

UDC 621. 694

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-109

大型空気エゼクタの研究

藤井昭一・五味光男・菅原 昇

1966 年 7 月

航空宇宙技術研究所

NATIONAL AEROSPACA LABORATORY

既 刊 報 告

- T R-85 回転翼の線型理論 (II)  
—揚力線理論—  
Linearized Aerodynamic Theory of Rotor  
Blades (II)  
—Lifting-Line Theory— 1965年3月 市川輝雄
- T R-86 高速多段軸流圧縮機の部分負荷特性の一計算  
法  
A Method for Predicting the Off-design  
Preformance of Multi-Stage Axial-Flow  
Compressors Operating in the Transonic  
Flow 1965年5月 松木正勝, 藤井昭一  
五味光男
- T R-87 亜音速流中のパネルフラッタとダイバージェ  
ンス (II) 圧縮流理論 (III) 実験的研究  
Theoretical Study of Two-Dimensional  
Panel Flutter and Panel Divergence in  
Subsonic Flow  
(II) Compressible Flow Case  
(III) Experimental Study 1965年6月 石井孝雄
- T R-88 尾翼, 胴体結合構造物の地上振動試験結果に  
関する定性的な吟味  
Qualitative Examinations on the Results of  
Ground Vibration Tests of Tail Wing-  
Fueslage Combination Structure 1965年6月 塙 武敏, 越出慎一
- T R-89 垂直突風および航空機の突風応答に関する実  
験的研究  
An Experimental Investigation on Vertical  
Gusts and the Airplane Response 1965年6月 小野幸一, 山根皓三郎
- T R-90 ヒステリシスループの形, 繰返しによる形の  
変化および繰返し後の塑性流動応力の上昇  
(第一報 実験, 第二報 ねじりの場合の理  
論)  
The Shape of Mechanical Hysteresis Loop,  
its deformation due to Stress Repetition  
and Resulting Increase in Flow Stress  
(Part 1. Experiment, Part 2. Theory for  
Torsion) 1965年7月 中西不二夫, 佐藤和郎  
永井文雄
- T R-91 固体プロペラントの割れ目内への火炎伝ば  
(I)  
Flame Propagation into the Gap of Solid  
Propellant Grain (I) 1965年7月 五代富文
- T R-92 ロケット胴体をまわる超音速流の一近似解法  
(I) —迎角0のとき—  
An Approximate Calculation for Supersonic  
Flow Past Bodies of Rocket Vehicles (I)  
—Linearized Flow with Axial Symmetry— 1965年8月 谷 喬
- T R-93 遷音速動安定試験  
Dynamic Testing at Transonic Speed 1965年10月 小橋安次郎, 河野長正  
西 武徳
- T R-94 翼幅方向に一樣な揚力分布をもつ半無限の後  
退翼  
On the Camber Lines of Semi-Infinite  
Sweptback Wings which give Uniform  
Spanwise Load Distribution 1965年10月 河崎俊夫
- T R-95 飛行機の縦の操縦特性に関する二三の考察  
A Few Comments on the Longitudinal  
Handling Qualities of Airplanes 1965年11月 荒木 浩
- T R-96T A Generalized Functional Formalism for  
Turbulence Dec. 1965 Iwao HOSOKAWA
- T R-97 圧縮性と壁形状を考慮した軸流ターボ機械の  
作動円盤理論 (I) —軸対称流れ—  
A Theoretical Investigation of the Com-  
pressible Flow Through the Axial Turbo-  
Machines (I)  
—Non-Swirling Fluids in Ducts— 1965年12月 藤井昭一
- T R-98 後退角45°, アスペクト比4.0の薄い片持翼  
の遷音速フラッタ特性に及ぼすテーパ比の  
影響の実験的研究  
Some Effects of Taper Ratio on the Tran-  
sonic Flutter Characteristics of a Series  
of Thin Cantilever Wings Having a  
Sweptback Angle of 45° and an Aspect  
Ratio 4.0 1965年12月 中井暎一, 高木俊朗  
安藤泰勝

# 大型空気エセクタの研究\*

藤井昭一\*\*・五味光男\*\*・菅原 昇\*\*

## A Study on the Large-Scale Air Ejector

By Shoichi FUJII, Mitsuo GOMI and Noboru SUGAHARA

The ejector, in its various forms, has a wide range of application in engineering practice because of its simplicity. However, a limited amount of work has been devoted to the study of considerably large-scale ejectors, although much results of experimental works of the small-size ejectors are available. Therefore, the study described herein relates to an air-ejector having 600 milli-meters as its diameter of mixing tube, mounting up to the full length of about 7,000 milli-meters. One part of this paper contains the results of exploratory experiment carried out to determine the performance of center-jet type ejector; in experiments, the ratio of combining-tube area to driving-nozzle area was varied in two steps (namely, 6.8 and 9.0), covering a range of mass ratios from 0 to 1.4 and compression ratios ranging from 1.03 to 1.38. In another part, efforts were made to develop a mathematical analysis concerning the mixing of two-streams confined by constant-area duct. In this analytical treatment the concept of mixing-length was employed using the assumption of approximate self-preservation.

The experimental results lead to a tentative conclusion that the performance of large-scale air-ejectors may be roughly predictable from those of small-size ejectors, of which the design data have been provided by much works previously done.

It is also shown analytically that the mixing-lengths of turbulent fluids in our ejector, are ranging from about 0.1 to 0.2 times the semi-diameter of combining tube, according to the mode of action.

The thus developed ejector is being used as a device of pumping large quantities of air in order to realize the high-speed axial velocities passing through a single-stage axial-flow compressor in our laboratory.

## 1. 緒 言

空気エセクタは一種の効率の悪い真空ポンプであると解釈でき、その構造が簡単であること、回転部分が全くないためにメンテナンスなどが不必要であることなどの理由から、工学上ではしばしば用いられている。また、最近ではロケットエンジンのノズルの高空シミュレーションのための真

---

\* 昭和41年5月23日受付

\*\* 原動機部

空装置としても使われている<sup>14)</sup>。

さて、本研究の目的の一つは単段軸流圧縮機の試験のさい、その出口管に大型のエゼクタを取り付けて大容量の流量、したがって高速の軸流速度をもった圧縮機を実現させることにあった。すなわちジェットエンジン用多段圧縮機の高圧力化に伴い、段当りの受持つ圧力もできるだけ高くすることが要求され、当然、高速気流中の回転翼列試験、なかでも単段圧縮機としての単独試験も合わせて必要となり、その試験装置の一つとして大型の空気エゼクタを開発した。したがって、設計要目や性能試験など空気エゼクタ単体としても、興味ある結果であろうから、ここに報告する。

エゼクタの研究は古くから(1930年代)行なわれており、その作動流体も空気に限らず、蒸気、水その他各種の流体にわたっており、エゼクタの形状や構造も必要に応じていろいろなものが考案されている。しかし、これから述べるものは、圧力比1.2~1.4程度の中心噴出型 (Center-jet Type) で、全長約7,000mmの大型の空気エゼクタである。

かなり小型のエゼクタに関する設計データは、各種の文献<sup>1)~3), 10)~12)</sup>により得られるがこれらを大型のエゼクタに適用した場合、どのようになるか検討する必要があるだろう。すなわち、Kastner & Spooner<sup>2)</sup> は全長800mm程度のエゼクタについて、面積比やデフューザ長さなどを変化させて数多くの組合せを作り、実験的に最良の性能を追求した。Manganiello & Bogatsky<sup>3)</sup> は航空原動機の冷却用に開発した全長約1,000mmの矩形エゼクタについて実験データと全体性能に関する理論解析を報告した。高島と長谷川<sup>10)</sup>は化学工業用の超音速エゼクタの実験結果と全体性能の理論を示している。大型のものとしては宮田<sup>9)</sup>のものがあるが具体的な寸法や実験値は明記されていない。

要するにエゼクタとは二つの速度の異なる流体の混合が起こり、運動量の移行が行なわれるのであるから、空気力学的にみてかなり複雑な現象である。したがって、途中の混合というプロセスを考えないで全体としてみた性能に関する理論解析は、前述したようにかなり行なわれている。渡部ら<sup>11), 12)</sup>は混合が進行する過程での壁圧分布について克明な実験結果をあげているが、解析的な考察は述べていない。もちろん、混合そのものに対する理論的な研究は数多くあり、Pai<sup>4)</sup>の報告などは代表的なものであろう。そこで、本研究は大型である特長を生かして混合管中の現象にも注目し、混合管の入口と出口の全圧分布および管に沿っての静圧上昇に関する実験データを得た。また、混合管中の流体に運動量の保存則を適用し、速度分布を仮定することによって圧力上昇などを理論解析することを試みた。

## 2. エゼクタ本体の空力設計

### 2.1 要 求 性 能

単段圧縮機試験のために一次空気側から約20 kg/sの空気量を流したとき、二次空気として約20 kg/s すなわち流量比1.0を確保すること。設置場所などの制約から混合管内径を600mm程度

にすること。したがって、一次側の空気はチョーク (choke) してノズル出口では音速流となるであらう。

## 2.2 設 計 要 目

図1にみるように、性能に及ぼす因子として各種のものがあるが、小形空気エゼクタの研究により得られた設計資料、なかでも Kastner & Spooner<sup>2)</sup> を最も参考にして次のように各要目を定めた。

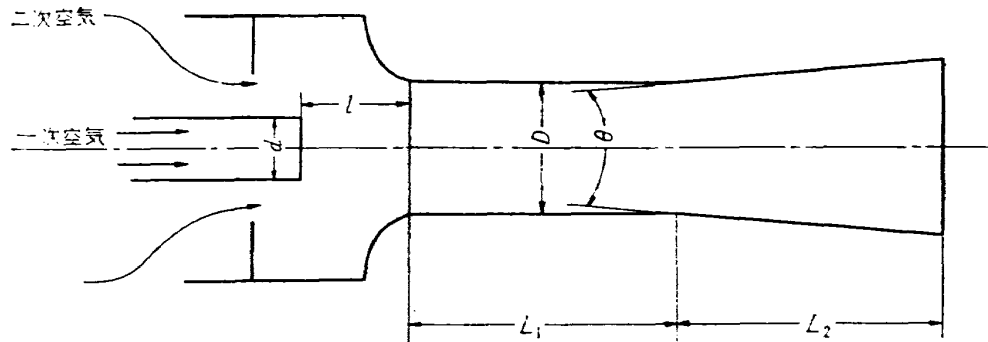


図1 各部分の記号

### 2.2.1 混合管面積とノズル面積との比 $(D/d)^2$

かなり重要な因子であるが、少し不確実性を伴うものであるから  $(D/d)^2=9.0, 6.8$  の2種類を検討することにした。したがって  $D=600\text{ mm}$  を採用したので  $d=200, 230\text{ mm}$  のノズルを用意した。

### 2.2.2 混合管長さと混合管内径の比 $L_1/D$

$L_1$  が小さすぎると混合が十分終わらないで、デフューザにはいることになり、逆に大きすぎるとデフューザが不要となりエゼクタ全体の性能を悪化させる原因ともなる。 $L_1/D=7.0\sim 8.0$  ぐらいのものが小型のものでは最適とされているが、この数字を大型に適用すると非常に長いエゼクタになる。そこで  $L_1/D=4.0$  程度ならば、それほど性能が悪化しないでかつエゼクタ全長をできるだけ小さくおさえることができるので、ここでは  $L_1/D=4.0$  にとどめた。

### 2.2.3 ノズル出口から混合管平行部までの距離 $l$

$l/D$  をプロゼクション比 (Projection Ratio) と定義すると、 $L_1/D$  が  $4.0$  を越えた付近では、 $l/D=1.0$  程度が最適とみられるので、ノズルを長いめに製作し、それを切断することで  $l$  として  $200\text{ mm}$  から  $660\text{ mm}$  ぐらいまで変化できるようにした。したがって  $l/D=0.33\sim 1.10$  の範囲を得ることができる。

### 2.2.4 デフューザの広がり角 $\theta$

面積比  $(D/d)^2$  が  $25$  以下のとき広がり角は重要な因子であるが  $10^\circ$  を越えることは適當でない。つまり  $5\sim 10^\circ$  が推しょうされている。したがって  $\theta=6^\circ$  を採用した。



### 3. 実験装置

実験装置の全体系統を図2に示す。まず駆動空気（一次側空気）は、当部試験設備として使用されている圧力比 3.1，空気量 25 kg/s の10段軸流圧縮機より圧送される空気を利用した。この駆動空気は、途中で流量測定と調整のためにロート弁および入口制御弁を通過し、チャンバー内のノズルより噴出する。一方，吸入空気（二次側空気）は大気より吸入し直径 600 mm の空気管を通り，途中の制御弁によって流量調整された後，チャンバーに流入する。このときチャンバー内で二次空気が回転運動を起こさないようにバップルプレートを一枚取り付け付けた。なお，単段圧縮機試験のときはこの二次側の直径 600 mm の管の端に，圧縮機出口の管を連結する。また，エゼクタ本体は図3に示すようにチャンバー，ノズル，混合管およびデフューザよりなり，当部空気タービン用の排気塔（写真1）内にたて型に設置した。

### 4. 実験方法と測定

実験したエゼクタの幾何学的形状は表1のとおりである。すなわち，混合管とデフューザの形状を一定とし，ノズルの径，したがって混合管とノズルの面積比  $(D/d)^2$  を変えた場合およびノズル先端と混合管平行部との距離  $l$  を変化させた場合について実験した。表1の実験番号（大分類）の

表1 実験に供したエゼクタの形状

実験番号 (大分類)	ノズル径 $d$	面積比 $(D/d)^2$	ノズル先端と平行部 との距離 $l$
10×	200mm	9.00	200mm
60×	200	9.00	400
20×	200	9.00	600
30×	230	6.81	200
40×	230	6.81	430
50×	230	6.81	660

項目で 10× や 20× などと表示してあるのは，それぞれその形状をもったエゼクタのデータには 100番台，200番台の実験番号が付いていることを意味している。使用したノズルは図4に示すようにいずれも先細ノズルであって， $l$  を変化させるためにその先端を点線で示す位置で切断した。駆動空気については，前述したようにロート弁に装置された流量計により空気流量を測定し，さらに制御弁によって所望の空気流量に調節したあとノズルから噴出する直前において全温全圧管を装置し，全温，全圧を計測した。吸入空気の流量は，制御弁前に設けられたオリフィスによって測定した。静圧は図5に示すように壁に直径 1 mm の静圧孔をデフューザに 5 個，混合管に 15 個（平行部入口，出口については両端とも円周方向に 3 箇所），混合管入口のベルマウスに 1 個およびチャン

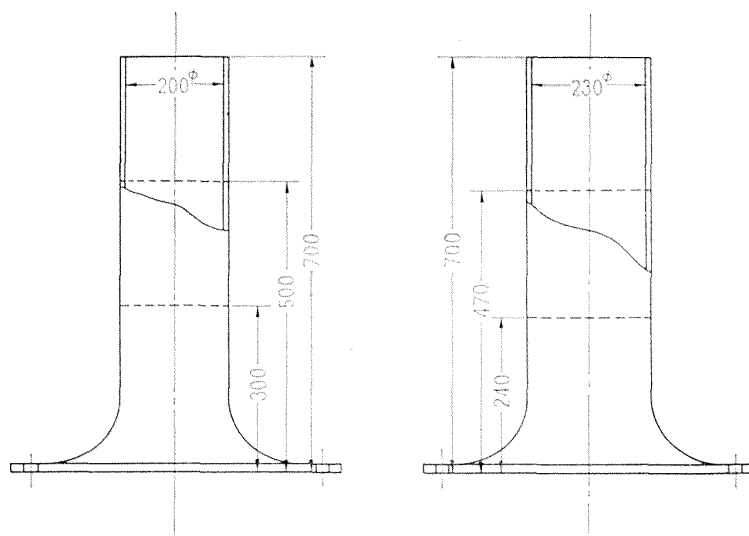


図 4 ノズル

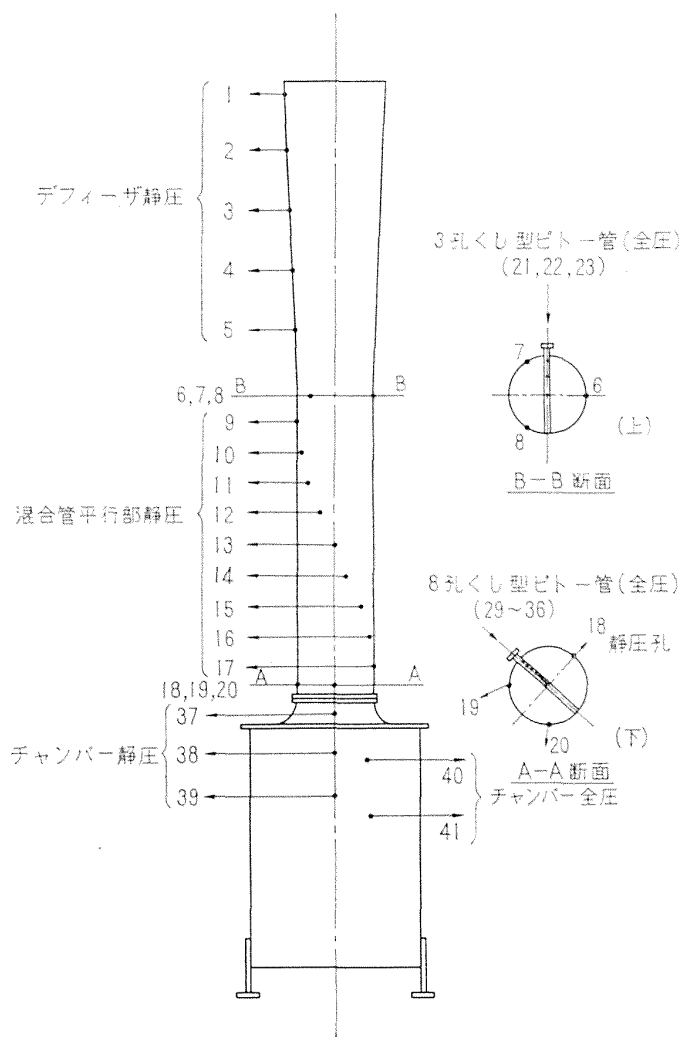


図 5 静圧測定孔および全圧管の位置

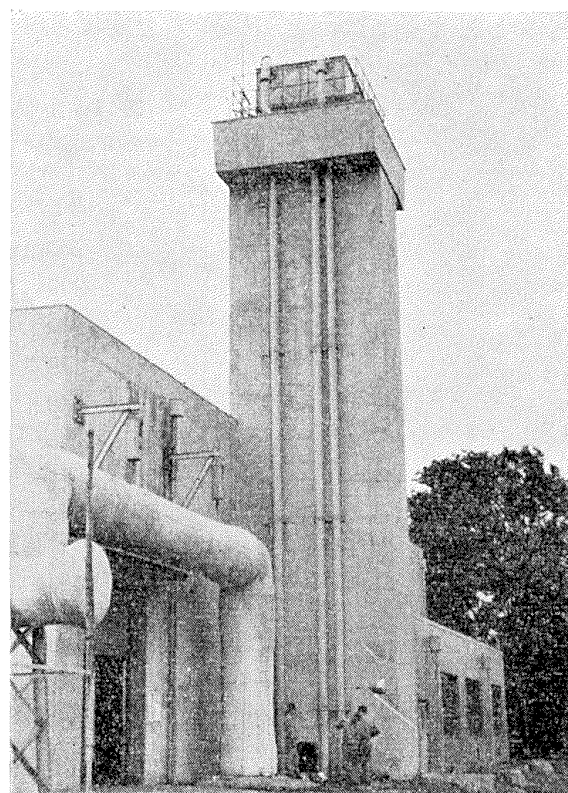


写真 1 エゼクタを設置した排気塔



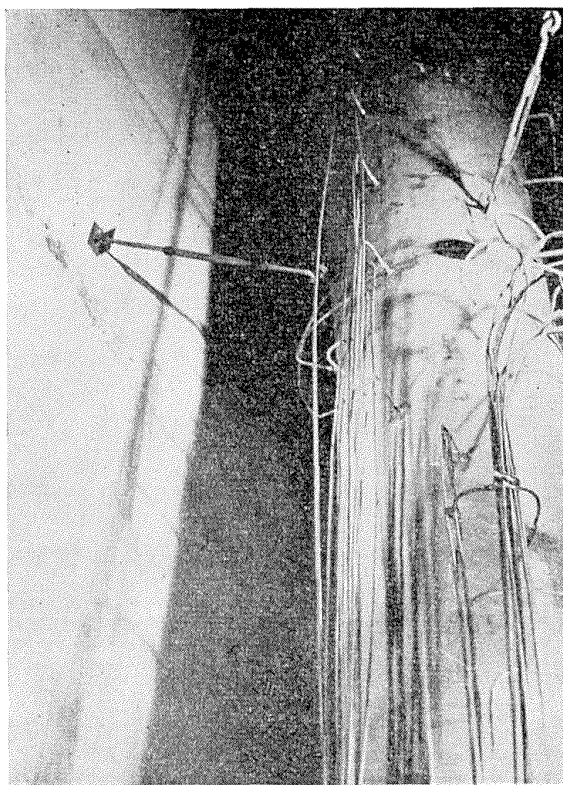


写真 2 混合管とデフューザ

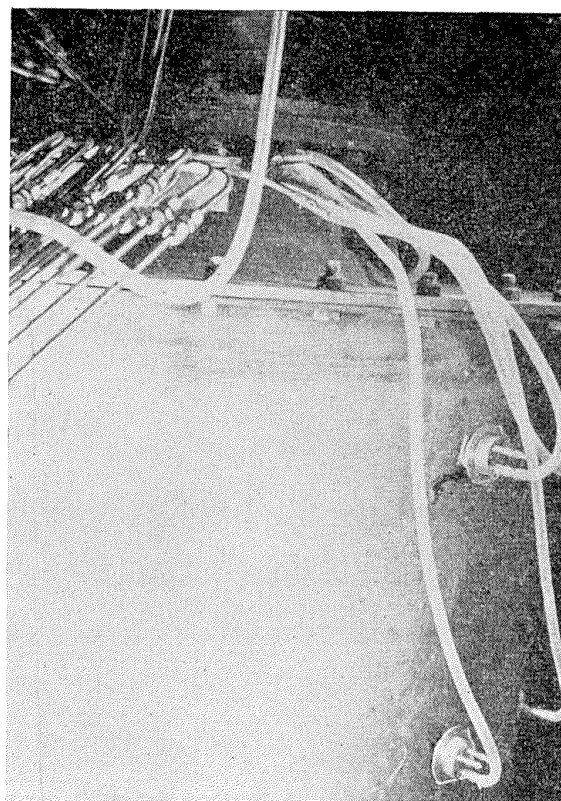


写真 3 チャンバーとベルマウス

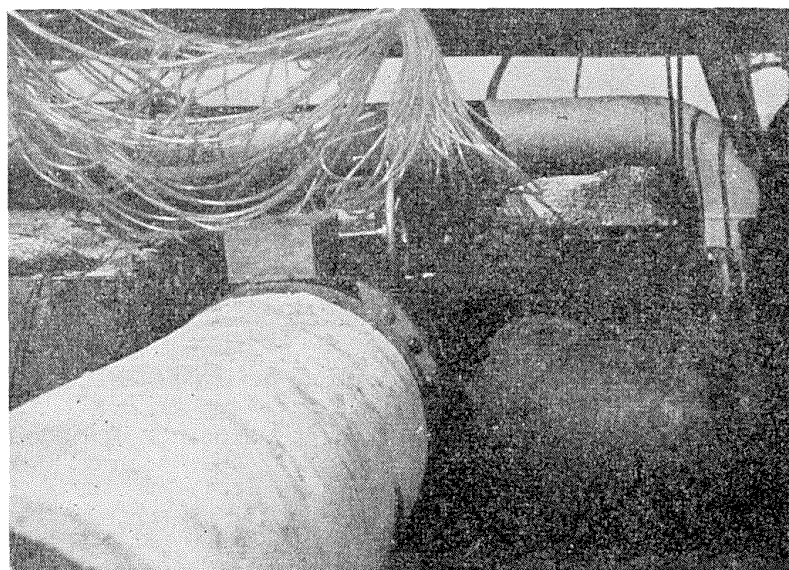


写真 4 一次および二次空気管

バーに2個、合計23個あけた。次に全圧測定のためにチャンバー内に全圧ピトー管2本および混合管平行部の入口、出口にくし型ピトー管を装入した。写真2に外部からみた混合管とデフューザの一部を、写真3にチャンバーと混合管入口のベルマウスの部分を示す。静圧は銅パイプで排気塔出口まで導き、その後はビニール管によって水銀マンオメータにつないだ。全圧はピトー管出口から直接ビニール管を通して水銀マンオメータに、オリフィス差圧やその静圧など流量に関係する圧力はブルドン管を使用した圧力計で、温度は鉄・コンスタンタンの熱電対でそれぞれ測定した。なお写真4の右下はチャンバー流入前の一次空気管であり、左下は二次空気管とその制御弁である。

## 5. 全体性能に対する実験結果

エゼクタの全体性能を表わす最も慣用的な方法は、真空度または圧力比を流量比に対して示すことである。なお、圧力比とは大気圧とチャンバー内の静圧の比であり、流量比とは吸入空気量を駆動空気量で割った値である。ここでは、流量比に対して圧力比を表わす曲線を図6と図7に示す。駆動空気量を三種類変えてそれらをパラメータにしてあるが、一次側の流量が流量計で直読できるために他の報告でよくみられるように、駆動圧力をパラメータにしなかった。ノズル径が200mm（図6）のときは  $G_1=17.0 \text{ kg/s}$ 、230mm（図7）のときは  $G_1=21.2 \text{ kg/s}$  をそれぞれの最大駆動空気量として記入したが、いずれもチョークした状態か、またはそれより約  $0.2 \text{ kg/s}$  少ない流量である。すなわち、実験日によって駆動空気を送る圧縮機の入口状態量（大気圧、大気温度）が変化するために、ノズル径が一定でも得られる最大空気量は異なってくる。したがって、駆動空気の最大付近を測定する場合、大気温度が通常より低い日は、実際に得られる最大空気量より少しセーブして実験した。流量比  $m=0$  は吸入側の入口弁を完全に閉じた場合であり、 $m$  の最大値は入口弁を全開したとき吸入管の抵抗などから定まるものである。駆動空気量が大きいほど得られる圧力比、したがって真空度は高く、本実験で得た最大の真空度は  $-207 \text{ mmHg}$ （ゲージ圧）であった。流量比がふえると当然圧力比が小さくなるが駆動空気量が大きいほど圧力比が減少する割合も大である。駆動空気量が小さいほど圧力比は落ちるが、逆に流量比としては大きくなり、 $G_1=6.4 \text{ kg/s}$  のとき  $m$  の最大値は1.42である（図6）。参考のために駆動空気量とノズル噴出直前の全圧の関係を、表2に示すが圧力は実験日によって多少異なるから概略値を記入した。図8に面積比と圧力比の関係について、流量比をパラメータにして記入し、Kastner & Spooner が報告している

表2 駆動空気量とそのときの駆動圧力との関係

駆動空気量 $G_1$	駆動圧力（ゲージ）	駆動空気量 $G_1$	駆動圧力（ゲージ）
17.0 kg/s	1.6~1.8 kg/cm <sup>2</sup>	21.2 kg/s	1.4~1.6 kg/cm <sup>2</sup>
10.0	0.6~0.8	13.2	0.5~0.7
6.4	0.16~0.21	6.2	0.15~0.17

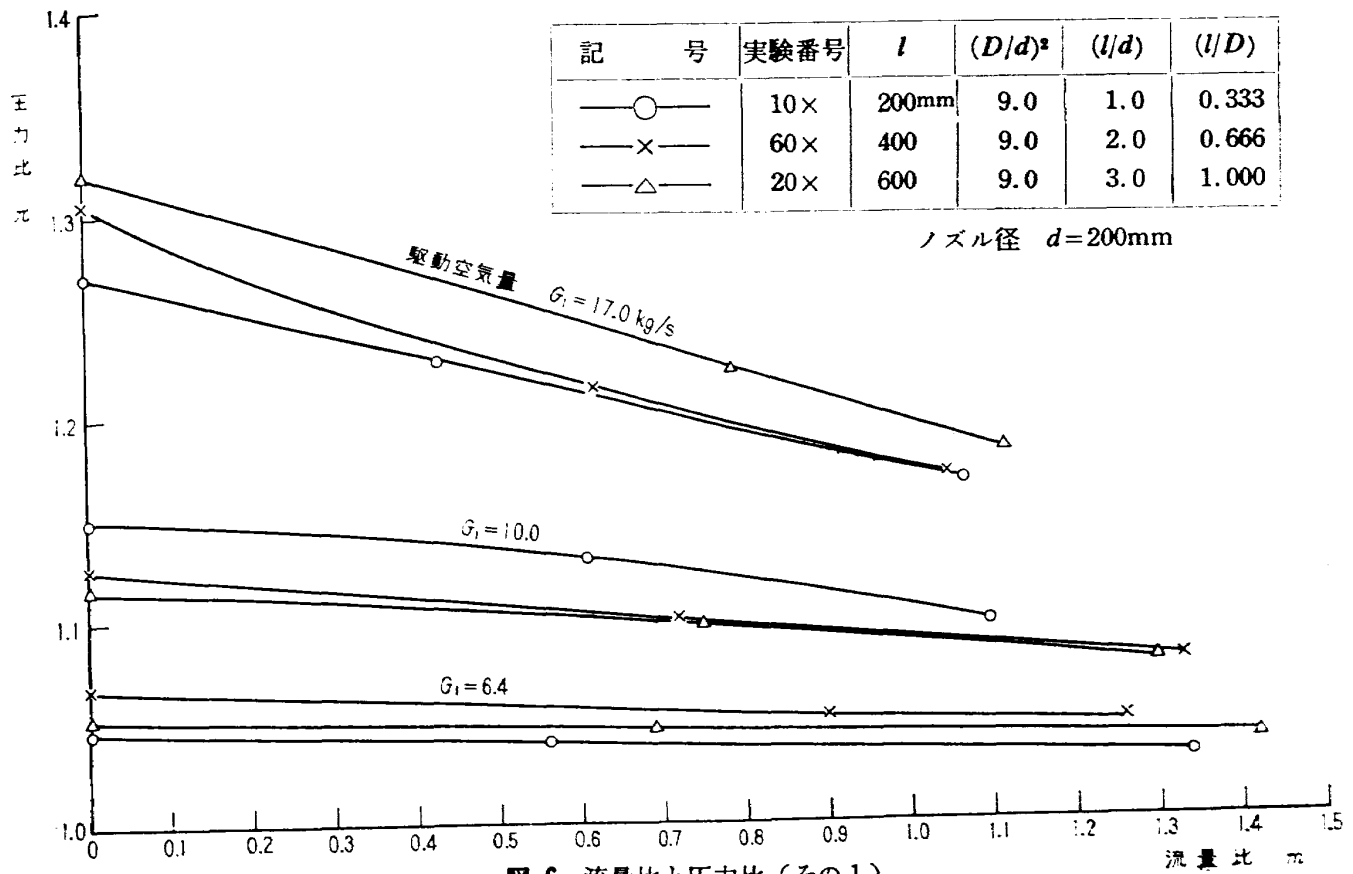


図 6 流量比と圧力比 (その 1)

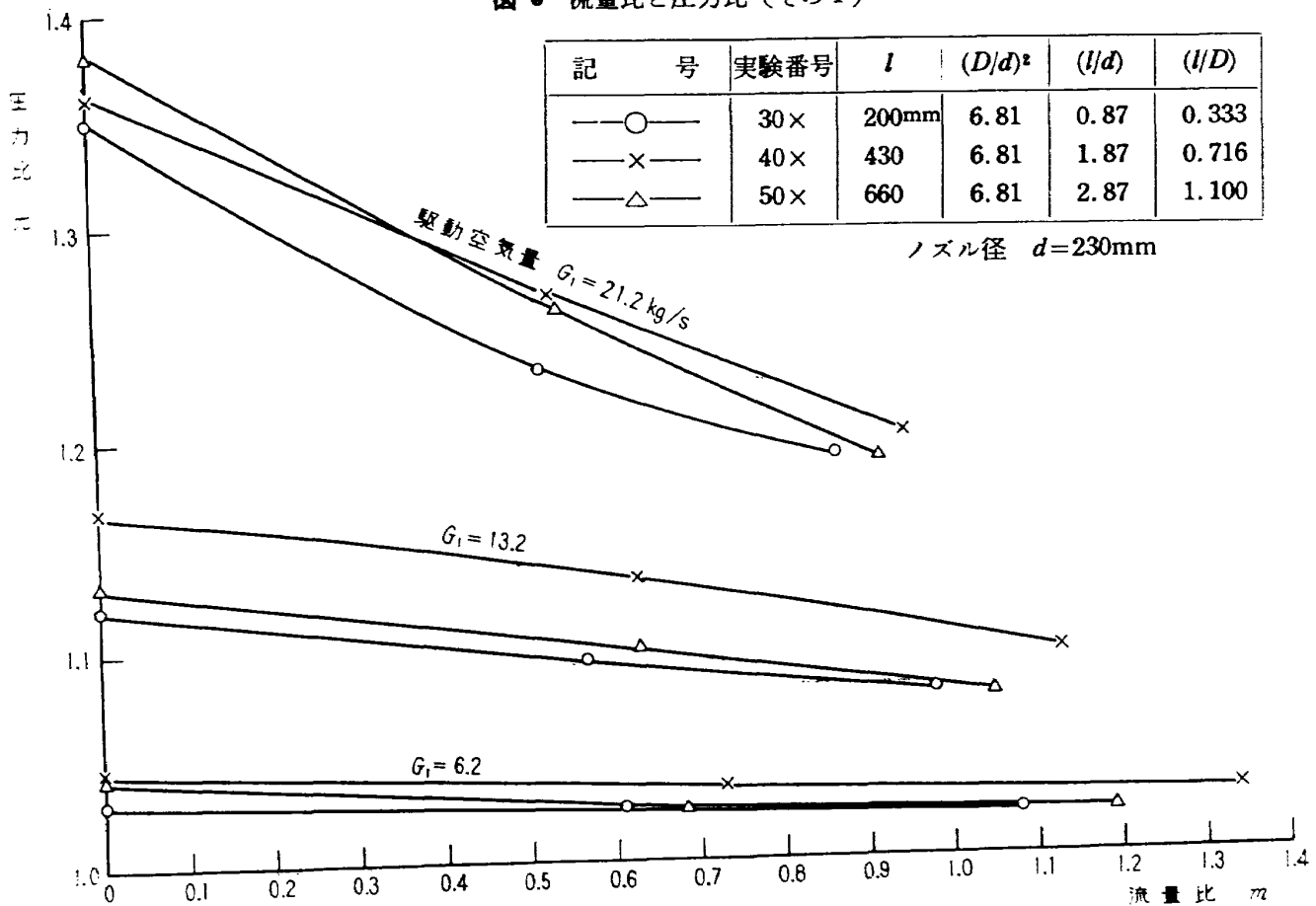


図 7 流量比と圧力比 (その 2)

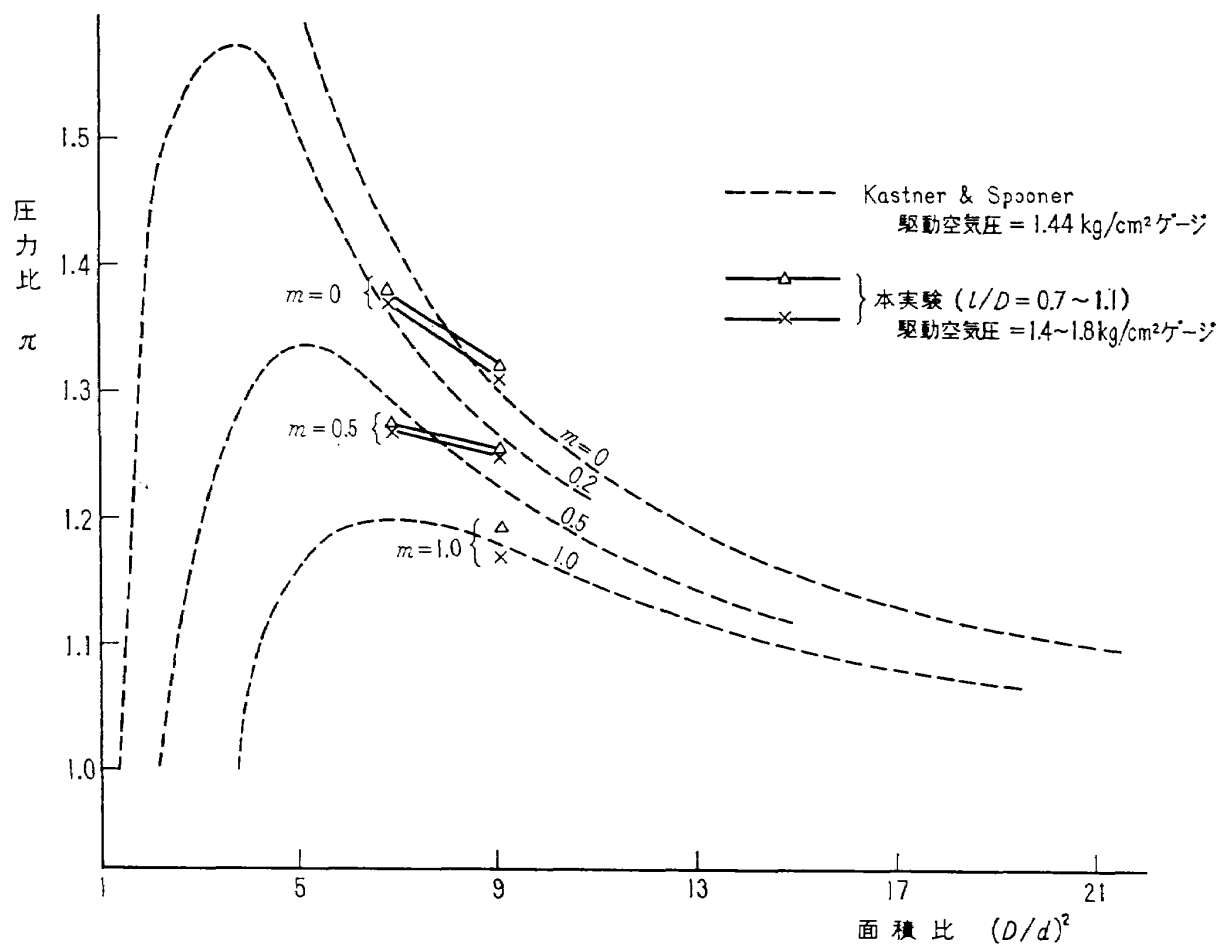


図 8 面積比と圧力比

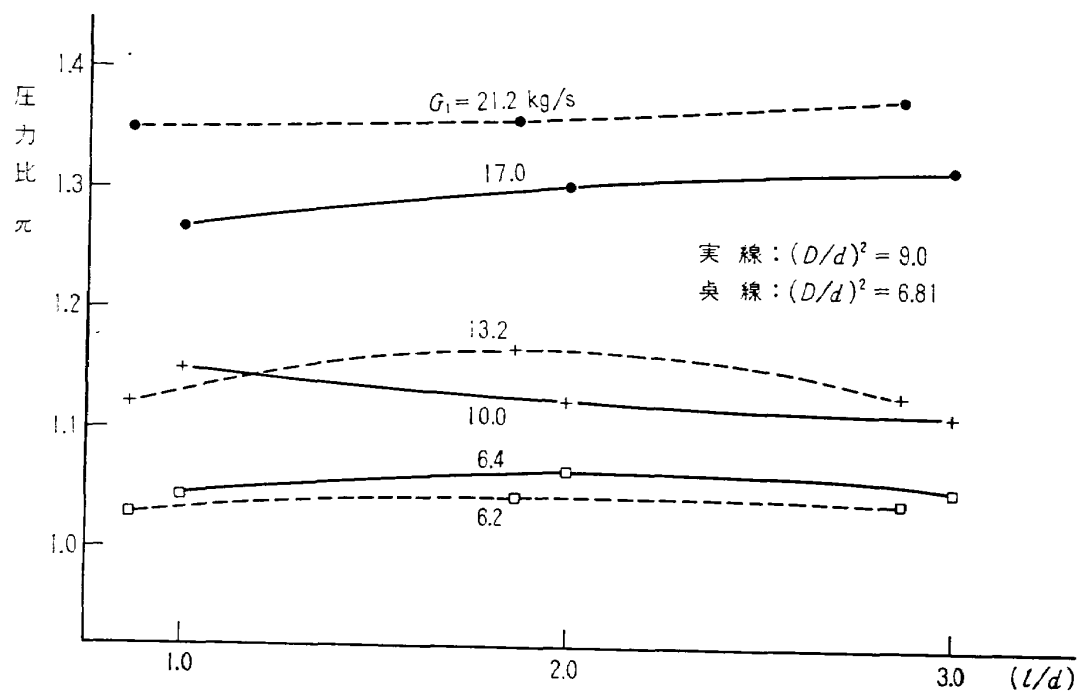


図 9 (ノズルから混合管までの長さ)/(ノズル径)と圧力比

カーブと比較した。 $m=1.0$  のときは面積比  $(D/d)^2=6.81$ 、駆動圧約  $1.4 \text{ kg/cm}^2$  に相当する実験データは得られなかったので、 $(D/d)^2=9.0$  のときだけを記入したが、ほぼ、小型エゼクタで得た値と一致している。 $m=0, 0.5$  についても、こう配の絶対値は本実験のほうが小さいが、値そのものは点線のカーブとあまり大きくはなれていない。次に  $l/d$  と圧力比の関係を、駆動空気量をパラメータにして調べたのが図9である。どちらのノズルの場合も、駆動空気量が最大るとき  $(l/d)$  が大きいほど圧力比も高くなる。すなわち、ノズルの長さを短くするほど真空度が高まることになる。またこの実験中駆動空気量が最大るとき、ノズルからの噴流は局部的に超音速となって膨張するので非常に大きな騒音と地鳴りのような振動を伴った。駆動空気量が少ないときは低周波の音が大部分を占め、振動もほとんどなかった。したがって、この付近は表2からもわかるように、ノズルからの噴流は音速かまたは亜音速流になっているので、 $(l/d)=2.0$  程度で真空度を高める上に十分な長さである。

エゼクタはその使用目的によって、できるだけ高い真空度を必要とするか、または大きな流量比を得るためなのか、二つに大別される。本研究ではむしろ後者に属するので、図10でみるようにブ

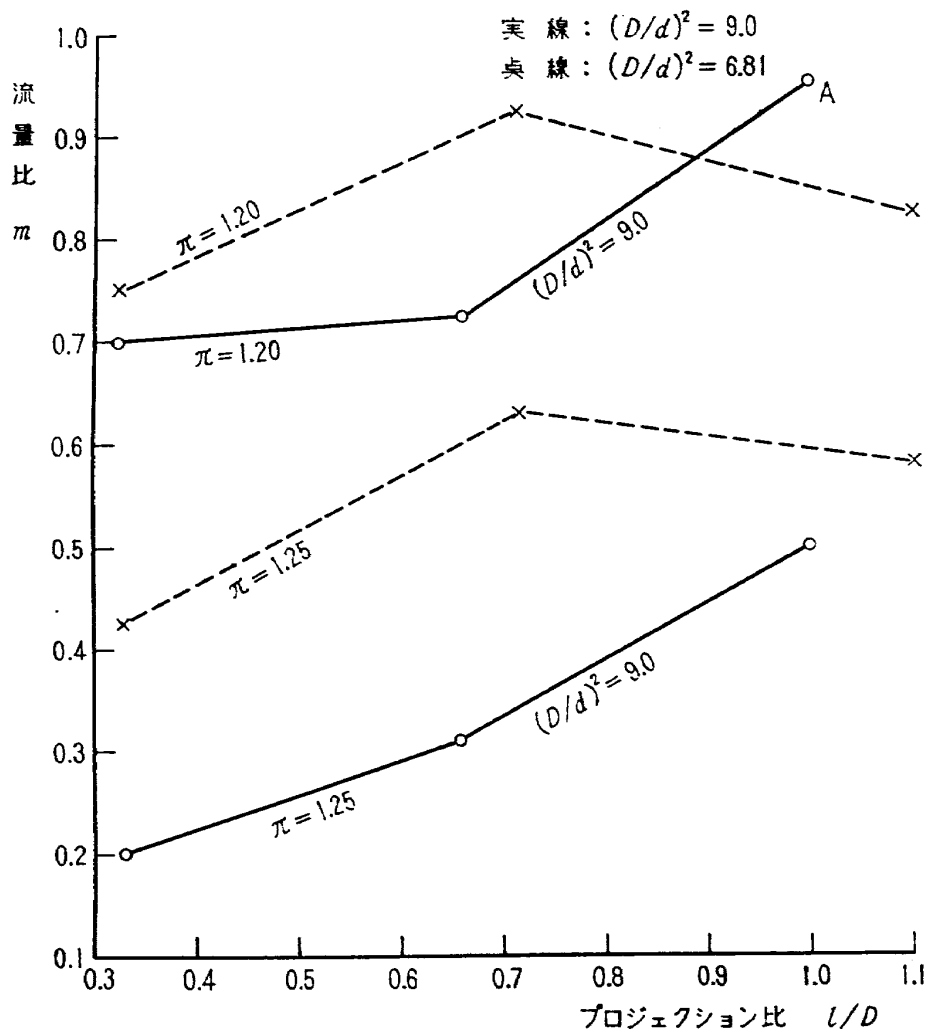


図 10 プロジェクション比と流量比

ロジェクション比と流量比の関係を調べる必要がある。この図は圧力比をパラメータにしてあり、当然圧力比が小さいほど同一プロジェクション比のとき大きな流量比を得ることを示している。

$(D/d)^2=9.0$  の場合はプロジェクション比が大きいほど良好な結果を示し、圧力比  $\pi=1.20$ 、プロジェクション比  $l/D=1.0$  のとき流量比  $m=0.95$  を得た (図10のA点)。設計ではこのとき  $m=1.0$  を予想したが、予定より 0.05 だけ少ない値になった。 $(D/d)^2=6.81$  のときは、 $l/D=0.7$  付近で最大流量比になり、それ以上プロジェクション比を増加させることは流量の点からいえば好ましくない。

図 11, 12 および 13 に一次空気量の変化に伴う真空度を示すグラフを表わす。すなわち、図11は流量比  $m=0$  のとき駆動空気量が増加すると、どのように真空の度合が大きくなるかを示している。図12は  $m=0.5$  のときの様子を表わし、図13は面積比  $(D/d)^2=9.0$  の場合は  $m=1.0$  の変化を示しているが、 $(D/d)^2=6.81$  に関しては  $m=1.0$  がすべてにわたって得られなかったので  $m=0.873$  で代表させている。いずれの場合も面積比が大きいほど同じ駆動空気量に対して圧力比は大きい。また、流量比が少ないほど大きなこう配を呈している。

図 14 から図 19 にエゼクタの全体に沿って得た壁圧分布の様子を示す。横軸に長手方向の距離をとり、縦軸はゲージ圧を mmHg 単位で示してある。図 14 において、実験番号 117, 131, 139 は  $m=1.0$  付近の場合の、116, 129, 137 は  $m=0$  の場合の静圧をそれぞれプロットした。実験番号 117 のとき、二次空気が大量に流れこんでいるため、ベルマウスのところでそれらが加速されて圧力降下が起こっている。チャンバーからエゼクタ出口までの圧力分布から推して、デフューザはか

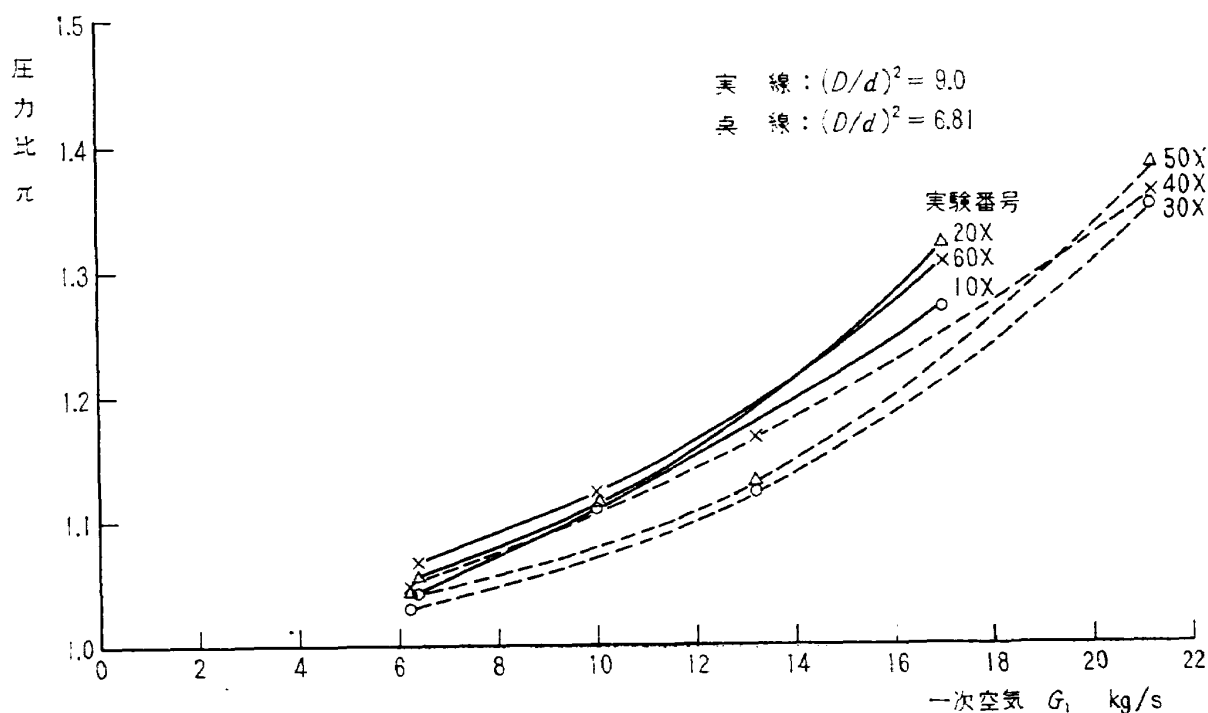


図 11 一次空気量と圧力比 ( $m=0$ )

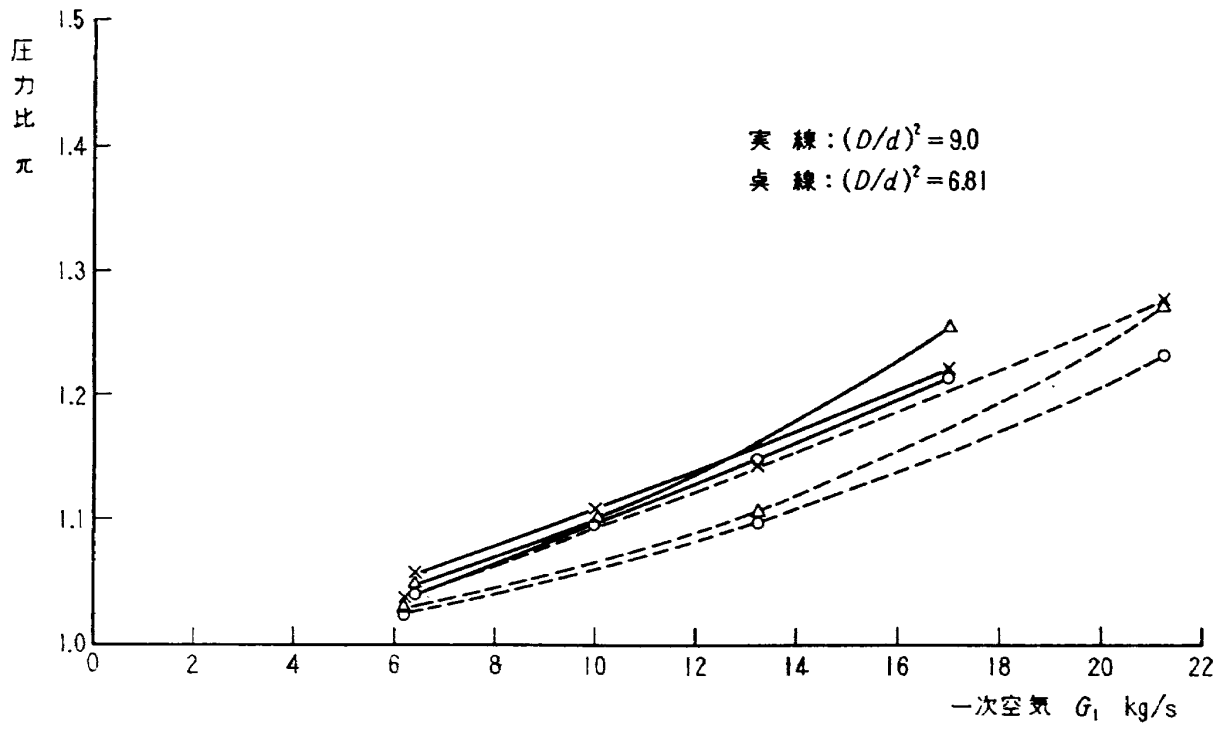


図 12 一次空気量と圧力比 ( $m=0.5$ )

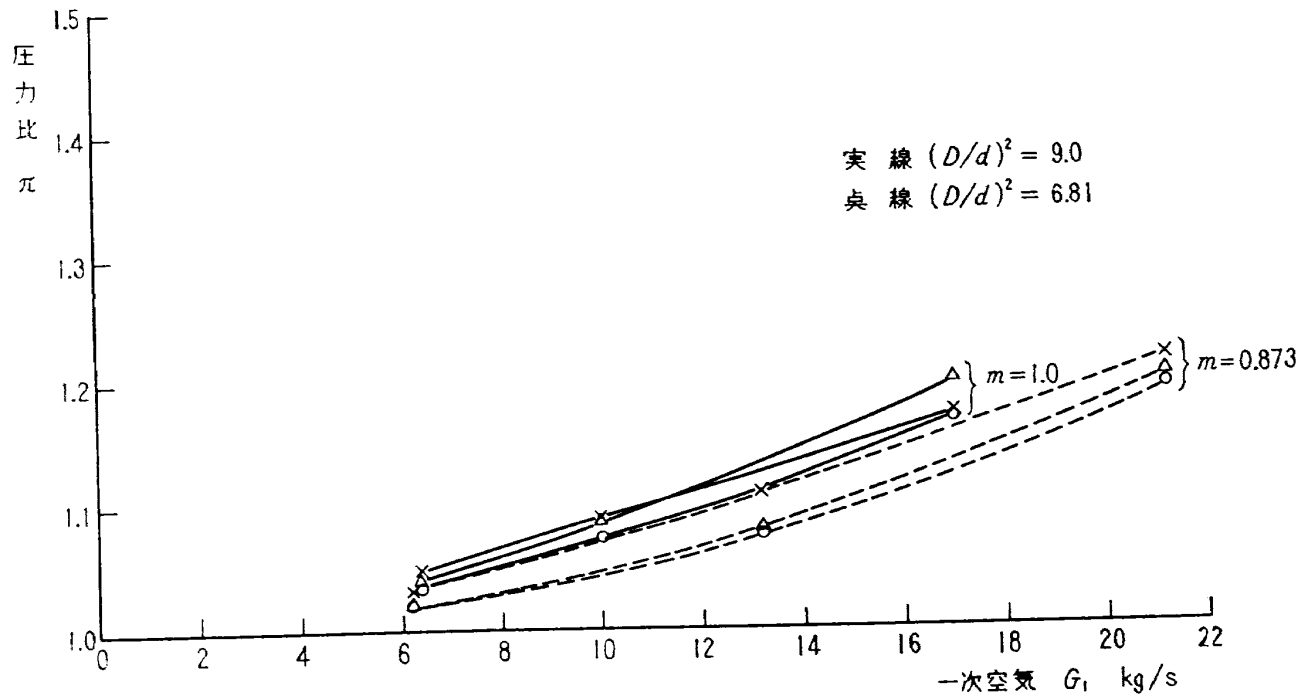


図 13 一次空気量と圧力比

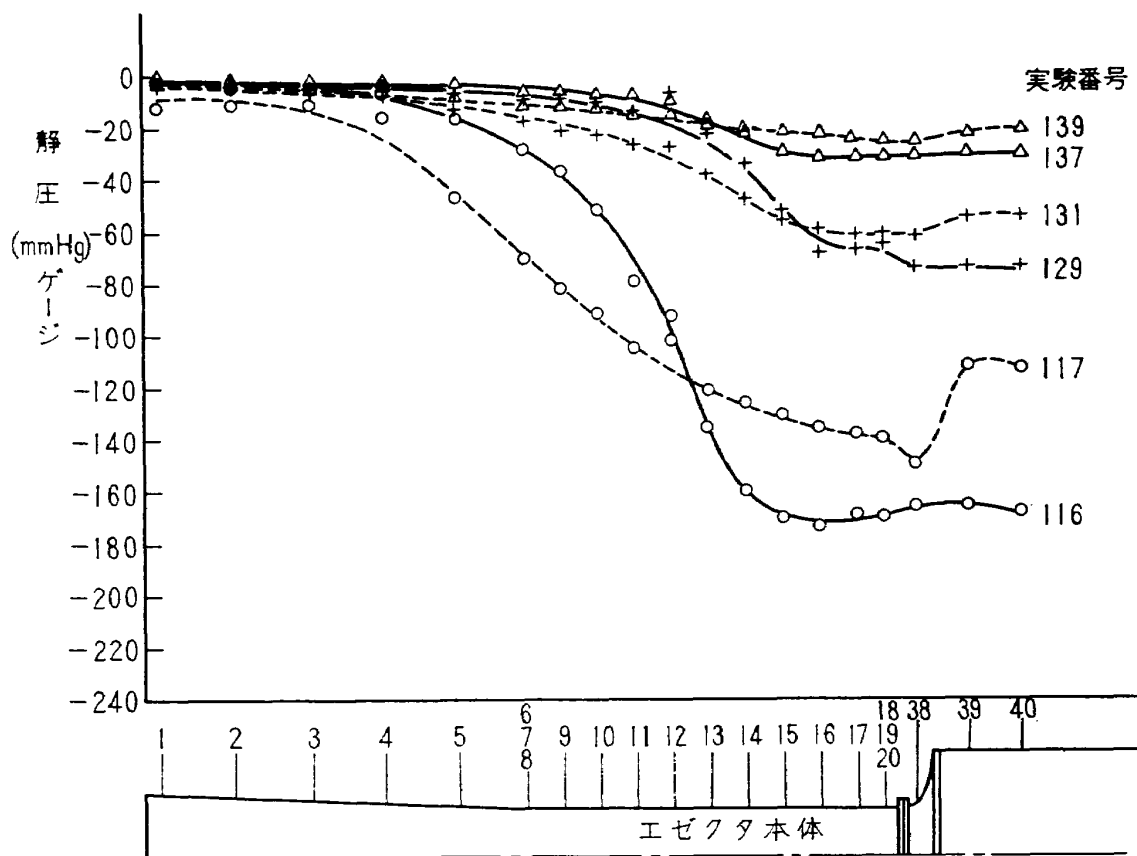


図 14 静 圧 分 布 (その1)

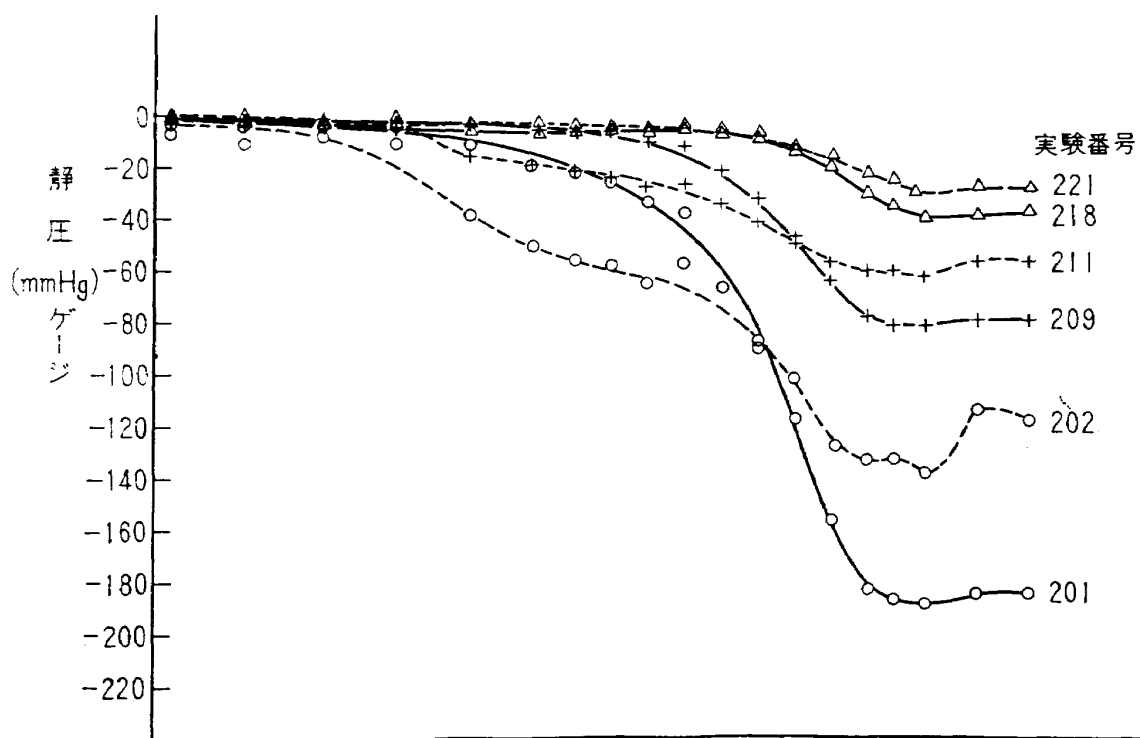


図 15 静 圧 分 布 (その2)



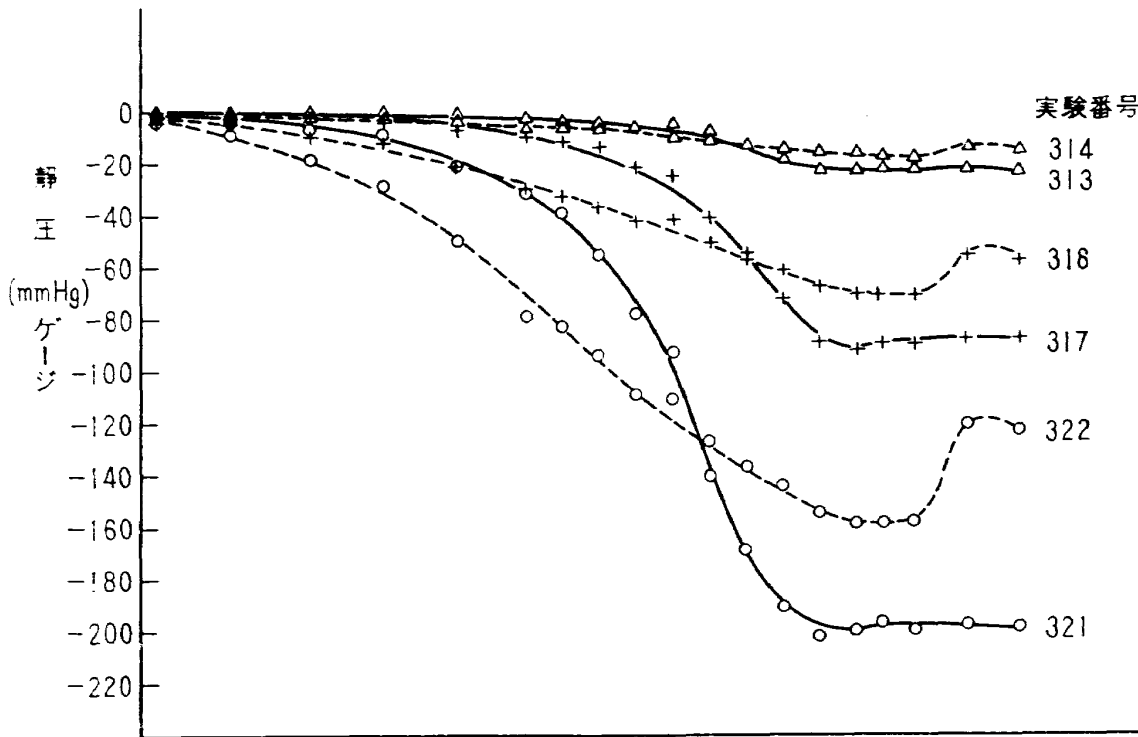


図 16 静 圧 分 布 (その 3)

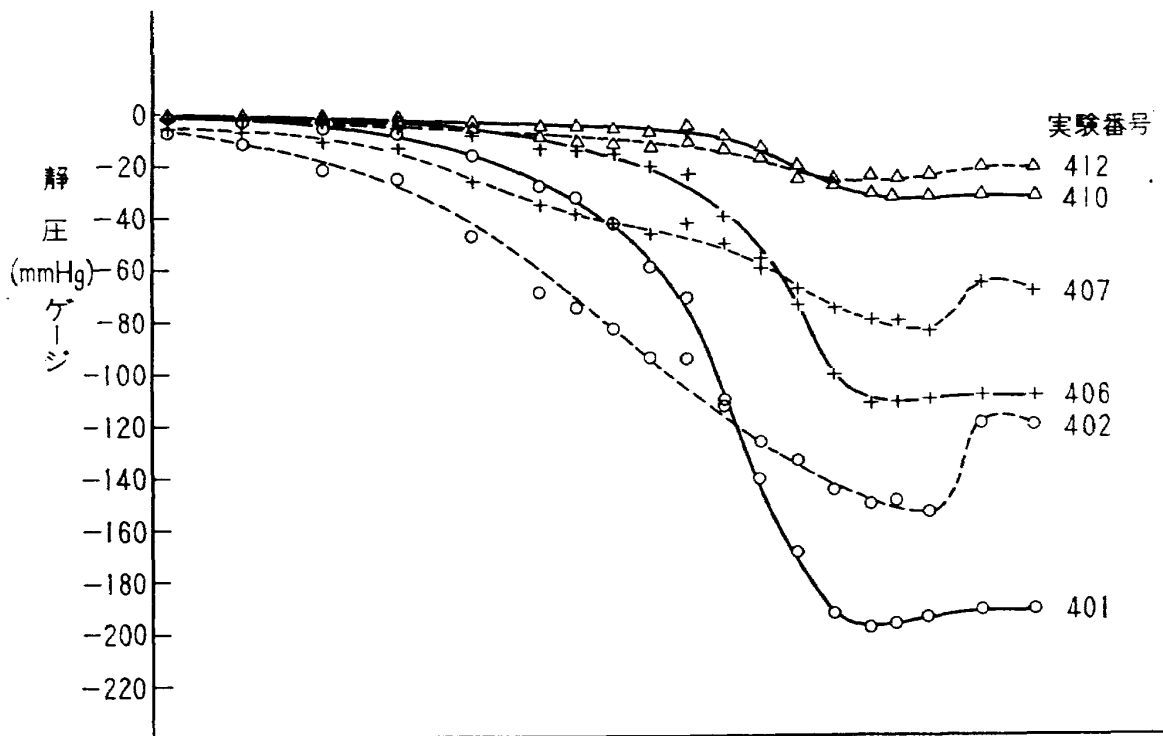


図 17 静 圧 分 布 (その 4)

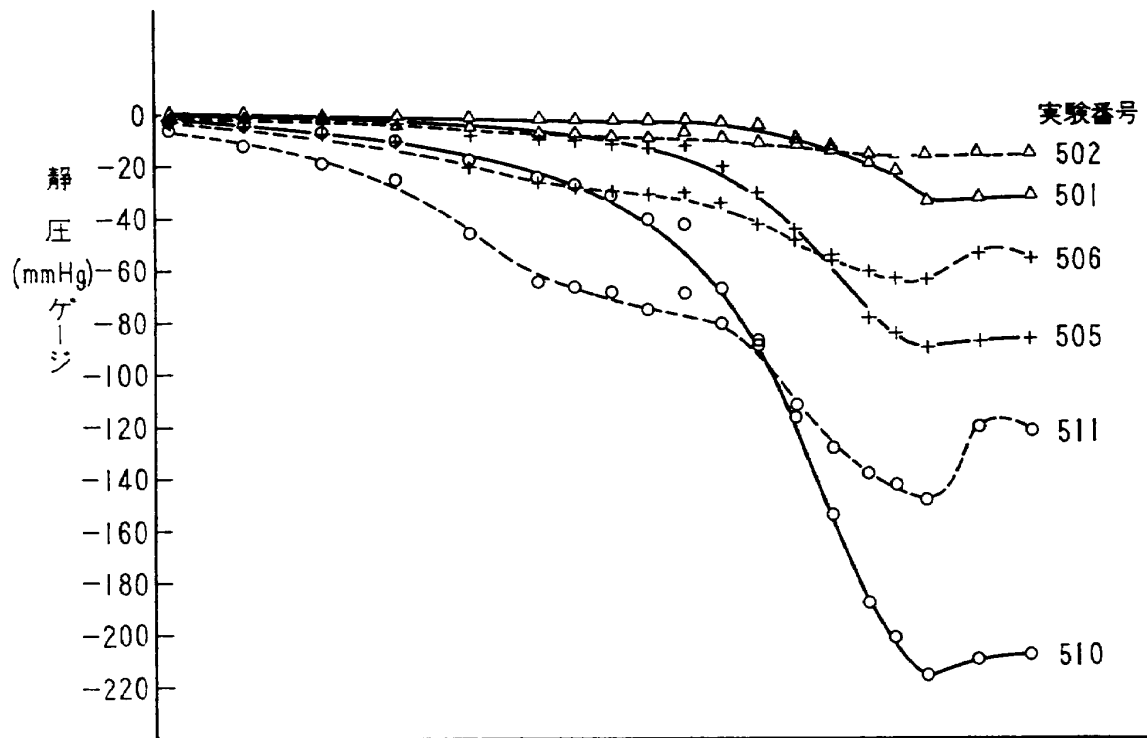


図 18 静 圧 分 布 (その5)

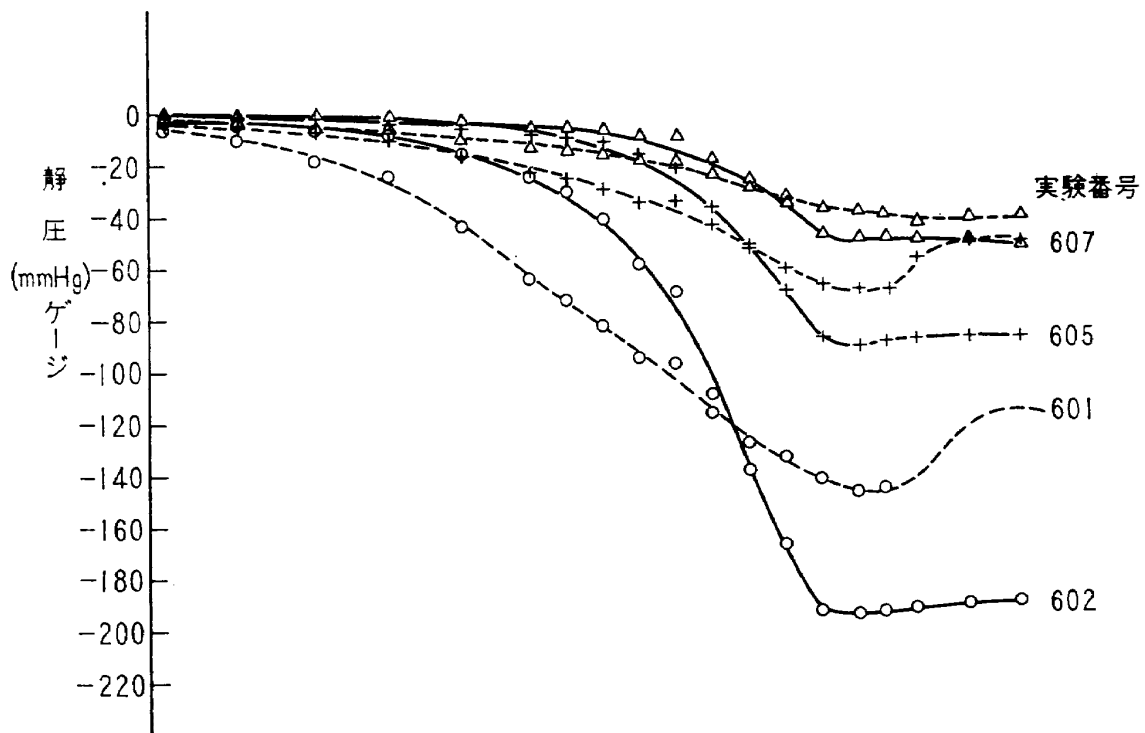


図 19 静 圧 分 布 (その6)

なり有効に働いていることがわかる。他の図においても、ほぼ同じようなことが結論づけられる。

## 6. 混合過程

### 6.1 ダクト流れの理論\*\*\*

混合管の面積が長手方向に一定のとき、静圧上昇を伴いながら混合が進行する。この混合過程での圧力上昇に関する最も簡単な計算方法は、途中のプロセスを考えないで混合管の入口と出口で運動量保存の法則をたてればよい<sup>2),3)</sup>。しかし、本報告では速度分布の形を仮定することによってもう少し詳しく混合過程を調べることにする。

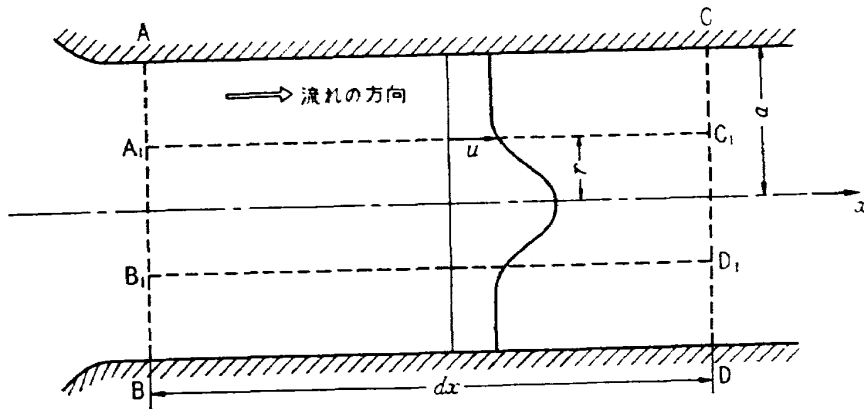


図 20 混 合 管

図20をみて、検査面  $[A_1B_1D_1C_1]$  について運動量の保存則を適用し、静圧  $p$  は軸方向座標  $x$  のみの関数で表わせると仮定すれば

$$\begin{aligned} & 2\pi \frac{\partial}{\partial x} \left[ \int_0^r \rho u^2 r dr \right] dx - u 2\pi \frac{\partial}{\partial x} \left[ \int_0^r \rho u r dr \right] dx \\ & = -\frac{dp}{dx} \pi r^2 dx - 2\pi r dx \cdot \tau \end{aligned} \quad (1)$$

となる。ただし  $u$  は半径方向座標  $r$  の点での軸流速度、 $\rho$  は密度、 $\tau$  は乱流の見かけのせん断応力である。混合管の半径を  $a$  として、 $\eta = r/a$  なる無次元量を導入すると (1) 式は

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^a \rho u^2 \eta d\eta - u \frac{\partial}{\partial x} \int_0^a \rho u \eta d\eta = -\frac{dp}{dx} \cdot \frac{\eta^2}{2} - \frac{\tau \eta}{a} \quad (2)$$

のようにかける。したがって、軸流速度分布を仮定しなければならない。Squire & Torouner<sup>6)</sup> はダクトでなく、無限の広さをもつ自由流中に噴出するジェットの数値分布に対して余弦 (cosine) のカーブを仮定した。また、Hill<sup>7)</sup> はそのダクトを流れる乱流を取り扱うさい、自由流に噴出するジェットの実験値から定めた値を使って、軸流速度分布を求めている。いずれにしても使用する速

\*\*\* 自由流中の場合は付録 1. 参照

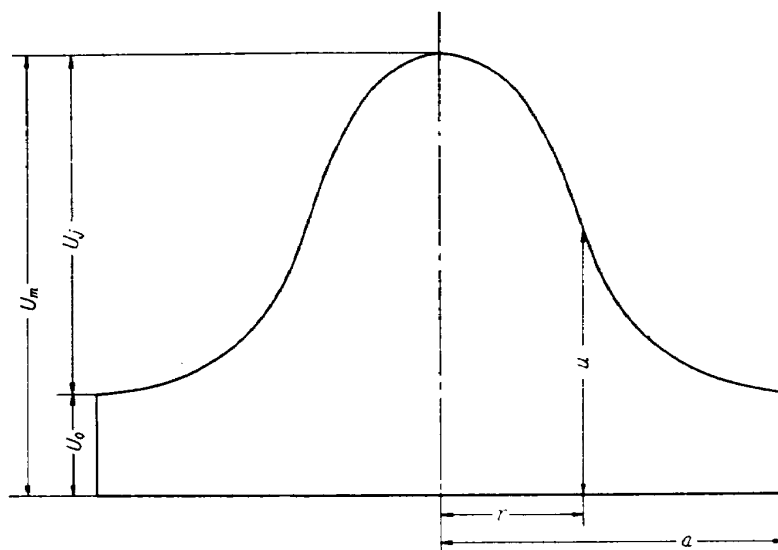


図 21 速度分布

度分布の違いは、混合距離のようなものに負わせることができるであろうから、ここでは図21を参照して

$$u = U_j[\lambda + f(\eta)] \quad (3)$$

$$\lambda = \frac{U_0}{U_j} \quad (4)$$

とおき、 $\eta$  の関数  $f(\eta)$  を三次の多項式と仮定し  $f(1)=f'(1)=f'(0)=0$  および  $f(0)=1$  なる条件を与えると

$$f(\eta) = 1 - 3\eta^2 + 2\eta^3 \quad (5)$$

となる。次に、密度は軸方向に線型的に変化し、半径方向には一定であるものとする。したがってエゼクタ出口の密度を  $\rho_0$ 、圧力上昇の伴う混合が起こる直前の密度を  $\rho_i$ 、混合開始の場所からエゼクタ出口までの距離を  $x_0$ 、その途中の  $x$  での密度を  $\rho$  とすると

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{x}{x_0}\right) \left(1 - \frac{\rho_i}{\rho_0}\right) + \left(\frac{\rho_i}{\rho_0}\right) \quad (6)$$

と表わせる。

さて、(2) 式に (3) 式を入れて次の関係が得る。

$$\begin{aligned} & \lambda' \left[ \eta^2 \lambda + 2\alpha_{1\eta} - (\lambda + f) \frac{\eta^2}{2} \right] \\ & + \frac{U_j'}{U_j} \left[ \eta^2 \lambda^2 + 4\alpha_{1\eta} \lambda + 2\alpha_{2\eta} - (\lambda + f) \lambda \frac{\eta^2}{2} - (\lambda + f) \alpha_{1\eta} \right] + p' \left[ \frac{\eta^2}{2\rho U_j^2} \right] \\ & = -\frac{\eta}{\rho U_j^2} \frac{\tau}{a} - \frac{\eta^2}{2} \frac{\rho'}{\rho} \lambda^2 - 2\alpha_{1\eta} \frac{\rho'}{\rho} \lambda - \alpha_{2\eta} \frac{\rho'}{\rho} + (\lambda + f) \lambda \frac{\eta^2}{2} \frac{\rho'}{\rho} + (\lambda + f) \alpha_{1\eta} \frac{\rho'}{\rho} \end{aligned} \quad (7)$$

ただし

$$\alpha_{1\tau} = \int_0^{\tau} \eta f(\eta) d\eta \quad (8)$$

$$\alpha_{2\tau} = \int_0^{\tau} \eta f^2(\eta) d\eta \quad (9)$$

およびダッシュは  $x$  での微分を示す。

(7) 式からわかるように未知量として  $\lambda'$ ,  $U_j'/U_j$  および  $p'$  の3個があるから、つごう三つの方程式を作らねばならない。そのために、(2) 式すなわち (7) 式は図20の検査面  $A_1B_1D_1C_1$  で導いた一般式であるから、まず  $\eta=1/2$  で囲まれる面に適用すると

$$\begin{aligned} & \lambda' \left( \frac{1}{8} \lambda + 2\alpha_{12} - \frac{1}{16} \right) \\ & + \frac{U_j'}{U_j} \left( \frac{1}{8} \lambda^2 + 3\alpha_{12}\lambda + 2\alpha_{22} - \frac{1}{16} \lambda - \frac{1}{2} \alpha_{12} \right) + p' \left( \frac{1}{8\rho U_j^2} \right) \\ & = -\frac{1}{2\rho U_j^2} \frac{\tau}{a} - \alpha_{12} \frac{\rho'}{\rho} \lambda - \alpha_{22} \frac{\rho'}{\rho} + \frac{1}{16} \frac{\rho'}{\rho} \lambda + \frac{1}{2} \frac{\rho'}{\rho} \alpha_{12} \end{aligned} \quad (10)$$

ただし

$$\alpha_{12} = \int_0^{\frac{1}{2}} \eta f(\eta) d\eta = 0.091 \quad (11)$$

$$\alpha_{22} = \int_0^{\frac{1}{2}} \eta f^2(\eta) d\eta = 0.085 \quad (12)$$

となる。また、上式の  $\tau$  は混合距離  $l$  を使って

$$\tau = -\frac{\rho l^2}{a^2} \left( \frac{\partial u}{\partial \eta} \right)_{\eta=\frac{1}{2}} \quad (13)$$

とかけ、さらに実験的に決める定数  $c$  を用いて混合距離  $l$  は

$$l = ca \quad (14)$$

と表わせるものとする。

次に  $\eta=1$  で囲まれる面に関しては混合管壁での摩擦を無視すると

$$\begin{aligned} & \lambda'(\lambda + 2\alpha_1) + \frac{U_j'}{U_j}(\lambda^2 + 4\alpha_1\lambda + 2\alpha_2) + p' \left( \frac{1}{2\rho U_j^2} \right) \\ & = -\frac{1}{2} \frac{\rho'}{\rho} \lambda^2 - 2\alpha_1 \frac{\rho'}{\rho} \lambda - \alpha_2 \frac{\rho'}{\rho} \end{aligned} \quad (15)$$

ただし

$$\alpha_1 = \int_0^1 \eta f(\eta) d\eta = 0.150 \quad (16)$$

$$\alpha_2 = \int_0^1 \eta f^2(\eta) d\eta = 0.086 \quad (17)$$

とかける。

一方、混合管の流量を  $m_1$  とすると

$$\frac{m_1}{\pi a^2} = 2\rho U_j (0.5\lambda + \alpha_1) \quad (18)$$

と表わせるから、これより

$$0.5\lambda' + \frac{U_j'}{U_j} (0.5\lambda + \alpha_1) = -\frac{\rho'}{\rho} (0.5\lambda + \alpha_1) \quad (19)$$

なる関係がでる。したがって (10), (15) および (19) 式を連立させて

$$\begin{pmatrix} \beta_1 & \beta_2 & \beta_3 \\ \beta_4 & \beta_5 & \beta_6 \\ \beta_7 & \beta_8 & \beta_9 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda' \\ \frac{U_j'}{U_j} \\ p' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_1 \\ \gamma_2 \\ \gamma_3 \end{pmatrix} \quad (20)$$

とかき直せる。

ここで

$$\left. \begin{aligned} \beta_1 &= \lambda + 2\alpha_1 \\ \beta_2 &= \lambda^2 + 4\alpha_1\lambda + 2\alpha_2 \\ \beta_3 &= \frac{1}{2\rho U_j^2} \\ \beta_4 &= \frac{1}{8}\lambda + 2\alpha_{12} - \frac{1}{16} \\ \beta_5 &= \frac{1}{8}\lambda^2 + 3\alpha_{12}\lambda + 2\alpha_{22} - \frac{1}{16}\lambda - \frac{1}{2}\alpha_{12} \\ \beta_6 &= \frac{1}{8\rho U_j^2} = \frac{1}{4}\beta_3 \\ \beta_7 &= \frac{1}{2} \\ \beta_8 &= \frac{1}{2}\lambda + \alpha_1 \\ \gamma_1 &= -\frac{1}{2} \frac{\rho'}{\rho} \lambda^2 - 2\alpha_1 \frac{\rho'}{\rho} \lambda - \alpha_2 \frac{\rho'}{\rho} \\ \gamma_2 &= -\frac{9}{32} \frac{c^2}{a} - \alpha_{12} \frac{\rho'}{\rho} \lambda - \alpha_{22} \frac{\rho'}{\rho} + \frac{1}{16} \frac{\rho'}{\rho} \lambda + \frac{1}{2} \frac{\rho'}{\rho} \alpha_{12} \\ \gamma_3 &= -\frac{\rho'}{\rho} \left( \frac{1}{2}\lambda + \alpha_1 \right) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

したがって係数 (21) 式を定めることによって (20) 式は連立常微分方程式として数値的に順次、解を求めていくことができる。そこで各係数の初期値を求めるにあたって、まず、 $\lambda$  の初期値を知る方法を以下に述べる。なお、初期値としては圧力上昇が始まる付近をとるものとする。

## 6.2 $\lambda$ の初期値

軸方向距離  $x$  での混合管を流れる流量  $m_1$  と、その場所での運動量  $M_1$  との比を考えると、 $\lambda > 0$  の範囲内では

$$\frac{m_1}{M_1} = \frac{2\pi a^2 \int_0^1 \rho u \eta d\eta}{2\pi a^2 \int_0^1 \rho u^2 \eta d\eta} = \frac{\left(\frac{1}{2}\lambda + \alpha_1\right)(\lambda + 1)}{U_m \left(\frac{1}{2}\lambda^2 + 2\alpha_1\lambda + \alpha_2\right)} \quad (22)$$

とかける。したがって、横軸に  $U_m(m_1/M_1)$  または  $U_m(m/M)$  (ただし  $2m$  は単位面積を流れる流量,  $2M$  は単位面積当りの運動量) をとり、縦軸に (22) 式を満足する  $\lambda$  のうち,  $0 < \lambda \ll 1$  なる物理的条件にかなった根のみをプロットすると図22の実線の部分になる。

$\lambda < 0$  の範囲まで延長すると逆流が起こる部分を考慮して (22) 式の代りに

$$\frac{m_1}{M_1} = \frac{2\pi a^2 \int_0^1 \rho u \eta d\eta}{2\pi a^2 \left( \int_0^{\lambda_0} \rho u^2 \eta d\eta - \int_{\lambda_0}^1 \rho u^2 \eta d\eta \right)} \quad (23)$$

とおかねばならない。ただし  $\lambda_0$  は  $u=0$  になるときの根

$$2\lambda_0^3 - 3\lambda_0^2 + (1 + \lambda) = 0 \quad (24)$$

のうち、物理的条件に適合する  $0.5 \leq \lambda_0 \leq 1.0$  を表わす。したがって、図22の点線の部分は (23) 式をみたす  $\lambda$  をとってある。

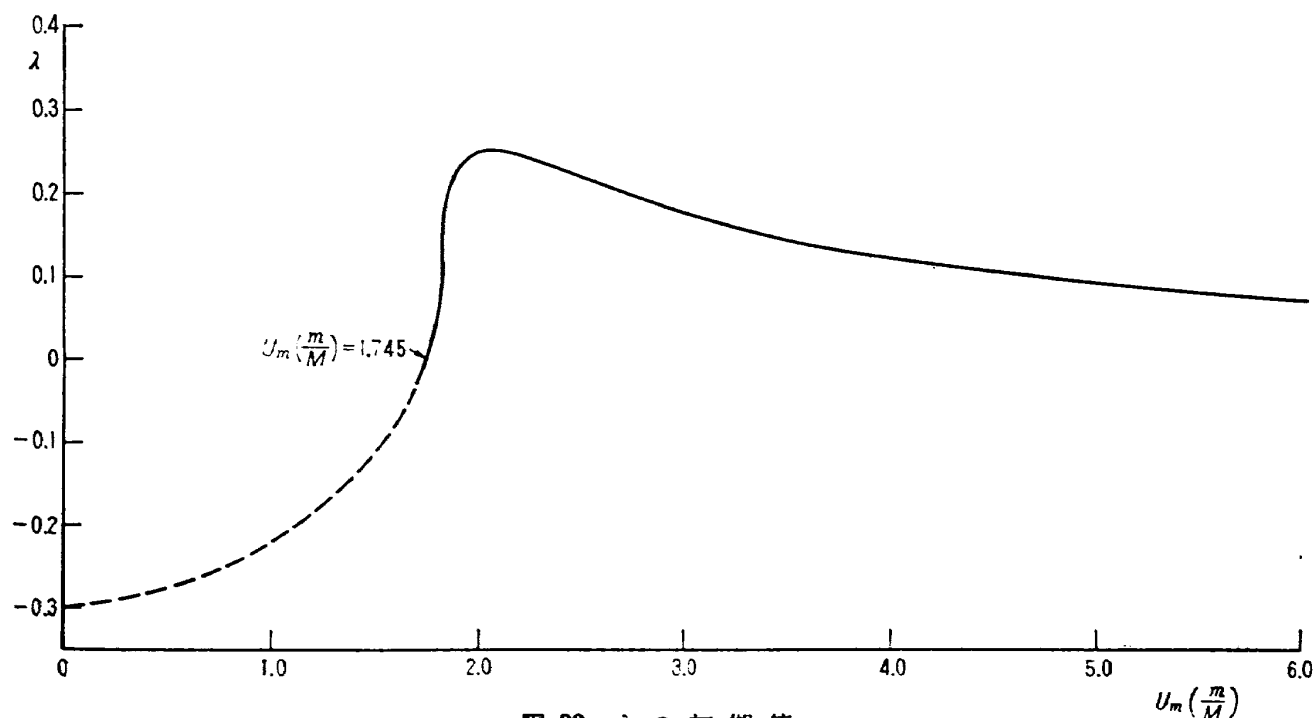


図 22  $\lambda$  の初期値

このようにして作製した図22のグラフを使って実験的に得る  $U_m(m/M)$  からただちに、混合が始まる付近での  $\lambda$  の値を知ることができる。そこで、次に  $U_m(m/M)$  の求め方について述べる。

### 6.3 $U_m(m/M)$ について

ある一つの実験について、 $m$  は一次および二次空気量からただちに知ることができる。また、エセクタ出口では完全に混合が成立し、一様流れとなって大気中に放出されるものと考えて、測定し

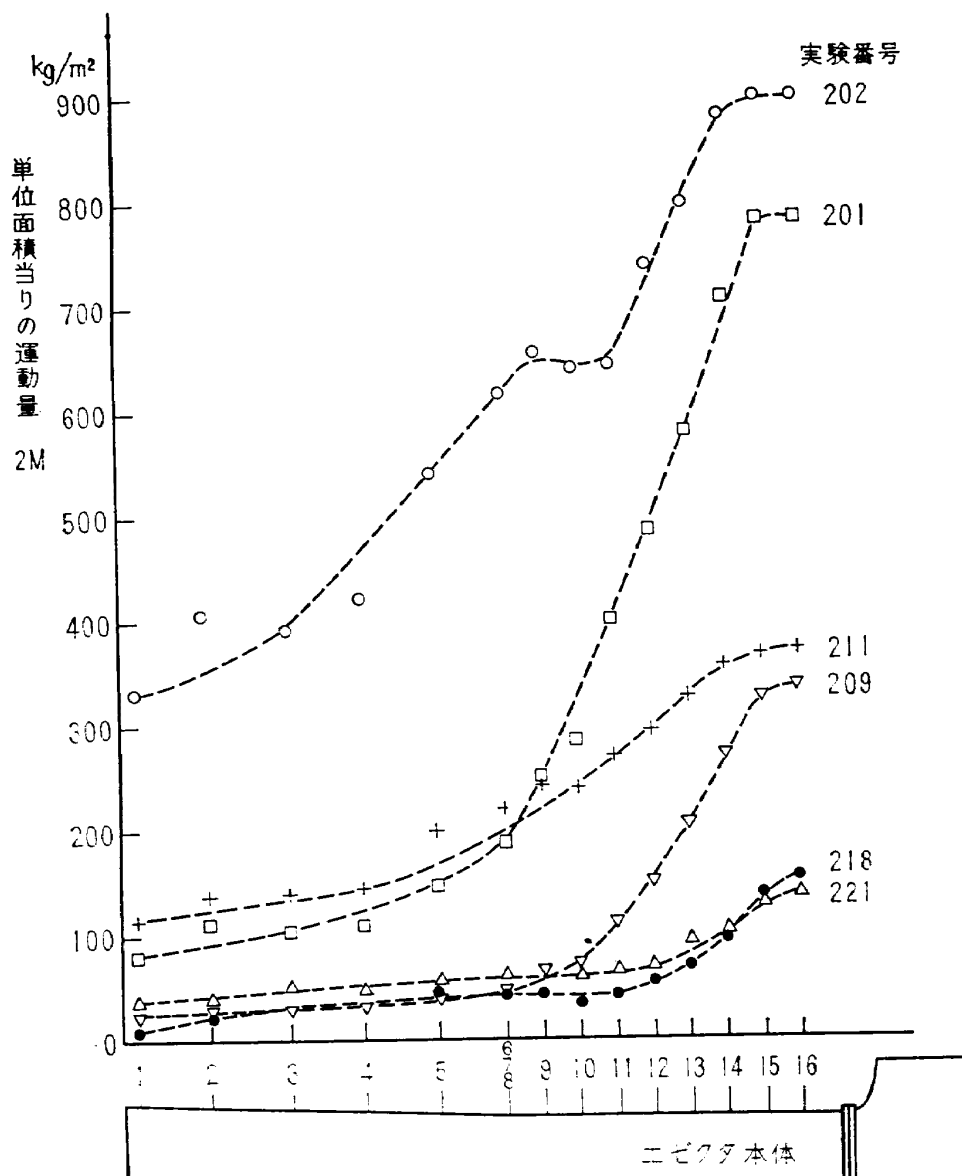


図 23 運動量の変化

た壁圧分布から運動量の変化を計算できる。その代表的なものを図 23 に示す。したがってこのように整理した図から  $M$ , よって  $(m/M)$  を知る。次に,  $U_m$  の初期値について検討する。まず, Squire & Torouner<sup>6)</sup> が自由流中に噴出する非圧縮性流体に対して行なった理論解析の数値解を, 著者らが便利なように整理したのが図 24 である。この図で  $U_0$  は自由流の速度,  $U_1$  は噴出速度,  $\tilde{C}$  はノズル出口からポテンシャル核の先端までの距離をノズル半径で割った値である。いま, 取り扱っている流体に対する条件と図 24 を計算した場合のそれとは少し異なっているが, 本実験でもノズル半径の 6~9 倍程度のポテンシャル長さを有していると考えられる。ところが, この長さは混合管の中で圧力上昇が始まる付近に相当するから,  $U_m$  の初期値はノズルからのポテンシャル噴流速度をもって表わせることになり, 実験データとして有しているチャンバーの静圧, ノズル噴出直前の全圧および全温から求めることができる。



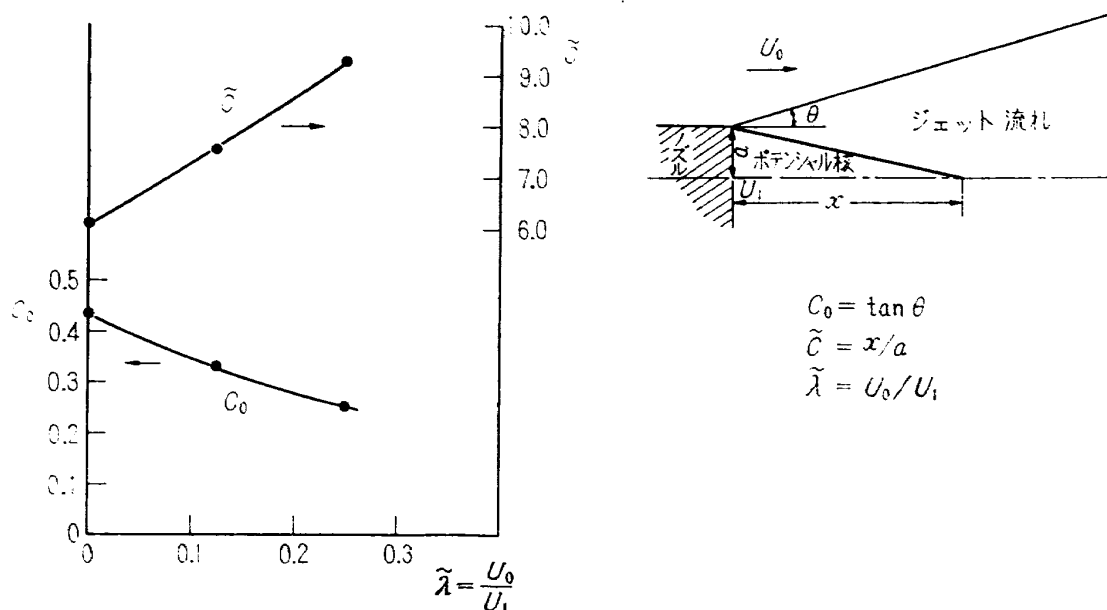
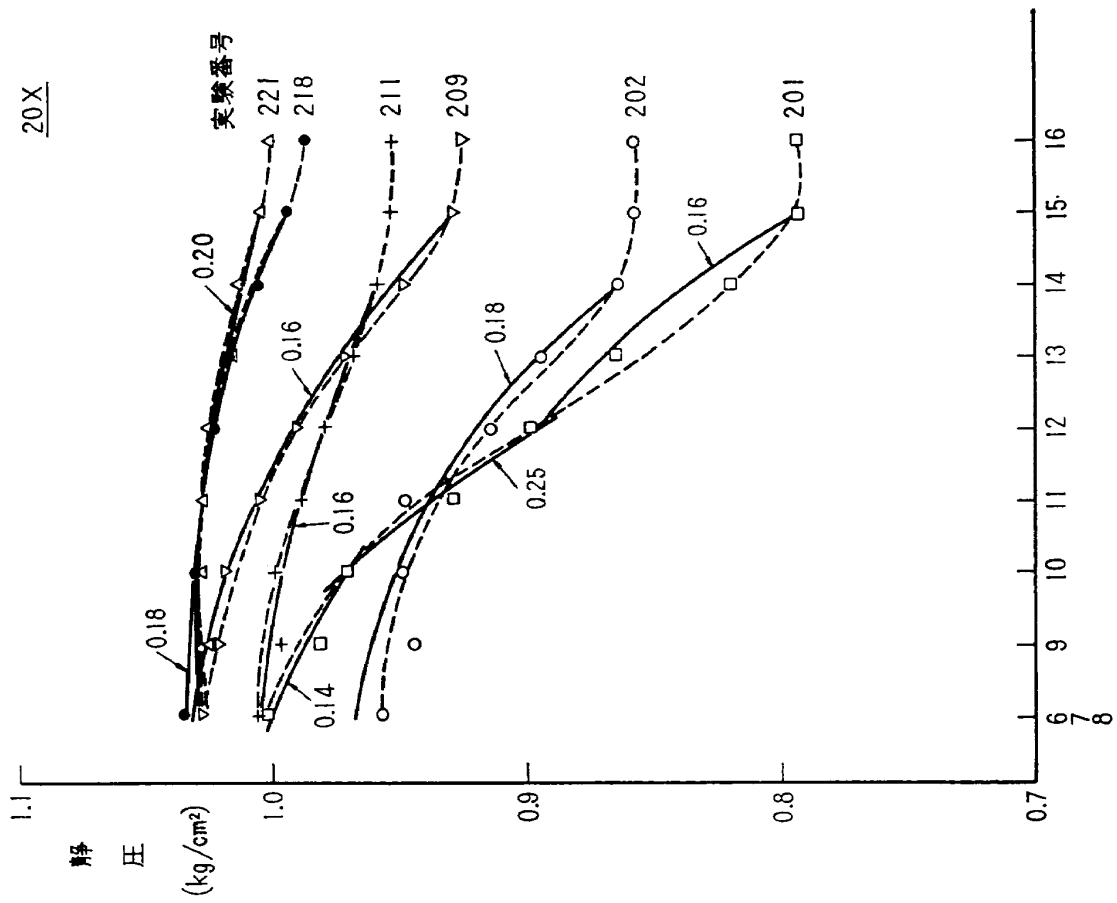
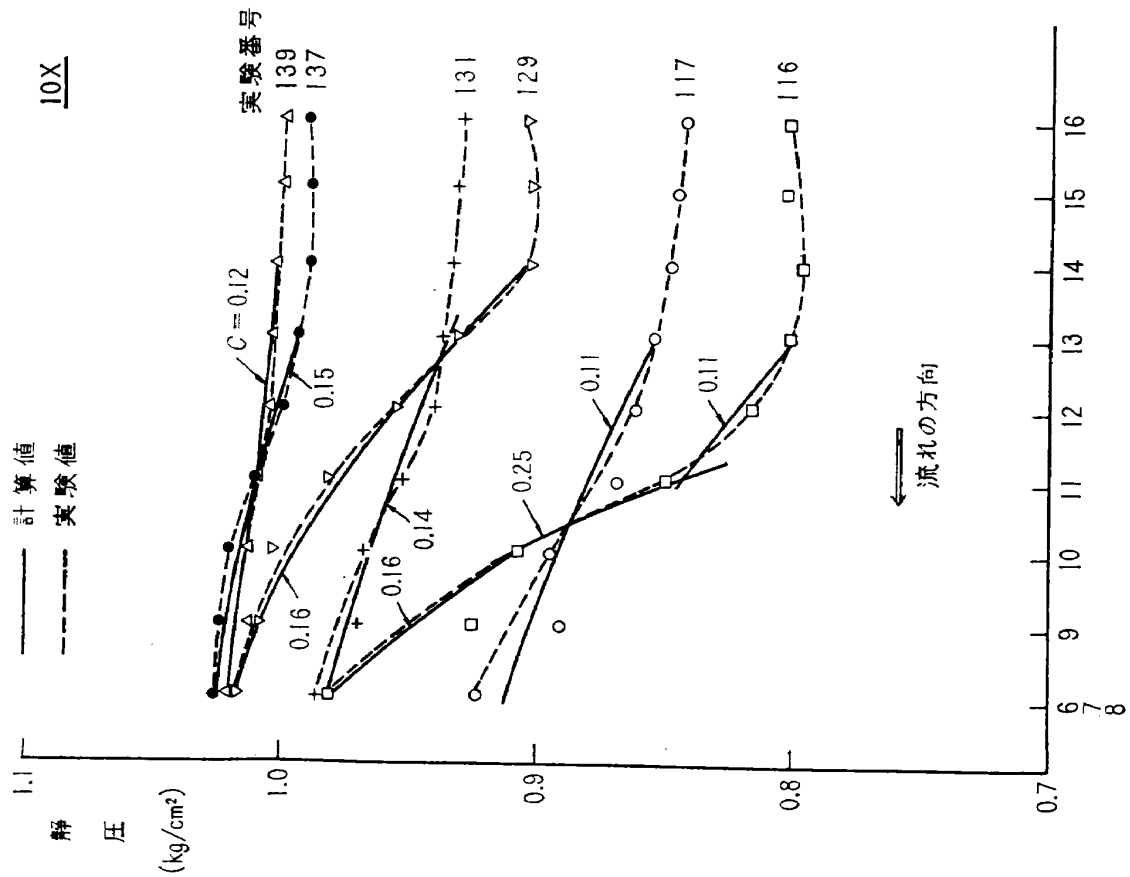


図 24 噴出角とポテンシャル核の長さ (Squire & Torouner の計算による)

#### 6.4 混合距離の計算値

(14)式で表わされる混合距離  $l$  を知るためには、その比例定数  $c$  を求めておけばよい。ところがこの定数は係数 (21) 式のうち  $r_2$  にのみ関係してくるものである。そこで、ある一つの実験で、前述したように  $U_m(m/M)$  が定まると  $\lambda$  の初期値がわかり、当然  $U_1$  も求められ、さらに  $c$  を一つ仮定しておけば (20) 式によって速度および圧力の混合管に沿っての変化が計算できる。図14～19の静圧分布のうち混合管の部分を取り出して図 25 (a)～(f) にプロットした。これらに重ね合わせて実線でえがかれているのが計算によって求めた静圧上昇である。0.12, 0.15, 0.11 など記入してあるパラメータは混合距離の比例定数  $c$  であり、運転状況によって 0.10 から 0.25 の範囲にちらばっている。図25(a)の実験番号 139, 137, 131, 129 などかなり小さい一次空気量るとき、比例定数は混合管中ではほぼ一定で表わされる。しかし実験番号 116 にみられるようにノズルから噴出後、局部的に超音速領域ができていると推察される運転の場合、 $c$  は一定でなく流れ方向の関数として表わさなければ実験値と一致しない。ここでは計算の便宜上、初めに  $c$  を一定にして計算し、実験値から大きく離れる傾向になると  $c$  に階段的变化を与える方法をとった。図25(b)以下でも同じようなことがいえる。これらの実験で得られた  $c$  は二三の場合を除いておおむね 0.11 から 0.18 にあるようだが、一方 Wang<sup>8)</sup> の研究では管中心で  $c=0.14$  なる値が報告されている。いずれにしても、よく指摘されるように混合距離は多分に、その実験固有のものである。さらに、このような内部流動では半径方向にも  $c$  が変化していると考えられるが、静圧や密度が半径方向に変化しないものと最初に仮定していることから、 $c$  の管軸に垂直方向の変化はいっさい考えないで話を進めてきた。したがっていまの場合、半径方向の平均値としての混合距離と解釈すべきであろう。

図 25(b) 混合距離比例定数と静圧上昇 ( $d=200$ ,  $l=600$ )図 25(a) 混合距離比例定数と静圧上昇 ( $d=200$ ,  $l=200$ )

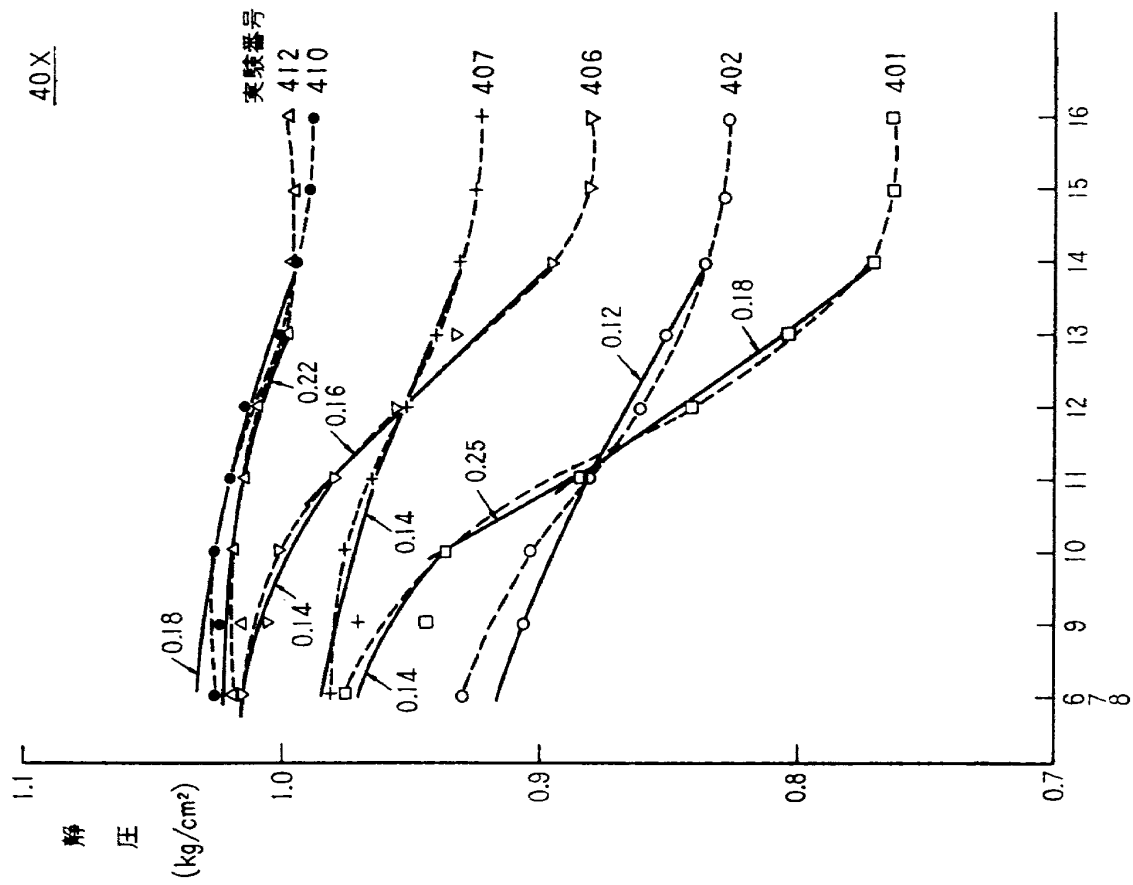


図 25(c) 混合距離比例定数と静圧上昇 ( $d=230$ ,  $l=200$ )

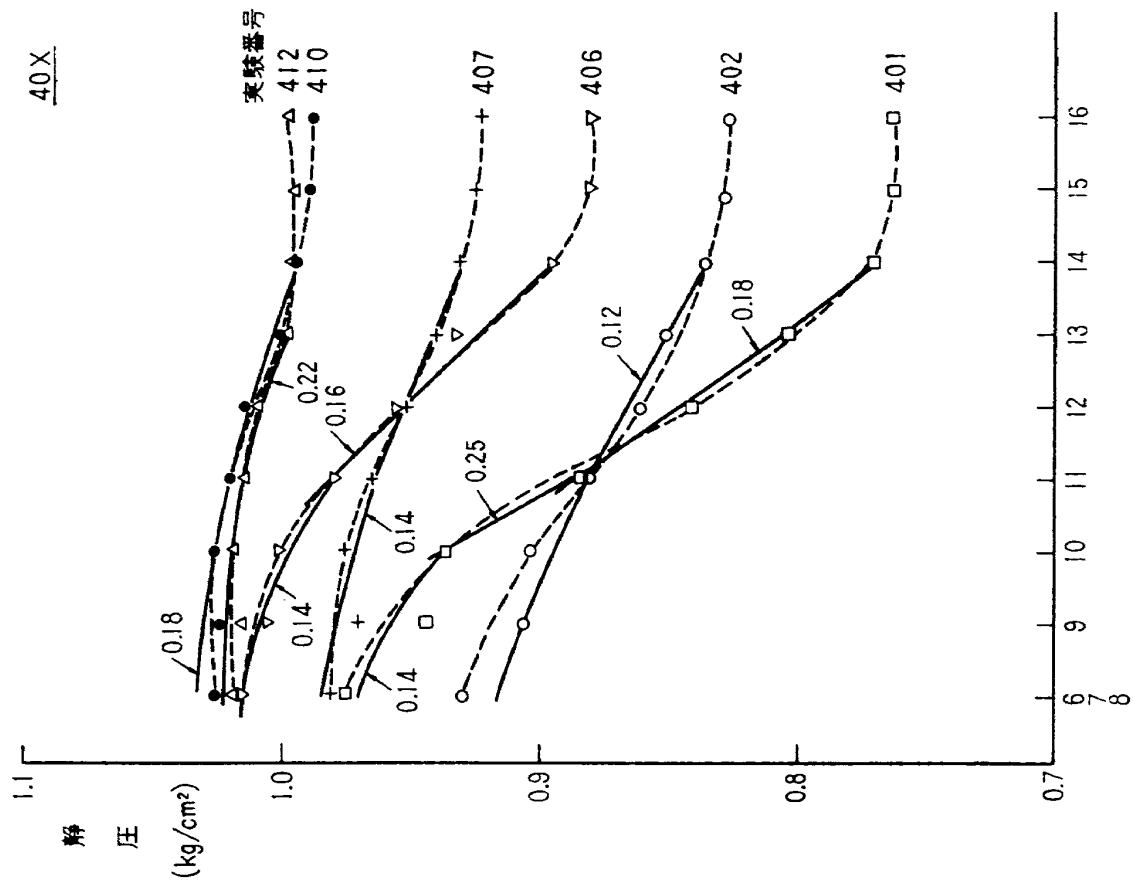
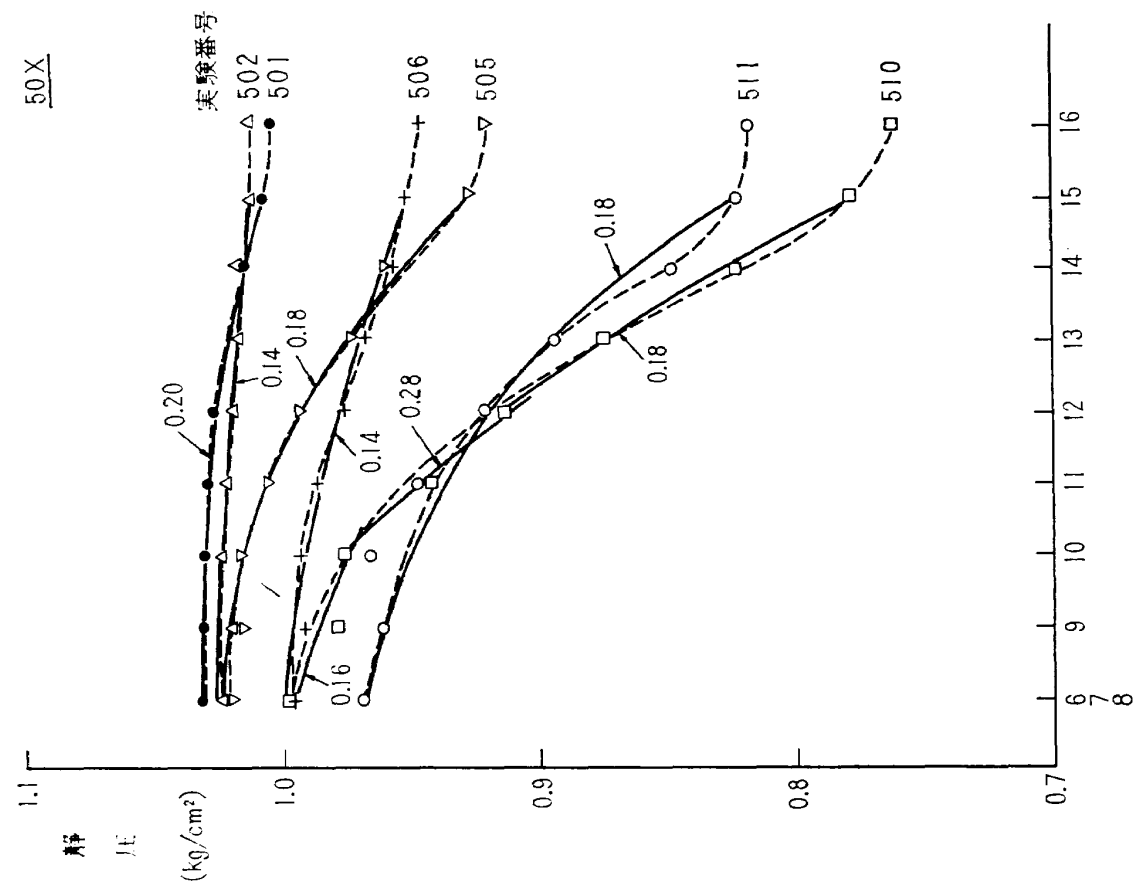
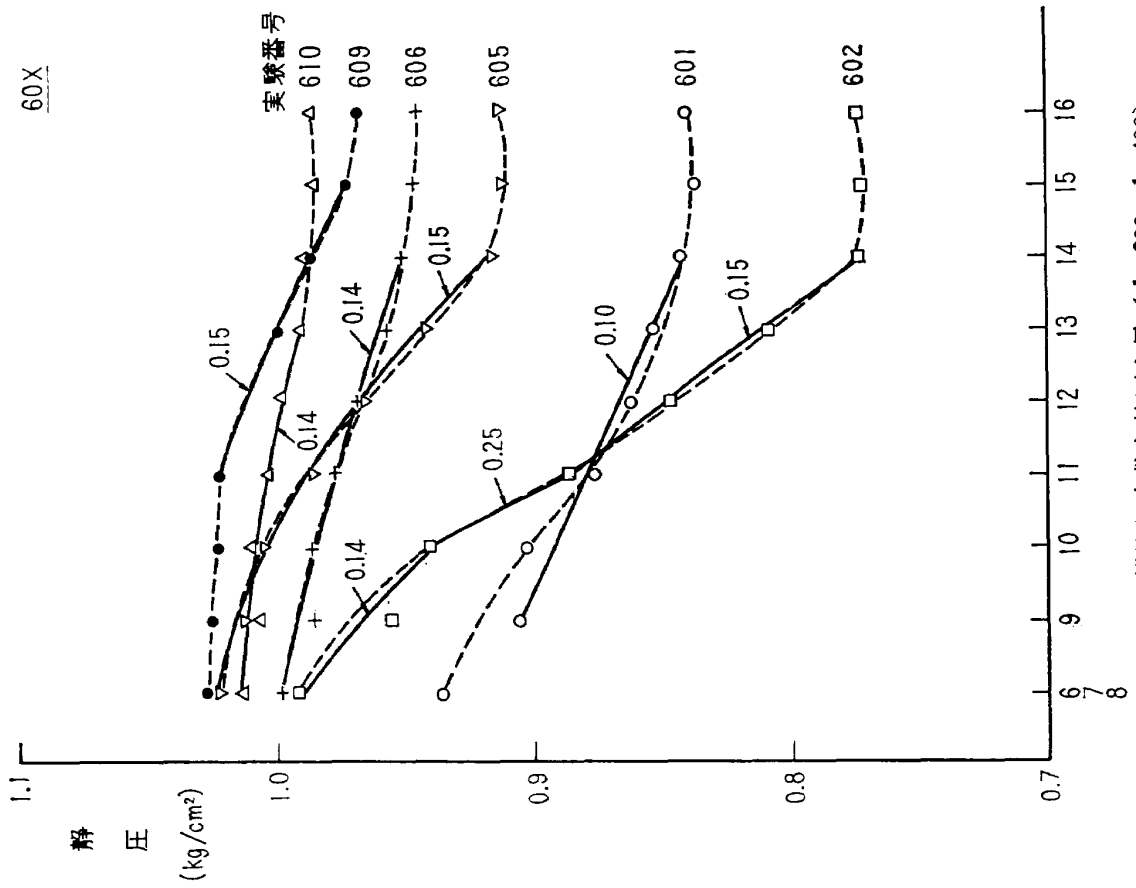


図 25(d) 混合距離比例定数と静圧上昇 ( $d=230$ ,  $l=430$ )

図 25(e) 混合距離比例定数と静圧上昇 ( $d=230$ ,  $l=660$ )図 25(f) 混合距離比例定数と静圧上昇 ( $d=200$ ,  $l=400$ )

### 6.5 全 圧 分 布

混合管入口および出口にくし型ピトー管を入れて半径方向の全圧分布を測定し、結果の一部を図26(a)～(e)に示す。管壁の位置には静圧を記入した。入口でかなりけわしい山形をしている分布も出口付近ではほぼ平坦になっており、このことは先に調べた混合管に沿っての静圧上昇が出口に近づくくと、飽和したような形になっている様子からも推察できることであり、ほぼ完全に混合が行なわれたようだ。ただ、最大一次空気量を流したとき二次空気量がほぼ最大るとき、すなわちエゼクタとしての最大空気量に近い場合（図に記入されている実験番号202, 322, 402, 509, 601に相当）、平行管ではまだ十分に混合が完了せずに全圧分布が半径方向に山形を残したままデフューザに流入しているが、図15～19の静圧分布と見比べて平行管出口でかなり大きな静圧上昇のこう配があることから、うなづける結果である。

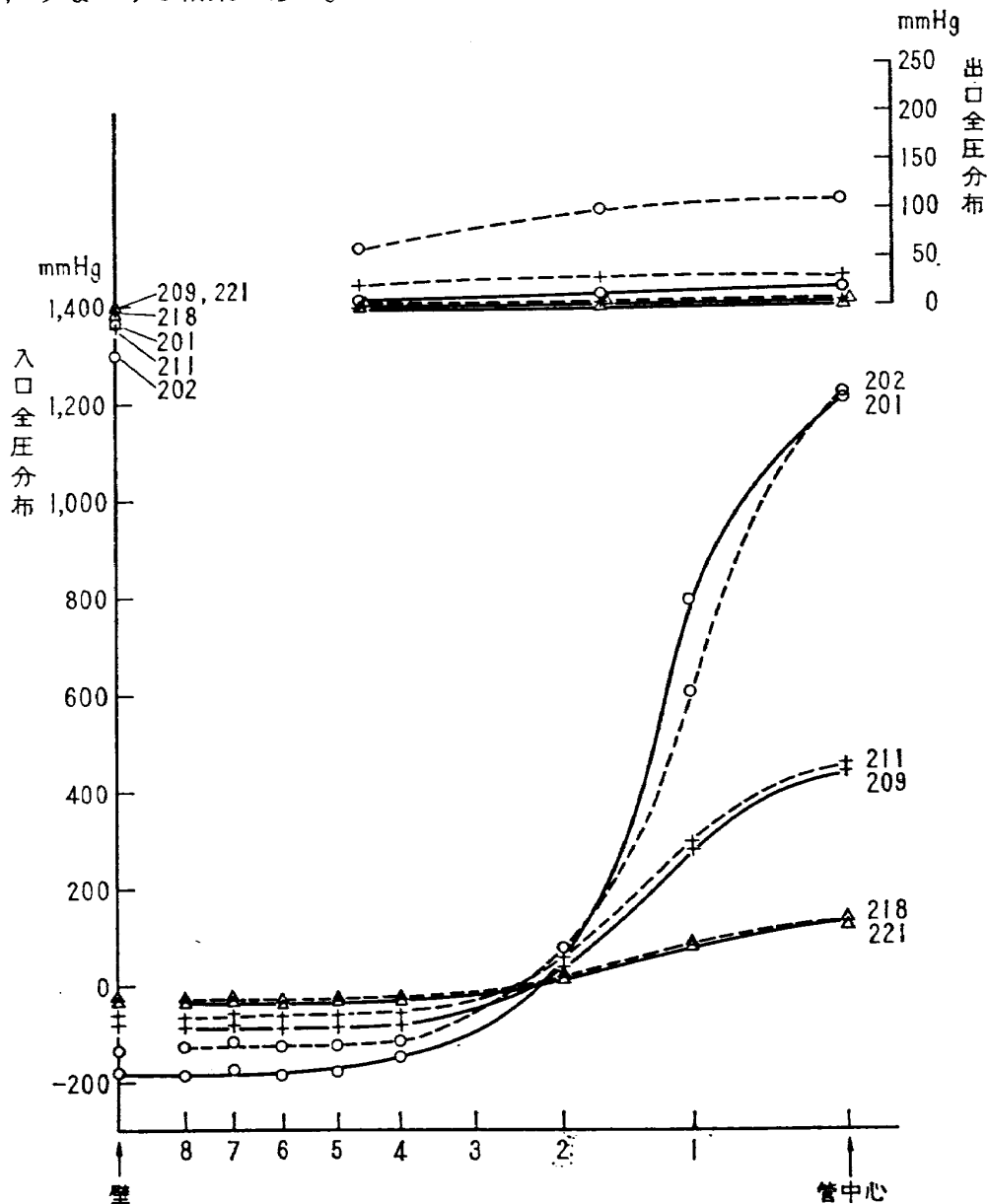


図 26(a) 混合管全圧分布 ( $d=200$ ,  $l=600$ )

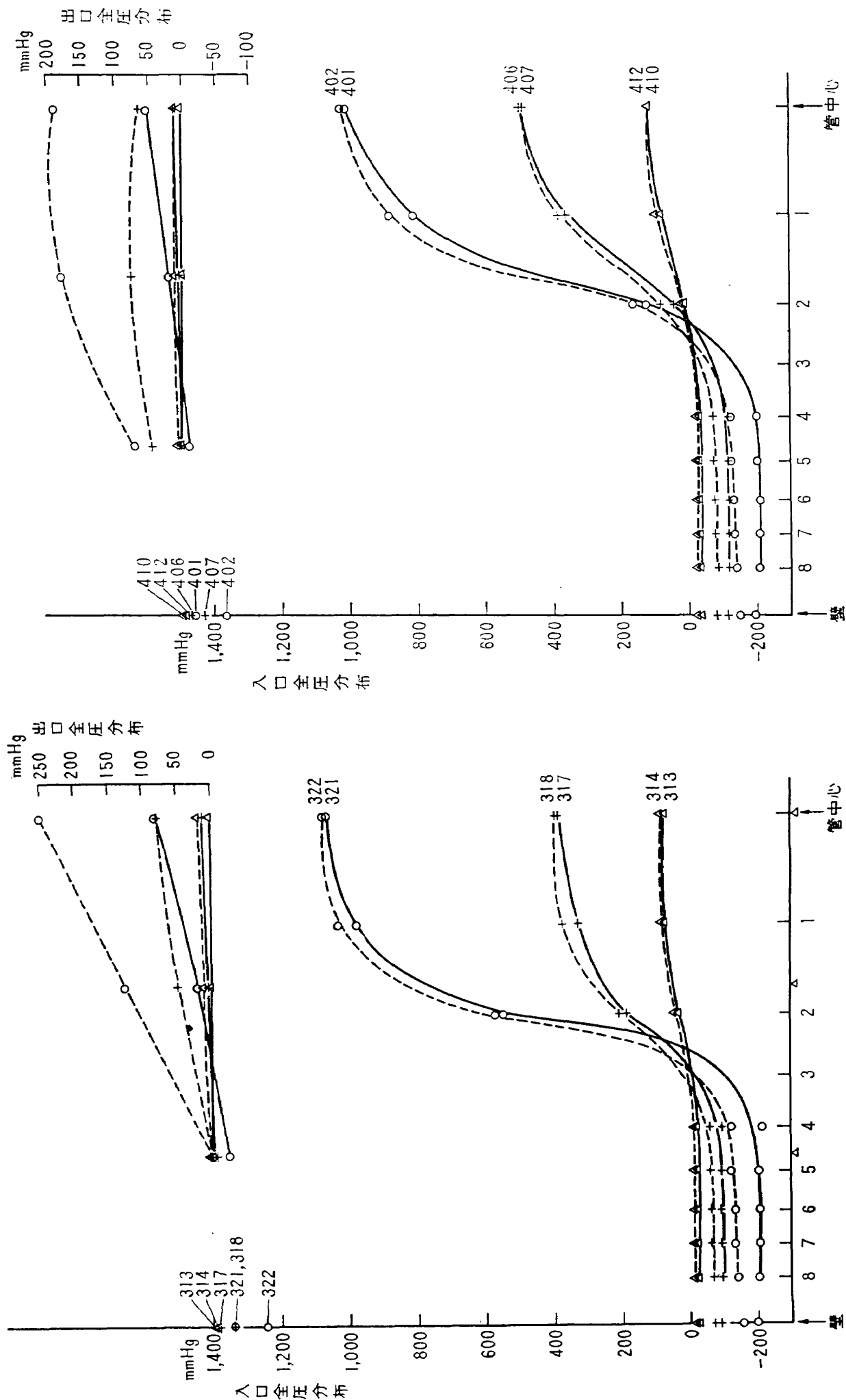


図 26(c) 混合管全圧分布 ( $d=230, l=430$ )

図 26(b) 混合管全圧分布 ( $d=230, l=200$ )

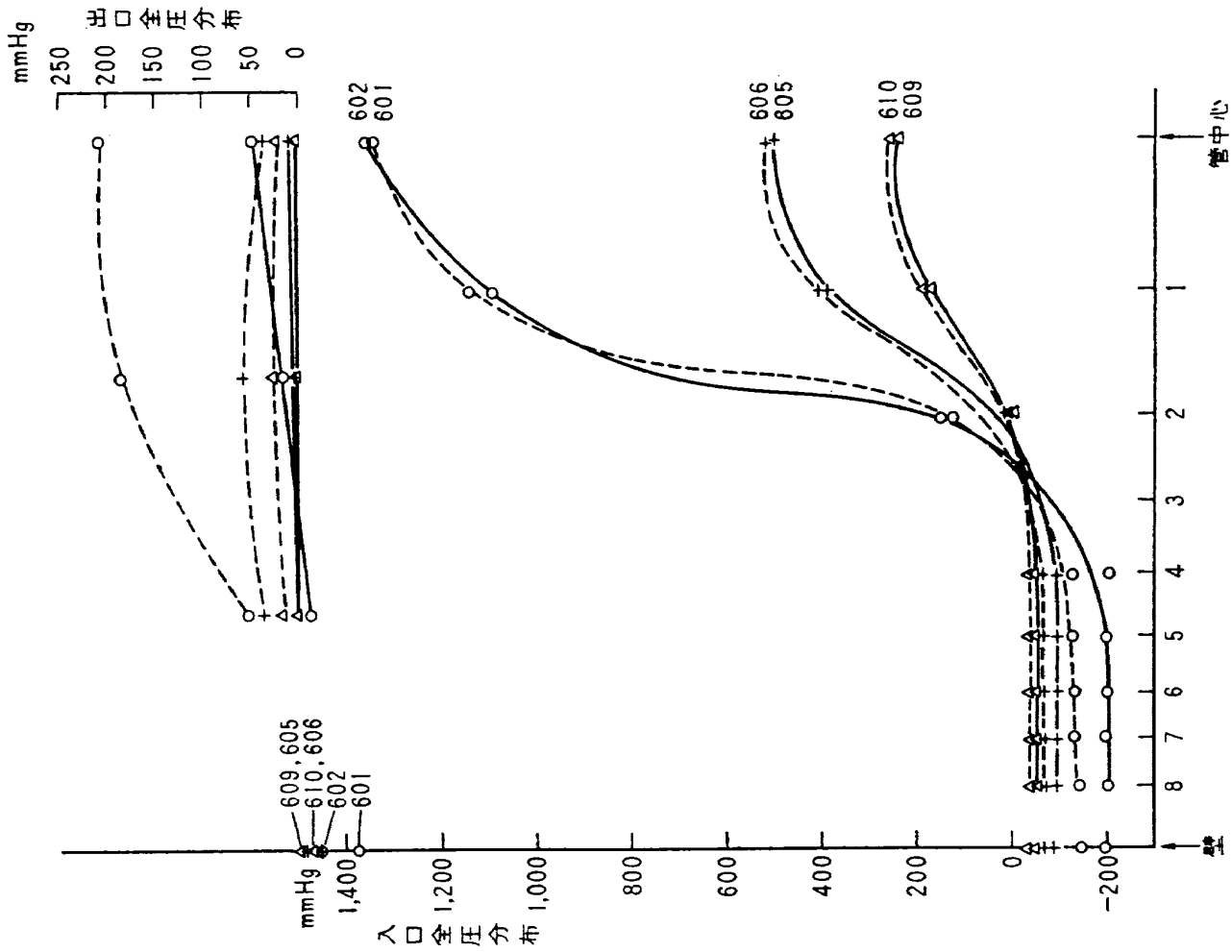


図 26(c) 混合管全圧分布 ( $d=200$ ,  $l=400$ )

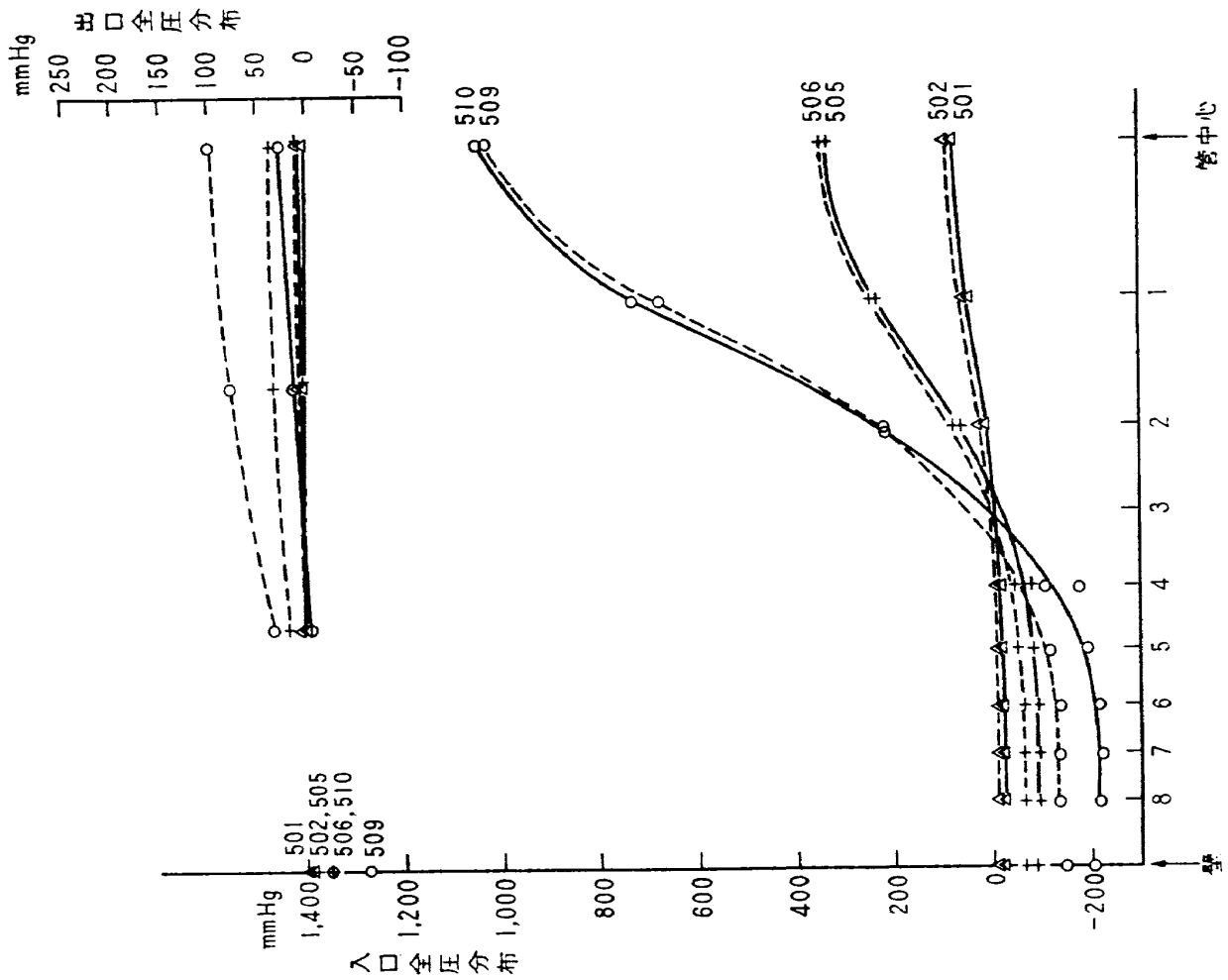


図 26(d) 混合管全圧分布 ( $d=230$ ,  $l=660$ )

## 7. 結 論

単段軸流圧縮機の要素試験のさい、高速の軸流速度を実現させるため大型空気エゼクタを開発した。現存している小型空気エゼクタのデータに基づいて設計し、ノズル径やノズル先端から混合管に至る距離を変えて、6種の組合せについて実験し性能曲線を得た。一次空気量（駆動空気量）21.2 kg/s のとき流量比 0.95, すなわち二次空気量（吸入空気量）20.1 kg/s が最大の流量であり、逆に最大真空は  $-207$  mmHg（ゲージ圧）であった。また大型と小型の相異、換言すればレイノルズ数の影響はあまり著しいものでないことがわかった。

エゼクタの主要な役目である混合現象にも注目し、平行管中での混合過程について静圧分布、全圧分布などの実験データを得、さらにこれらのデータを使って半径方向に平均した混合距離を計算したところ、混合管半径の 0.1~0.2 倍程度であった。

最後に、実験に当って、松木正勝部長、鳥崎忠雄室長から多大の援助を受けたこと、および転職された片山泰治氏の協力に感謝する。

## 文 献

- 1) M. Surendraiah and D. Rao; Performance of A Two-Dimensional Center-Jet Ejector, NAL Bangalore, TN-AE-18-63. (1963/7)
- 2) L. Kastner and J. Spooner; An Investigation of the Performance and Design of the Air Ejector Employing Low-Pressure Air as the Driving Fluid, Proc. Inst. Mech. Engrs. 140, 149 (1950).
- 3) J. Manganiello and D. Bogatsky; An Experimental Investigation of Rectangular Exhaust-Gas Ejectors Applicable For Engine Cooling, NACA Report No. 818.
- 4) S. Pai; Axially Symmetrical Jet Mixing of a Compressible Fluid, Quarterly Appl. Math., Vol. X, No. 2, (1952/7) pp. 141-148.
- 5) R.R. Burley & L. Bryant; Experimental Investigation of Coaxial Jet Mixing of Two Subsonic Streams at Various Temperature, Mach Number, and Diameter Ratio for Three Configurations, NASA Memo 12-21-58E.
- 6) H. Squire and J. Torouner; Round Jets in a General Stream, R. & M., No. 1974 (1944/1).
- 7) P. Hill; Turbulent jets in ducted streams, J. Fluid Mech. Vol. 22, part 1. (1965/5) pp. 161-186.
- 8) C. Wang; On the Velocity Distribution of Turbulent Flow in Pipes and Channels of Constant Cross Section, J. App. Mech., A85-A90, (1946).
- 9) 宮田 勉; 低圧空気エゼクタについて, エハラ時報, 11巻42号 (1962) pp. 59-64.
- 10) 高島洋一, 長谷川正行; 空気エゼクタの研究, 化学工学, 18巻9号 (1954) pp. 427-438.
- 11) 渡部一郎, 渡辺剛男, 仲田 哲, 中川 洋; 空気エゼクタの実験的研究(第2報), 日本機械学会論文集, 第22巻120号 (昭和31) pp. 590-595.
- 12) 渡部一郎, 渡辺剛男, 安藤 亨; 空気エゼクタの実験的研究 (第3報, 第4報), 日本機械学会論文集, 第22巻120号 (昭和31) pp. 596-602.
- 13) M. Barchilon & R. Curtet; Some Details of the Structure of an Axisymmetric Confined Jet With Backflow, ASME, Series D, Vol. 86, No. 4, (1964/10) pp. 777-787.

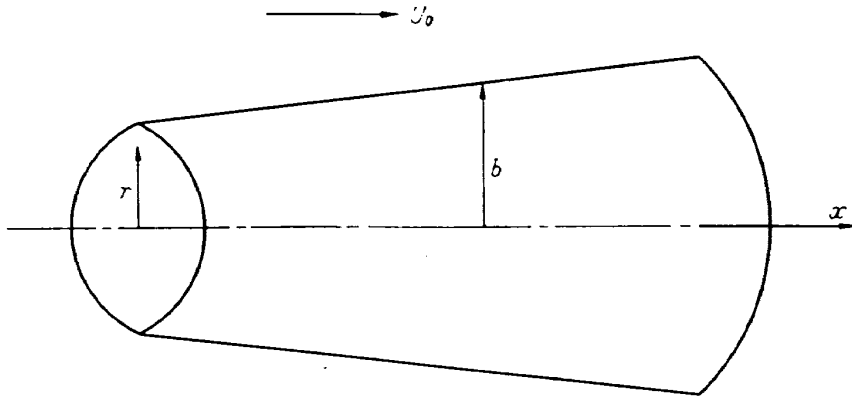


- 14) A. Addy & W. Chow; On the Starting Characteristics of Supersonic Ejector Systems, ASME, Series D, Vol. 86, No. 4, (1964/10) pp. 861-868.
- 15) R. Curtet & F. Ricou; On the Tendency to Self-Preservation in Axisymmetric Ducted Jets, ASME, Series D, Vol. 86, No. 4, (1964/10) pp. 765-776.

### 付録 1 自由流中への噴出

「6」には速度分布を三次式で近似した場合のダクト流れに関する理論を展開したが、ここでは一様流れをもつ自由流中へ噴出するときを考察する。

静圧上昇  $dp/dx \cong 0$  とみなし、自由流と噴流の境界で起こる摩擦応力を無視すると、付図1をみて



付図 1 自由流中への噴流

$$2\pi \frac{d}{dx} \left[ \int_0^b \rho u^2 r dr \right] dx = \rho \cdot 2\pi b U_0^2 db \quad (\text{A-1})$$

なる関係が成立する。ここで  $U_0$  は自由流の速度、 $b$  は考えている断面での噴流半径で、一般に  $x$  の関数である。「6」のように軸方向速度  $u$  を  $r$  の三次式で近似し、 $r=b$  で  $\partial u / \partial r = 0$ 、 $u = U_0$  および  $r=0$  で  $\partial u / \partial r = 0$  なる条件を付加すると

$$u - U_0 = 2\lambda_1 r^3 - 3\lambda_1 b r^2 + \lambda_1 b^3 \quad (\text{A-2})$$

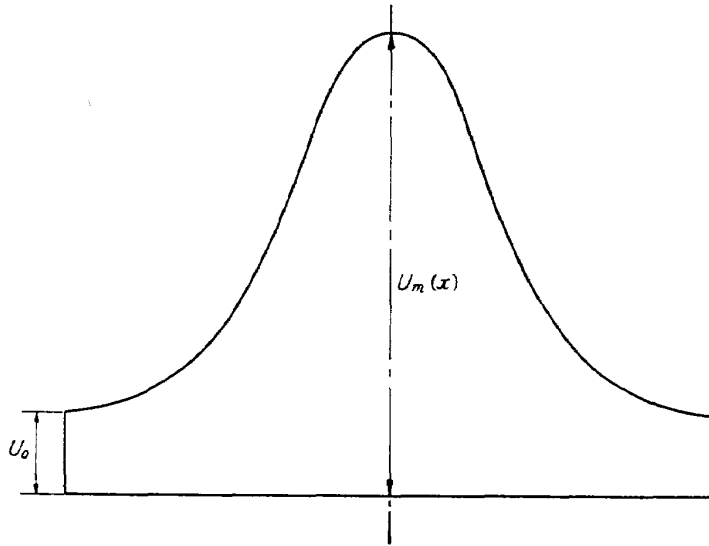
$$\lambda_1 = \frac{U_m - U_0}{b^3} \quad (\text{A-3})$$

となる。ただし付図2をみて  $U_m$  は一般に  $x$  の関数であるが、 $U_0$  は単なる与える定数とみなす。(A-2) 式を (A-1) 式に入れて、簡単な解析解を求めるために非圧縮性の場合に限定すると

$$\frac{1}{35} \frac{d}{dx} [(U_m - U_0)^2 b^2] + \frac{1}{10} U_0 \frac{d}{dx} [(U_m - U_0) b^2] = 0 \quad (\text{A-4})$$

となり、実験的に定める定数  $c_1$  を使って、

$$b = c_1 x \quad (\text{A-5})$$



付図 2 速度分布

と表わせるものとする、(A-4) 式は次のように積分できる。

$$x^2 U^2 + \frac{7}{2} U_0 x^2 U + c_2 = 0$$

ただし、 $c_2$ ; 積分定数

$$U; U_m - U_0$$

(A-6)

そこで、(A-5) 式の  $x$  は仮想原点から測り、ノズルから出て  $x=l_1$  なる位置ではほぼ三次式で表わされるような速度分布におちついたものとし、かつその場所では

$V_f$  なる速度をもつポテンシャル核の先端が保存されているものとする

$$U_{x=l_1} = V_f - U_0$$

とかけるから、積分定数は

$$c_2 = -\left(l_1^2 S^2 + \frac{7}{2} U_0 l_1^2 S\right) \quad (A-8)$$

ただし

$$S = U_{x=l_1} = V_f - U_0 \quad (A-9)$$

と決定でき、よって (A-6) 式から

$$U = -\frac{7}{4} U_0 + \sqrt{\frac{49}{16} U_0^2 + \left(S^2 + \frac{7}{2} U_0 S\right) \eta} \quad (A-10)$$

ただし

$$\eta = \left(\frac{l_1}{x}\right)^2 \quad (A-11)$$

となり、(A-10) 式を (A-2) 式に入れて速度分布は

$$u = \left[ -\frac{7}{4} U_0 + \sqrt{\frac{49}{16} U_0^2 + \left(S^2 + \frac{7}{2} U_0 S\right) \eta} \right] \left[ \left(\frac{2}{c_1^3}\right) f^3 - \left(\frac{3}{c_1^2}\right) f^2 + 1 \right] + U_0 \quad (A-12)$$

ただし

$$f = \frac{r}{x} \quad (A-13)$$

と表わすことができる。

TR-99	計器のよみやすさに関する研究 A Study of Dial Legibility	1966年2月	三好 範子, 岡部 正典 石川 澄子
TR-100	回転翼の線型理論 (III) —揚力線の方程式の解法— Linearized Aerodynamic Theory of Rotor Blades (III) —Method for Solving Lifting-Line Equations—	1966年2月	市川 輝雄
TR-101	航空機の着氷気象条件について (I) Meteorological Conditions on Aircraft Icing (I)	1966年2月	古関 昌次, 田寺 木二 泉 日出夫, 太田 幹雄
TR-102	ロケット胴体をまわる超音速流の一近似解法 (II) —迎角のあるとき— An Approximate Calculation for Supersonic Flow Past Bodies of Rocket Vehicles (II) —Linearized Flow with Attack Angle—	1966年3月	谷 岸 正勝 峰 喬
TR-103T	Basic Considerations for Treating Non- Equilibrium Fluids —A Functional Approach to Non-Equili- brium Statistical Mechanics—	March. 1966	Iwao HOSOKAWA
TR-104	翼幅方向に一樣な揚力分布をもつ三次元後退 翼のそり The Camber Distribution of a Spanwise Uniformly Loaded Subsonic Wing	1966年4月	河崎 俊夫, 海老原正夫
TR-105	パイロットの心理的負担に関する研究 (I) —操縦時の脈拍と呼吸の変化— A Psychological Study on the Mental Stress of Pilots (I) —Pulse and respiratory rate during flight—	1966年4月	三好 範子, 百名 盛之 岡部 正典
TR-106	遷音速における操縦面の逆効き On Reversal of Effectiveness Control Surfaces in Transonic Flow	1966年5月	神谷 信彦, 瀬川 晋策
TR-107	円錐型電磁衝撃波管内の流れ Ionized Flow in a Conical Shock Tube	1966年5月	松崎 利一
TR-90T	The Shape of Mechanical Hysteresis Loop, its Deformation due to Stress Repetition and Resulting Increase in Flow Stress Part 1. Experiment Part 2. Theory for Torsion	June 1966	Fujio NAKANISHI, Yasuo SATO & Fumio NAGAI
TR-108	二次元遷音速衝動タービン翼列の一実験 Some High-Speed Tests on Impulse Turbine Cascades	1966年6月	近藤 博, 蓑田 光弘 山崎 紀雄, 古川 昇

## 航空宇宙技術研究所報告109号

昭和41年7月発行

発行所 航空宇宙技術研究所  
東京都調布市深大寺町1880  
電話武蔵野三鷹(0422)44-9171(代表)

印刷所 奥村印刷株式会社  
東京都千代田区西神田1-10