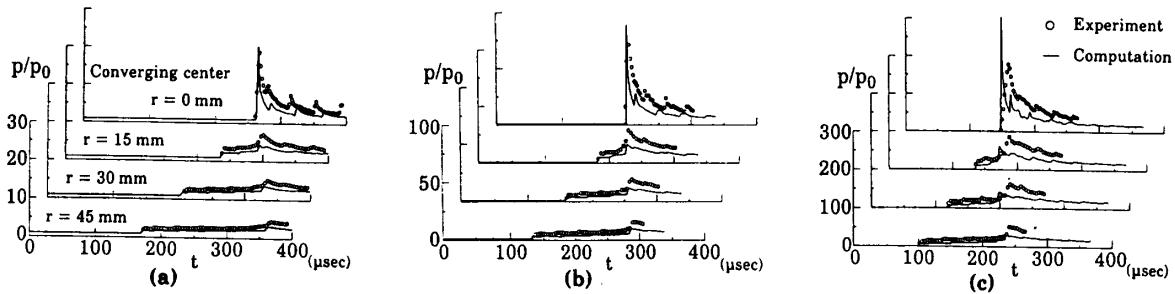


図7 衝撃波マッハ数の変化

図8 圧力分布,(a): $M_s=1.1$ , (b): $M_s=1.5$ , (c): $M_s=2.0$ 

のため、流れに直接関係しない同心円状の干渉縞が発生する。現状では、この同心の縞を流れに基づく干渉縞と分離できない。これは今後の課題である。

**5.4 初期擾乱を与えた数値シミュレーション** 計算I(90°曲がり部をもつ管での計算)は二次元計算なので、初期擾乱の影響を考慮することはできない。しかし、軸方向に一様な流れを仮定すれば、計算IIで初期擾乱を与えた数値シミュレーションができる。初期擾乱の強さとその個数によって、衝撃波とその背後の流れがどのように影響をうけるか検討する。

初期擾乱の与え方は、前述のように高圧室内部の一定領域に圧力比の異なる部分が瞬間に現れると擾乱が誘起されるものとした。この方法は、複数の微小爆発点を持つ高圧室を仮想すればよい。一例として、初期擾乱が4個、その初期圧力比  $\bar{p}=20$  に対する等密度線図を、図9(a)~(d)に示す。衝撃波面には衝撃波三重点が形成され、図6の干渉縞写真と同じような収縮形態を示す。しかし、実験では、衝撃波三重点が形成されると収縮直前までこの形状は保たれるのに対し、数値シミュレーションでは、衝撃波三重点は相互に衝突・反射し、あたかも三重点はらせん状に回転するかのように表示される。したがって、衝撃波三重点からの反射衝撃波によって形作られる花びら状の縞分布が、初期擾乱の位置とそれから45°ずれた位置の間に存在する。実験と数値シミュレーションは初期条件の設定が異なるので、単純な比較はできないが、擾乱の強さと収縮時における衝撃波面の反射形態との間には、密接な関係があることがわかる。

次に衝撃波面での最大圧力の分布を図10(a)~(d)に示す。縦軸は初期圧力に対する圧力比、横軸は周方向にとった角度である。図は衝撃波面における相互干渉による圧力上昇が起こることを示す。すなわち、衝撃波面は周方向だけでなく半径方向にも速度成分を持つことで、特に図10(d)A部では衝撃波の衝突・反射が起こり、圧力比は上昇する。したがって、最大圧力比も擾乱が強いほど高い。しかし、収縮による圧力上昇は平均的に擾乱が弱いほど大きい。これより、中心近傍では、擾乱による衝撃波の非線形な相互干渉が著しくなり、収

縮に伴う圧力・密度などの上昇を妨げる作用をすると考えられる。

これまでの議論は、初期擾乱が4つの場合であった。擾乱の個数が衝撃波面の挙動および波面背後の乱れに与

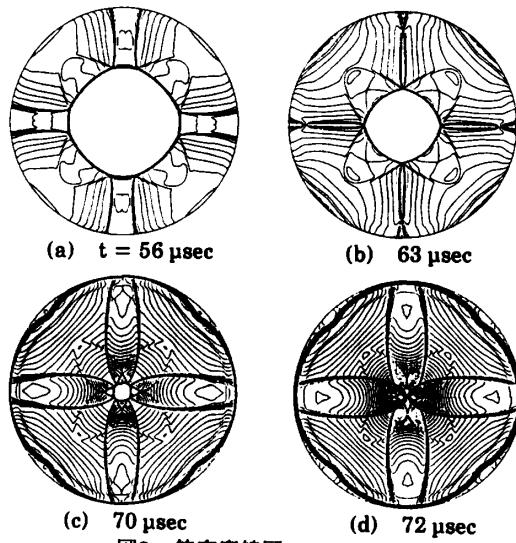
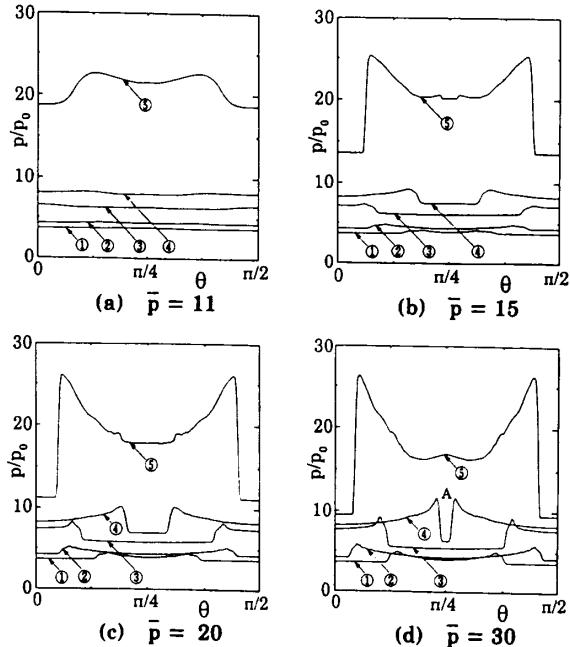
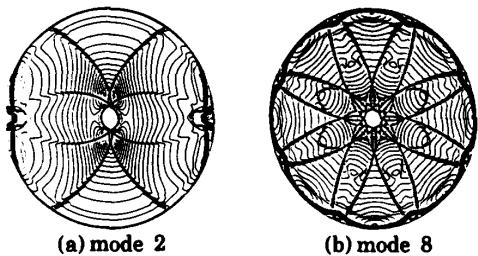


図9 等密度線図, mode 4

図10 圧力分布, ①  $t = 44 \mu\text{sec}$ , ② 56, ③ 68, ④ 70, ⑤ 72

図11 等密度線図,  $t = 70\mu\text{sec}$ 

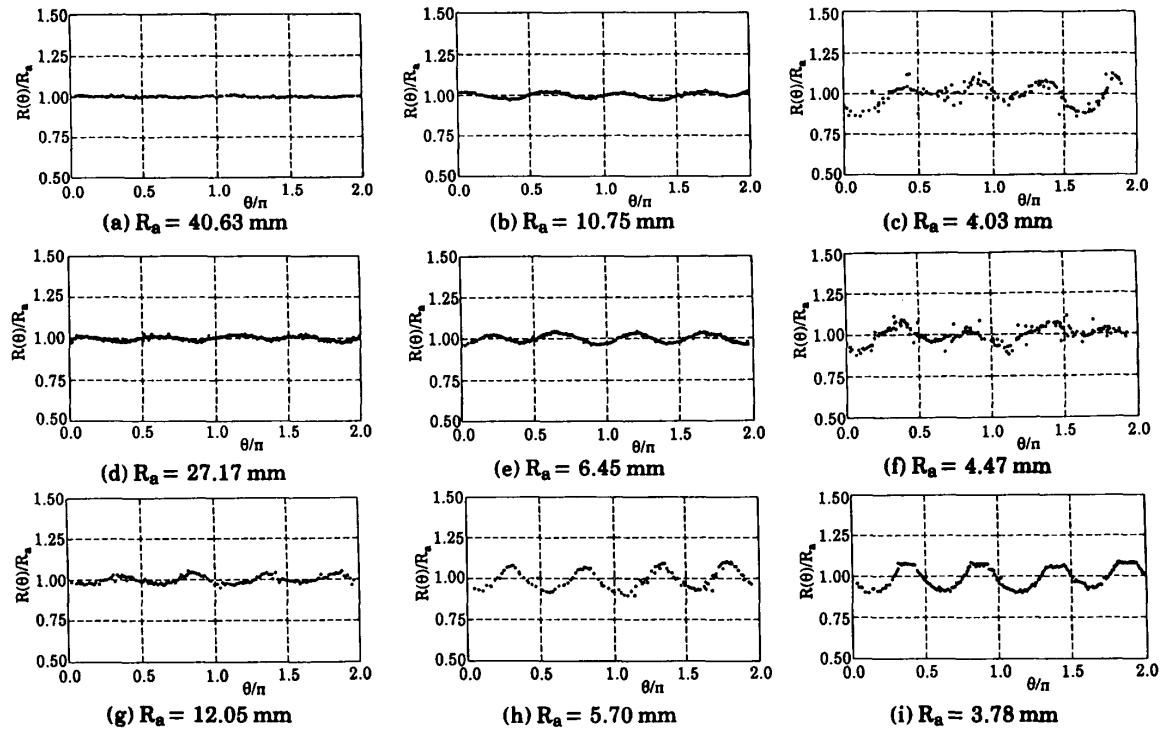
える効果を、モード数2および8について数値シミュレーションした。結果を図11(a)、(b)に示す。いずれの場合も、擾乱の個数に対応して衝撃波三重点や花びら状の構造が現れる。また収縮中心近傍での衝撃波面の相互干渉は、擾乱が多いほど複雑になっている。

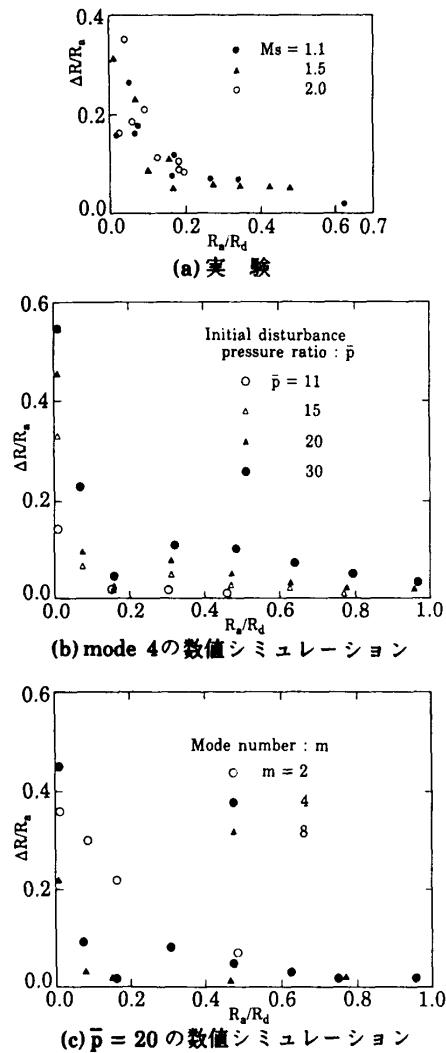
### 5.5 衝撃波面の歪み

**5.5.1 干渉計写真からの計測 収縮する円筒衝撃波面は、理想的には最終段階まで円形を保つ。しかし、実際には収縮する衝撃波は不安定で、初期擾乱は衝撃波が中心に近づくにつれて増幅され波面は歪む。ここでは、干渉計写真から波面の歪みを計測した結果を図12に示す。なお、採用したデータは波面形状がよく解像されるものに限った。写真から、わずかに変形した衝撃波面の中心を求めるには、まず、観測部の中心を仮の中心として波面全体を測定し、局所的な半径の最大値と最小値の差が最小になる点を繰り返し計測し、数値的に補正し求めた。以上の測定結果を図12(a)～(c)、**

(d)～(f)および(g)～(i)に、初期衝撃波マッハ数 $\text{Ms} = 1.1$ 、 $1.5$ および $2.0$ についてとりまとめた。縦軸は衝撃波面の中心からの距離の平均半径に対する比、横軸は周方向角度である。それぞれ、マッハ数に無関係に波面上4カ所に非一様な部分があり、それは収縮とともに成長する。これは、初期擾乱が時間の経過とともに成長し、衝撃波面が線形不安定となることを示す。特に、 $\text{Ms} = 2.0$ では、衝撃波三重点の生成を示す波面形状が観測される。このことは、線形不安定で大変形した衝撃波面が、非線形な予測可能な形状、すなわち衝撃波三重点を伴う形状に移行することを示している。また、非一様性が弱いときに現れる、フォン・ノイマンバラドックスとして表現される連続的なマッハ反射が、強い非一様性に対して明確な不連続を持つ衝撃波三重点へ移行することを示している<sup>(18)</sup>。

**5.5.2 歪みの増幅** 図13に、波面歪みの増幅の様子を示す。縦軸は、衝撃波面の収縮中心からの最大距離と最小距離の差を各平均半径で無次元化したもの、横軸は無次元平均半径である。(a)は実験、(b)、(c)は数値シミュレーションで、(b)は初期擾乱の大きさを変えた場合、(c)はモード数を変えた結果を示す。これより、(a)では、収縮の初期段階では非一様性は小さいが、平均半径が約 $10\text{mm}$ 以下から歪みは著しく増大する。すなわち、線形不安定の衝撃波面の大変形が、結果として衝撃波三重点と移行する過程を示す。また、この歪みの増

図12 平均半径  $R_a$  に対する衝撃波面の歪み, (a)～(c) :  $\text{Ms} = 1.1$ , (d)～(f) :  $\text{Ms} = 1.5$ , (g)～(i) :  $\text{Ms} = 2.0$

図13 波面歪みの増幅、代表半径:  $R_d = 65 \text{ mm}$ 

幅率は、初期衝撃波マッハ数には強く依存しない。(b)では、初期擾乱が大きいほど歪みの増幅も顕著である。平均半径10~20mmで一旦歪みの増幅が減少するのは、衝撃波三重点の衝突による。(c)では、モード数が小さいほど波面の歪みは大きい。この結果は知られている結果<sup>(3)(9)</sup>と一致する。

## 6. 結論

収縮する円筒衝撃波の挙動および安定性について、実験的・数値解析的研究を行った。得たる結果を以下に要約する。

- (1) 二重露光ホログラフィ干渉計法による可視化計測で、収縮・反射する円筒衝撃波の挙動とその背後の流れを観察し、
  - i) 衝撃波面は、初期擾乱の成長により線形不安からさらに大変形し、非線形な予測可能な形状、すなわち衝撃波三重点へと移行する。

ii) 衝撃波面の変形にともない、背後の密度分布はモード4の不安定を示し、支持円柱の影響を強くあらわす。ことを明らかにした。

- (2) 圧力分布については、実験と数値シミュレーションの結果は妥当な一致を示した。
- (3) TVD差分法を用いて、初期擾乱を含めた数値シミュレーションを行い、収縮に伴う衝撃波面の変形および波面背後の流れを明らかにした。これより、
  - i) 初期擾乱の強さと収縮時における衝撃波面の反射形態との間には、密接な関係がある。
  - ii) 初期擾乱が成長して現れる衝撃波三重点の生成と相互干渉は、収縮にともなう圧力・密度などの上昇を妨げる。
  - iii) 初期擾乱の個数に対応して、衝撃波三重点や花びら状の構造が現れる。

ことを明らかにした。

- (4) 初期擾乱が大きいほど、また、初期擾乱の数が小さいほど波面の歪みの増幅率は大きくなる。

実験の遂行には、東北大学流体科学研究所衝撃波工学研究センター 小野寺収 助手、富田幸雄 助手、小島英則 技官から協力を得た。実験装置の製作には、本研究所附属工場 早坂庄吉 技官、および本センター 高橋喜久雄 技官の助力を得た。ここに付記し、感謝の意を表する。

一方、数値計算について協力を得た航空宇宙技術研究所 伊藤勝宏 博士に感謝の意を表する。

## 参考文献

- (1) Guderley,G.,*Luftraumforsch.*19,(1942),302.
- (2) Mishkin,E.A. and Fujimoto,Y.,*J.Fluid Mech.*89,(1978),61.
- (3) Gardner,J.H.他2名,*J.Fluid Mech.*114,(1982),41.
- (4) Perry,R.W. and Kantrrowitz,A.,*J.Appl.Phys.*22,(1951),878.
- (5) Wu,J.H.T. 他3名 *Shock Tubes and Shock Wave Research, Proc. Eleventh Intern. Symp.on Shock Tubes and Waves, Seattle Univ. Washington Press* (1977),107.
- (6) Takayama,K.他2名 *Theor. Appl. Mech.*32,(1984),117.
- (7) Book,D.L. and Lohner,R.,*Proc.17th ISST&W*,(1989),in press.
- (8) Demmig,F. and Hehmsoth,H.H.,*Proc.17th ISST&W*,(1989) in press.
- (9) Itoh,T. and Abe,K.,*Proc.4th Int.Conf.Applied Numerical Modeling*,(1984),666.
- (10) 渡辺,東北大学大学院修士論文(1990).
- (11) Harten,A.,*J.Comp.Phys.*,Vol.49,(1983),357.
- (12) Itoh,K and Takayama,K,*Proc.16th ISST&W*,(1987),693.
- (13) Roe,P.L.,*J.Comp.Phys.*,Vol.43,(1981),357.
- (14) David,C.I. and Robert,M.Z.,*J.Propulsion*, Vol.5, No.3, (1989), 327.
- (15) Takayama,K.,*Proc.SPIE 398*,(1983),174.
- (16) Takayama,K. and Ben-Dor,G.,*Rep.Inst.High Speed Mech. Tohoku Univ.*,Vol.51,(1986),43.
- (17) 渡辺・高山,衝撃工学シンポジウム講演予稿集(1989),212.
- (18) Sakurai,A 他4名,*Fluid Dynamic Research* 4,(1989),333.