レーザー・キャビティ内の流れの解析*

Analysis of the Flow in Laser Cavity

神 元 五 郎**・連 根 藤***

Goro KAMIMOTO* and K. T. LEN**

Summary

An analysis on the CO₂ Gasdynamic Laser cavity flow is reported. The analysis is based upon the solution for a simultaneous system of fluid dynamic equations and of photon-generating equation under the optimum conditions of the GDL nozzle flow. Numerical examples are performed on the three supersonic nozzles with different nozzle shapes.

1. 緒 言

この報告は CO₂ ガス・ダイナミック・レーザー (CO₂-GDL) のレーザー・キャビティ内のレーザー発振を伴う流れの解析について述べている。すなわち衝撃波によって 1,500°K 前後に加熱圧縮された CO₂-N₂-He の混合気体が超音速ノズルによって膨張し、分子振動励起された CO₂(ν_3) の緩慢な失活の速さと CO₂(ν_1) または CO₂(ν_2) の急速な失活の速さとの間の関係から、ノズル内の流れにおいて CO₂(ν_3) と CO₂(ν_1) ならびに CO₂(ν_3) と CO₂($2\nu_2$) との間に数密度の反転分布を生じる。この状態にあるノズル流れの途中にレーザー共振器を設けると、上記の反転分布と微弱な自然放出とを伴いながら流れてきた CO₂ 混合気がこのレーザー共振器を横切の際、誘導放出を行ない、波長 10.6 μ または 9.6 μ の領域の赤外線レーザー光を放出する。このような CO₂-GDL についての解析は広く行なわれ、この流れの系の運動方程式と分子衝突によるエネルギー移動の緩和方程式とから流れの場を解析し、反転分布^{1),2)}、利得係数^{3),4)}を求め、そのレーザー共振器からのレーザー出力⁵⁾を計算している。

しかしこの CO₂-GDL の出力については、レーザー共振器内の分子の振動エネルギーの移動の機構がまだ十分に理解されていないので、出力の理論的研究は不十分である。既発表の論文の中には、モデルを単純化して最大エネルギー法で出力を見積っているもの⁶⁾、CO₂ の振動準位の振動温度がスロート温度で凍結し、

低い方の振動準位の振動温度がノズル出口の気体の平衡温度に等しいと仮定して最大エネルギーを求めているもの⁷⁾、一様流と仮定して出力を求めたもの⁸⁾、緩和方程式と発振条件⁹⁾とを分離して出力を求めるもの¹⁰⁾、発振条件を満足しながら緩和方程式と運動方程式を解き、出力を求めて行くもの^{11),12)}などがある。さらに CO₂ 混合気のノズル流れの方程式系に輻射項を加えて出力を求めたり、共振器内の発振エネルギーを共振器内の体積について積分して出力を求める方法²⁾もある。

この報告では共振器内の光子の増殖機構¹³⁾を導入し、発振条件を厳密に満足する光子の増殖方程式を運動方程式と緩和方程式とに加え、一つの完全な方程式系を導いている。この方程式系はレーザー共振器内の流体力学的現象と光輻射の現象とを同時に記述するものである。数値解析の例としては、三つの異なる形状のノズルについてレーザー発振に適した初期条件と共振器の特性パラメーターに基づいて数値解析を行ない、共振器内の温度分布、レーザー出力強度と出力とを求めている。

2. 発振機構を考慮した方程式系

CO₂-N₂ 系混合気の超音速ノズル流れの運動方程式と緩和方程式についてはすでに¹⁴⁾述べている。ノズル下流にレーザー共振器がおかれた場合、レーザー光の放出がおこなわれるので、流れのエネルギー保存の式に放出光子のエネルギー項が現れてくる。また緩和方程式には光子の放出と吸収による分子の振動エネルギーの移動の項も含まれなければならない、さらに光子の増殖を記述する増殖方程式も含めなければならない。この場合の方程式系は次のように与えられる。

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} + \left(\frac{1}{RT} - \frac{1}{u^2} \right) \frac{d}{dt} (E_{12} + E_3 + E_N)}{(C_p/u^2) - (C_v/RT)} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{12}}{dt} = & p E_{12} \left\{ \frac{2X_2}{\tau_2} + \frac{4}{\tau_{3,21} v} \frac{\theta_3/\theta_2}{(1-\theta_1)(1-\theta_3)} (1-\theta_2) \right. \\ & \times [(1-\theta_1)X_1(1-X_3) - (1-X_1)(1-\theta_3)X_3] \Big\} \\ & + \Phi c G h \nu_1 \quad (2) \end{aligned}$$

* 昭和52年2月7日 日本航空宇宙学会空力部門委員会主催の流体力学における電算機的应用方式に関する研究シンポジウムにおいて講演。昭和52年5月2日原稿受理。

** 愛知工業大学

*** 東京大学宇宙航空研究所

$$\begin{aligned} \frac{dE_3}{dt} = & pE_3 \left\{ \frac{2}{\tau_{3,21}^V} \frac{1}{1-\theta_1} [(1-\theta_3 X_3)(1-X_1) \right. \\ & \left. -(1-\theta_1 X_1)(1-X_3)] \right. \\ & + \frac{\phi_N}{\tau_{3N}^V} \frac{1}{1-\phi_N} [(1-\theta_3 X_3)(1-X_N) \\ & \left. -(1-\theta_N X_N)(1-X_3)] \right. \\ & \left. - \Phi c G h \nu_3 \right\} \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_N}{dt} = & pE_N \left\{ \frac{\phi_c}{\tau_{3N}^V} \frac{\theta_3/\theta_N}{1-\theta_N} [(1-\theta_N X_N)(1-X_3) \right. \\ & \left. -(1-\theta_3 X_3)(1-X_N)] \right\} \quad (4) \end{aligned}$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \Phi c (G - G_{cav}) \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{u^2}{2} = & h_0 - C_p T - (E_{12} + E_3 + E_N) - \Phi h \nu \\ & - \int_0^{x'} \Phi h \nu c G_{cav} \frac{dx'}{u} \quad (6) \end{aligned}$$

ここに

$$G_{cav} = \frac{1}{2b_{eq}} \ln \left(\frac{1}{r_1 r_2} \right) \quad (7)$$

かつ p, T, t, A, u, x はそれぞれ気体の圧力, 温度, 時間, ノズル断面積, 気体の速度, スロートからの距離であり, R, C_p, C_v はそれぞれ気体定数, 気体分子の並進, 回転の自由度による定圧, 定積比熱, ϕ_M, Φ はそれぞれ M 成分のモル分率と光子密度, E_i, E_i' はそれぞれ i 番目のモードの非平衡振動エネルギーと平衡振動エネルギー (単位質量あたり), $X_i = 1 - (E_i/E_i')$, θ_i はボルツマン因子で, $\theta_i = \exp(-h\nu_i/kT)$ と表わされる。なお h, κ はそれぞれプランク定数, ボルツマン定数, ν_i は i 番目のモードの振動数, $\tau_{3,21}^V, \tau_{3,N}^V, \tau_2$ はそれぞれ CO_2 分子内の振動緩和時間, $\text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{N}_2$ の近共鳴振動緩和時間および $\text{CO}_2(\nu_2)$ の T-V 緩和時間, ν はレーザー光の振動数で, しかもここでは $\text{CO}_2(\nu_3) \sim \text{CO}_2(\nu_1)$ パンドの $P(J)$ 枝 ($J=20$) の遷移の振動数とする。 c は光速, r_1, r_2 は共振鏡の反射率, G, G_{cav} はそれぞれ混合気体の利得係数 (ここでは P 枝の $J=20$ の利得係数 G_{20} にもとづく解析値) と共振器における利得係数のしきい値, h_0 は混合気の岐点エンタルピー, b_{eq} は等価共焦点系共振器の鏡間距離である。また x' は共振器の入口 (流れの上流側) から測った距離である。なお $\tau_{3,21}^V, \tau_{3,N}^V, \tau_2$ はいずれも $\text{atm} \cdot \mu\text{sec}$ の単位で表わす。

この解析に用いられた共振器は曲率半径 1 m, 反射率 0.97 の凹面鏡 2 個が 8 cm の距離において構成されており, この場合の b_{eq} は次の式で表わされている¹⁵⁾。

$$b_{eq} = L \sqrt{\frac{1+g}{1-g}}, \quad g = 1 - \frac{L}{R} \quad (8)$$

ここに L は両凹面鏡間の間隔, R は凹面鏡の曲率半

径である。この共焦点系の軸に垂直の方向の電磁波 TEM_{lm} の強度はそれぞれの方向の径向距離のガウス分布関係と径向距離で構成された l 次または m 次のエルミート多項式の積によって表わされる¹⁶⁾。軸上モード TEM_{00} のみを考えると, 波形は軸を中心とするガウス分布を回転したものになる。そのときのレーザー光のスポット・サイズ w_s は半径幅として次の式で表わされる。

$$w_0 = \sqrt{b_{eq} c / 2\pi\nu} \quad (9)$$

$$w_s = w_0 \left(\frac{1}{1-g^2} \right)^{1/4} \quad (10)$$

ここに w_0 は共振器中央でのレーザー光のスポット・サイズである。ここで共振器の等価間隔は 40 cm, その固有振動線の間隔は 0.375 GHz である。 CO_2 P 枝の $P(20)$ と $P(18)$ のスペクトル中心線の間隔はほぼ 48 GHz で, これは 10.6μ レーザー光線の振動数の $(m/M)^{-1/2}$ 倍のオーダーのものである。ここに m は電子の質量, M は CO_2 の分子量である。ゆえに $P(20)$ と $P(18)$ の間には約 128 本の共振器の発振線を経ている。 $P(20)$ のスペクトル線の自然広がり半径幅は約 13 MHz, ドプラ広がり幅は約 50 MHz, また衝突広がり幅は 10 MHz のオーダーで, これらの広がりはいずれも共振器の固有振動スペクトル線の間隔より小さい。

3. 数値解析

数値解析に用いられた混合気は CO_2 5%, N_2 25%, He 70% のもので, 第 1 図に示された三つのノズルについて行なわれた。スロートの高さは 3 mm, スロート下流 7 cm のところから共振器が始まり, 10 cm のところに共振器の中心光軸がある。つまりレーザー・キャビティはスロート下流 7 cm から 13 cm の間にある。この三種類の二次元ノズルの形状は次の式で表わされる。

ノズル 1:

$$y_1 = 0.15 + r - \sqrt{r^2 - x^2}, \quad x \leq 0.204 \text{ cm}, \quad r = 1 \text{ cm}$$

第1図 三つのノズルの形状

$$y_2 = 0.15 + 0.21(x - 0.103), \quad x \geq 0.204 \text{ cm}$$

ノズル 2:

$$y_1 = 0.15 + r - \sqrt{r^2 - x^2},$$

$$x \leq 0.166 \text{ cm}, \quad r = 0.184 \text{ cm}$$

$$y_2 = 0.15 + 2.1[(x - 0.0542)/10]^{1/2},$$

$$x \geq 0.166 \text{ cm}$$

ノズル 3:

$$y_1 = 0.15 + r - \sqrt{r^2 - x^2},$$

$$x \leq 0.31 \text{ cm}, \quad r = 0.317 \text{ cm}$$

$$y_2 = 0.15 + 2.1[(x - 0.299)/10]^{1/3}, \quad x \geq 0.31 \text{ cm}$$

ここに r はスロートにおける曲率半径である。各ノズルはスロートにおいてこの r の半径で丸められた後、それぞれ距離の一次式、1/2次式、1/3次式の形で表される曲線と滑かに接しており、接点の勾配はそれぞれ 0.21, 2.1 と 4.861 である。

第2図においては共振器の配置と光子の経路とが示されている。共振器内に入る気体の熱力学的性質はレーザー出力に大きく影響する。この性質から決まる気体の利得係数が共振器における利得係数のしきい値を越える場合には、(5)式の右辺は正となり、光子は増殖される。他方利得係数がしきい値に達しない場合、光子は増殖されない。しかし共振器内に入ってから気体は膨張を続けて、利得係数は次第に増加し、共振器下流でしきい値を越す場合がある。(第7図がその例である) 用いられた共振器の $b_{eq} = 40 \text{ cm}$, $w_0 = 8.13 \times 10^{-3} \text{ cm}$, $w_s = 0.013 \text{ cm}$ で、しきい値は $G_{thr} = 0.28 (1/\text{cm})$ である。

衝撃波によって加熱された混合気はノズル・スロートを経て超音速ノズル内で膨張し、共振器に入るまで

第2図 共振器の形状

の流体力学的な計算は(1)~(4)式において $\phi = 0$ として既報¹⁴⁾に求めている。この場合の計算の積分間隔は 0.001 cm で、気流がこの積分間隔を通過する時間間隔は 5 nsec 程度で、これは $\tau_{3,21}^V$, $\tau_{3,N}^V$, τ_2 の緩和時間よりも小さく、緩和安定条件を満足している。計算の結果はスロート半径 r と積分間隔の微小変化に影響を受けないことが確認された。共振器入口下流のレーザー・キャビティ内の計算には、以上の共振器入口までの積分した値を初期値とし、(1)~(4)式に(5)式を加えた方程式系について共振器入口から流れに沿って積分して行く。この場合自然放出による光子密度の初期値としては定常光子の 10^{-9} 倍をとっている。この光子の初期値は光子の増殖の速度を左右するのみで、光子の最大値には影響しないから、レーザー出力は光子の初期値の影響を受けない。以上の計算の積分の時間間隔は 0.5 nsec である。気体が共振器内に入ると、第2図に示すように、光子は共振器内を往復し、増殖しながら光軸に近づき、最後には(10)式で与えられるスポット・サイズに収縮して行く。

共振器内でのエネルギー保存則は壁への熱伝達を無視して(6)式で表わされる。気体の岐点エンタルピは気体の運動エネルギーと内部エネルギー(平衡)、分子の各振動モードに含まれている振動エネルギー、共振器内の光子エネルギーと共振器系により持出されたレーザー・エネルギーとの和である。そしてこの(6)式の右辺の最後の項を共振器の流れの方向の長さに互って積分した値がレーザー出力を与える。これは共振器内の温度分布、光子密度分布が判れば計算できる。

4. 計算結果と考察

数値計算の結果は第3図以下に示そう。

第3図には、三つの形状の異なるノイズについて、ノズル・スロートから共振器入口までの平衡温度分布と利得係数 G_{20} の分布を比較している。利得係数は

第3図 ノズル内の温度と利得係数の分布

スロート近辺での膨張の仕方に大きく左右されるので、ノズル3のような急膨張の場合は利得係数は増大する。スロートから下流7cmのところでの値は、レーザー・キャビティ内の積分の初期値として用いた。

第4図はノズル1の場合の共振器内の温度分布、振動温度分布を示す。温度が最終値に近づく前に光子の放出と吸収(第5図で説明する)によって変動する。点線は共振器のない場合の流れの解であって、共振器によってレーザー光のエネルギー放出によって、振動の上準位の温度は下流に向かって下降し、下準位の温度は上昇する。この場合の岐点温度は $1,400^{\circ}\text{K}$ 、岐点圧力は4 atmで、利得係数のしきい値は 0.28 m^{-1} である。

第5図にはノズル1で同じ岐点状態の下で共振器内の光子の分布と利得係数の分布を示す。横軸は第4図

第4図 共振器内の温度分布

第5図 共振器内の光子密度と利得係数の変化

の場合と同様に共振器内を流れが通過する時間を取り、しかもその対数目盛で示している。これは既報^{12), 14)}にも示すようにレーザー・キャビティ内に入った瞬間に極めて激しい変化がおこるので、それを明瞭に示すためのものである。縦軸は光子密度 ϕ と P 枝の $J=20$ に相当する利得係数 G_{20} とを表わしている。自然放出と反転分布とを伴いながらノズル内を流れて来た混合気体が共振器内に入ると、誘導放出が起こされ、光子密度が増加する。この輻射とルミネセンスの過程のために、 $\text{CO}_2(\nu_3)$ の数密度反転分布が減少し、したがって利得係数が減少する。利得係数 G_{20} がしきい値 G_{cav} まで減少した時点において光子密度 ϕ は最初のピーク値に到達する。その後 $G_{20}-G_{cav}$ の値が負となり、 ϕ は減少の方向に向かう。これは $\text{CO}_2(\nu_3)$ 分子がレーザー光による励起過程(または吸収過程)であって、この過程によって反転分布と利得係数は最小値を経て増加の方向に進む。そして $G_{20}=G_{cav}$ まで増大すると、誘導放出の過程が再開され、 ϕ が増加する。このとき G_{20} はなお増加の方向に向かっており、 G_{20} がピークを過ぎて、三度目の $G_{20}=G_{cav}$ の状態になったとき、 ϕ が二度目のピークに到達する。つまり $G_{20}>G_{cav}$ の範囲では $\text{CO}_2(\nu_3)$ 分子は誘導放出を行ない、 $G_{20}<G_{cav}$ の範囲では $\text{CO}_2(\nu_3)$ 分子は吸収を行なっている。そして G_{20} のしきい値 G_{cav} に対する変動は減衰しつつ、この G_{cav} の値に近づいて行く。 ϕ はそれに従って変動する。これらの変動に従って第4図の振動温度も変動し、平衡温度分布も変化する。この場合の変動の周期は約 $5\mu\text{sec}$ で、これは G_{20} の初期値と共振器のしきい値に依存する。

第6図は共振器によるレーザー出力 P とその出力強度 S (watt/nsec) の時間的変化を示す。この出力 P は共振器入口から出口までの出力強度の積分値であ

第6図 共振器内の出力と出力強度の分布

る。 P の大きさは共振器の長さに依存するが、この計算例では、6 cm の長さの共振器によって気体のもつレーザ・エネルギーの 96% を発振している。この場合共振器をこれ以上長くしても発振効率は僅かに増加するに過ぎない。出力強度 S は共振器入口近くで大きい反転分布により大きい分布をもつが、その後半で分布はかなり小さくなる。図中 End という記号は共振器出口に相当する。

第 7 図は気体が共振器に入る前に、利得係数 G_{20} が共振器のしきい値 G_{cav} に達していないときの利得係数と光子密度 ϕ の時間的変化を示す。共振器内に入ってから、混合気はさらに膨張し、利得係数がしきい値に達する点 A まで誘導放出は起こらない。この場合出力を得るためには、共振器の長さを増加しなければならない。図に示されている点線の出力 P は、共振器がさらに下流にまで続いているとした場合の出力分布である。

第 8 図は岐点状態をパラメータとしてレーザ出力の変化を求めている。すなわち岐点温度 1,400°K と 1,600°K の二つの場合について、三種の異なる形状のノズルにおける出力 P を岐点圧力 p_0 に対して求め

第 7 図 共振器内の利得係数，光子密度の分布
発振しない例

第 8 図 レーザ出力の圧力依存性

第 1 表 共振器入口でのエネルギーの分配

$T_0(^{\circ}\text{K})$	$h_0(\text{j/g})$	$KE(\text{j/g})$	$h(\text{j/g})$	$E_l(\text{j/g})$	$E_u(\text{j/g})$
$p_0(\text{atm})$	%	%	%	%	%
1400	2866	2410	436	214	175
8	100	841	15.2	0.08	0.62
1600	3305	2765	506	3.66	30.7
8	100	83.7	15.3	0.10	0.90

ている。低い岐点圧力では三つのノズルは同程度の出力を与える。高い圧力ではノズル 3 が適していることが判る。もちろんノズル 3 のように急拡大の形状に流れの一次元的取扱いが適用されるのは不適当であるが、この計算によると大出力レーザを得るには、ノズル 3 のような形状のものを高い岐点圧力の下に使用の方がよいことが判る。

最後に第 1 表は共振器入口における混合気の種類々のエネルギーの分布とその割合を示す。計算例はノズル 1 について行なわれた。岐点温度を高めると、レーザ発振の分子振動の上位準位のエネルギーは急速に増える。このうちレーザ光になり得るエネルギーは $E_a + E_n$ のうちの僅か的一部分で、岐点温度 1,400°K の場合、共振器入口において 0.62% である。用いた混合気の分子量は 12 で、衝撃波管内の気体が 1 モルとすると、岐点圧力 8 atm で $E_a + E_n$ のエネルギーは 210 Joules となる。この約 3% がレーザ・エネルギーに変わり、約 6.3 Joules を発生する。この場合ノズル・スロートを通る定常流は約 20 msec であるから、結局 300 Watts 程度の出力を得る。これは厳密な数値計算結果と一致する。ノズル内の気体の流れを一つの閉じた循環系にすると¹⁶⁾、ノズル出口の運動エネルギーは回収されて、レーザ効率にはさらに高くなる。

4. 結 論

この報告は CO_2 ガス・ダイナミック・レーザの共振器内の輻射を伴う非平衡流れを解析するにあたり光子の増殖機構を導入している。従来発表されているレーザ出力の解析はいずれも流体力学的方程式系と光学系方程式系とを分離して行なわれて来たが、ここではこれらの方程式系を同時に満足する解を求めて来た。その結果共振器内のレーザ発振現象は光の輻射と吸収を交互に繰返しながら減衰して行くことが判った。

計算例を三つの形状の異なるノズルの出力について比較した。大出力レーザを得るには、岐点圧力を大きくする必要があり、かつその場合急膨張のノズルの方が高い出力を与えることが示された。また特定のノズルを用いて岐点温度が一定の場合、最大出力を与える岐点圧力が存在し、それは岐点温度の増加とともに

増加するが、この傾向は文献¹⁷⁾の実験結果と一致する。

この研究は昭和49年度試験研究(985015)“大出力ガス・ダイナミック・レーザの試作研究”の科学研究費の一部であり、目下これに対応する実験が行なわれている。ここに文部省研究助成課に対して感謝する次第である。

参 考 文 献

- 1) N. G. BASOV, et al.: Soviet Phys. Tech. Phys. **13**, 1630 (1969).
- 2) T. JUST and P. RUTH: Z. Flugwiss. **21**, 242 (1973).
- 3) J. P. ANDERSON, Jr.: NOLTR-70-198.
- 4) C. K. N. PATEL: Phys. Rev. **136**, A1187 (1964).
- 5) G. LEE: Phys. Fluids **17**, 644 (1974).
- 6) C. CASON and T. E. HORTON: Phys. Letters **36** A, 303 (1971).
- 7) J. D. ANDERSON, Jr. and F. L. HARRIS: Laser Focus

- 8, 32 (1972).
- 8) T. A. COOL: J. Appl. Phys. **14**, 3563 (1969).
- 9) W. C. MARLOW: J. Appl. Phys. **14**, 4019 (1970), W. W. RIGROD, J. Appl. Phys. **34**, 2606 (1963).
- 10) G. LEE, F. E. GOWEN and J. R. HAGEN: AIAA J. **10**, 65 (1972).
- 11) T. O. POEHLER, et al.: IEEE J. QE **9**, 89 (1973).
- 12) G. KAMIMOTO and K. T. LEN: Proc. 10th. Inter. Shock Tube Symp. Kyoto (1975).
- 13) W. G. WAGNER and B. A. LENGVEL: J. Appl. Phys. **34**, 2040 (1963).
- 14) 松為宏幸, 神元五郎, 連 根藤: 日本航空宇宙学会誌 **22**, 591 (1974).
神元五郎, 連 根藤: 日本航空宇宙学会誌 **24**, 407 (1976).
- 15) S. ORAZIO: Principles of Lasers Chap. 4 (1976) Plenum Press, N. Y.
- 16) A. HERZBERG, et al.: AIAA J. **1**, 394 (1972).
- 17) K. SATO and T. SEKIGUCHI: J. Phys. Soc. Japan **36**, 808 (1974).

キノコ型縦渦生成の過程*

Process of Formation of a Mushroom-type Longitudinal Vortex

伊 藤 光**
Akira Ito

Abstract

The formation of mushroom-type longitudinal vortices with streamwise axes is noticed in the boundary layer both along flat walls and along curved ones of a two-dimensional convergent nozzle. The vortex formed on the flat wall is examined experimentally. Air flow in the boundary layer is visualized by using evaporated-gas-oil smoke, which is supplied to the convergent nozzle through two-types of slit-nozzles set at two of the upstream walls. Owing to static-pressure gradient perpendicular to the nozzle axis, cross-flow in the boundary layer is generated, and the cross-flow is concentrated and gradually developed into a mushroom-type vortex.

1. ま え が き

二次元縮流筒の平面壁および曲面壁に沿う境界層中に、断面形がキノコの切断面に似た縦渦が生成されるのを見受けた¹⁾。従来、定常流中の縦渦としては、凹曲面壁に沿って生成される GÖRTLER 渦が知られているが、キノコ型の縦渦は未報告の渦に属すると考えられるので、まず二次元縮流筒の平面壁に沿って生成される縦渦について、どのような経過で渦が作られてゆ

くか、その過程を観察した。

2. 実 験 装 置

第1図に観察に使用した縮流筒を示す。渦の観察を容易にするために、透明な硬質塩化ビニール樹脂板で、絞り比10のやや大型の縮流筒を製作した。第1表に縮流筒曲面壁の座標を、また第2図に筒内の流速分布および静圧分布の計算値を示す²⁾。曲面壁上の静圧 p_s と平面壁中心線上の静圧 p_c との差は、筒入口近くで緩やかに変化しており、また入口に近い曲面壁での圧力上昇は十分緩やかで流れの剥離がおこりにく

第1表 縮流筒曲面壁の座標

$x/\frac{1}{2}b$	$y/\frac{1}{2}b$	$x/\frac{1}{2}b$	$y/\frac{1}{2}b$
0	0.9999	1.1	0.3125
0.1	0.9948	1.2	0.2670
0.2	0.9679	1.3	0.2303
0.3	0.9226	1.4	0.2010
0.4	0.8616	1.5	0.1777
0.5	0.7877	1.6	0.1594
0.6	0.7028	1.7	0.1451
0.7	0.6099	1.8	0.1340
0.8	0.5184	1.9	0.1255
0.9	0.4370	2.0	0.1191
1.0	0.3687	2.5	0.1042

* 昭和49年10月25日、日本航空宇宙学会主催第6回流体力学懇談会にて発表、昭和52年4月12日原稿受理

** 明治大学工学部