

UDC 536.55 :
621.438 :
629.73.054.03

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-265

ガスタービン用流体温度検出器

西尾健二・遠藤征紀・遠藤篤和

1972年1月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- TR-241 Y S-11A-500/600型主翼疲れ試験
(1. セーフライフ試験荷重と試験方式)
Full-Scale Fatigue Test of YS-11A-500/600
Turboprop Transport Wing (1 Safe-Life
Fatigue Test Loads and Test Method) 1971年7月 竹内和之, 野原利雄
朝田洋雄
- TR-242 熱線による三次元平均速度ベクトルとレイノルズ
応力の測定
Measurement of Three-Dimensional Mean
Velocity Vector and Reynolds Stress By
Single Rotatable Hot-Wire 1971年7月 林 良生, 中谷輝臣
- TR-243 揚力をもつ物体のまわりのポテンシャル流れの計
算法 I その理論的基礎
A Method for the Calculation of Lifting
Potential Flow Problems-Part 1- Theore-
tical Basis 1971年7月 海老原正夫
- TR-244 超音速風洞における動安定微係数の測定
Measurements of Dynamic Stability Deriva-
tives in Supersonic Blowdown Wind Tun-
nel 1971年7月 高島一明, 榊原盛三
関根英夫
- TR-245 ヘリコプタ高度・速度線図および臨界決定点の解
析的推定法
An Analytical Method to Predict Height-
Velocity Diagram Critical Decision Point
of Rotorcraft 1971年11月 古茂田真幸
- TR-246 梁の大変形問題の解析について
On Analysis of Large Deformation Problems
of Beam 1971年11月 泉 日出夫
- TR-247 任意物体のまわりの自由流線理論
On the theory of Free Streamlines Past an
Arbitrary Shape 1971年9月 高橋 倅
- TR-248 亜音速流中における二次元翼上の圧力分布の, 粘
性効果を考慮に入れた計算法のプログラム
A Description of the Ideas Underlying a
Computer Programme for Predicting the
Aerofoil Pressure Distributions in Subcri-
tical Viscous Flow 1971年11月 海老原正夫, 石田洋治
小此木時雄
- TR-249 一般化 Newton-Raphson 法の計算機容量問題に
対する改良最適化アルゴリズム
Modified Optimization Algorithm for Com-
puter Storage Problems in Generalized
Newton-Raphson Method 1971年10月 志 甫 徹
- TR-250 はりの大変形解析
Large Deflection of Cantilever Beams 1971年10月 多田保夫, 日下和夫
- TR-251 対称スピン衛星のニューテーション運動による慣
性力の場とそのニューテーションダンパへの応用
Inertial Force Field Due to Nutational Motion
of Spinning Axi-symmetric Sattellite and
Its Applicatin to Nutation Damper 1971年11月 村上 力, 狼 嘉彰
- TR-252T A Study of Subsonic Two-Dimensional
Wall-Interference Effects in a Perforated
Wind Tunnel with Particular Reference
of the NAL 2m×2m Transonic Wind Tunnel
Inapplicability of the Conventional Boun-
dary Condition 1972年1月 Masao EBIHARA
- TR-253 圧縮性流れにおける翼型抗力の計算
A Calculation of Profile Drag of Airfoils in
Compressible Flow 1971年11月 石田洋治

ガスタービン用流体温度検出器*

西 尾 健 二**・遠 藤 征 紀**・遠 藤 篤 和**

Fluidic Turbine Inlet Gas Temperature Sensor

By

Kenji NISHIO, Masanori ENDO, Atsukazu ENDO

Abstract

There have been investigated and published many applications of fluidic amplifier device to large variety of engineering fields because of its trouble-proof, heat-and vibration-resisting characteristics derived from the fact that it has no moving parts.

Fluidic turbine inlet gas temperature sensor should be cited as one of the most important and right applications. Although some papers on it are already published, they are all confined to show the final test results or performances of the sensor.

Prototype fluidic turbine inlet gas temperature sensors we have designed and manufactured for experimental use on the consideration of basic mechanism of oscillation have two outstanding features in its geometry; first, they have the output port whose cross area is smaller than that of main nozzle. second, they have the feedback path whose cross area suddenly increases and remains constant up to control port. These features made it possible, at least principally, to get the fluidic turbine inlet gas temperature sensor with high resolution and low noise, large amplitude output signal.

In this report, we described the basic design consideration and philosophy of fluidic turbine inlet gas temperature sensor as well as some test results and performances of them. In appendix, we analyzed and calculated the phase shift of pressure wave caused by sudden increase of wave guide cross area.

1. ま え が き

流体素子は機械的な可動部分がないために故障が少ないこと、熱、振動などに対する耐環境性に優れていることなどの特色をもつために、それを生かした種々の応用が考えられている。

その一つに高温ガスの温度を計測するための流体温度検出器がある。流体温度検出器は、ジェットエンジンのタービン入口ガス温度(1000°C前後)を直接に、おくれを小さく、故障を少なく計測する目的から研究され、そのいくつかの研究成果が発表されている。し

かしながら、その多くは設計に関する基本的考察を欠いており、かつ実験結果に関するデータについてもごく限られている。

今回我々が試作したジェットエンジンガスタービン入口ガス温度検出器は、流体発振器の発振周波数あるいは振幅に関する考察にもとづいて設計されたものであり、2つの特色を有している。即ち出力口面積が主ノズル面積よりも小さいので出力口においてチョークが起こり、干渉室内のフローパターンが供給圧力に無関係であること、およびフィードバック路の断面積を急激に拡大した形状を採用することにより流量増幅を行なわせしめ、それによってノイズの少ない振幅の大きい出力信号を発生すること、である。

アクリル樹脂製およびダイクリル樹脂製の模型により、供給圧力0~5.0kg/cm²G, 最高供給空気温度80°C

* 昭和46年12月16日受付

** 原動機部

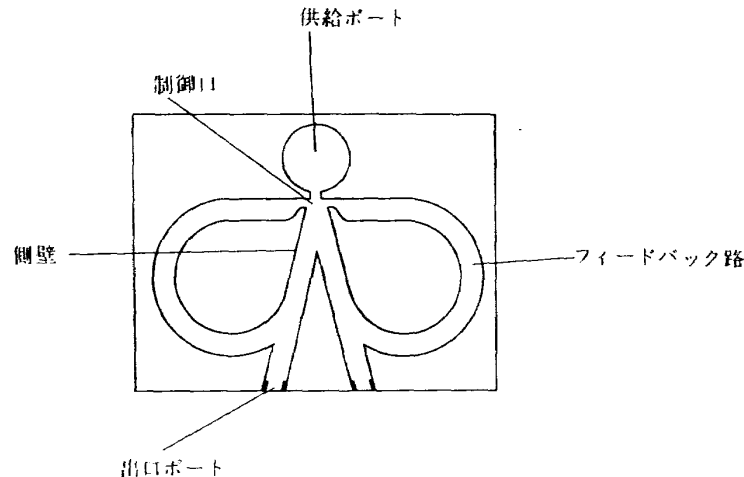


図 1 フィードバック形流体発振器

までの範囲で実験を行ない、ここで述べられたような考えのもとに設計された流体温度検出器が原理的にはじゅうぶん使い得ることを示した。

本報告は、この流体温度検出器の設計、製作の際になされた流体発振器に対する考察、流体温度検出器の設計思想および試作模型による実験結果の吟味などを含む。また付録に断面積の急拡大をともなう機械的波導管の音場の解析結果を付した。

2. フィードバック形流体発振器

フィードバック形流体発振器は図1に示すように流体増幅器および流体増幅器の出力の一部をその制御ポートにフィードバックするフィードバック路とから成る。そして出力流の一部をフィードバック路に導き、それを制御流として用いることにより発振を起こさせるものである。それ故幾何学的形状一定のときその発振周波数は主にフィードバック路を流れる流体の速度あるいは波の伝はん速度によって決定される。流体増幅器としてはその目的に応じて、噴流偏向形素子あるいは側壁付着形素子のいずれを用いてもよい。

(1) 流体増幅器の撰択

噴流偏向形素子においては主噴流の偏向の大きさは左右の制御流の運動量の差に比例して起こる。したがって主噴流の偏向動作に対する側壁形状の影響は少ない。一方側壁付着形素子においては、主噴流と側壁とはさまれた領域に生ずる低圧のうず領域の働きによって主噴流の安定な切り換え（コアンダ効果）が起こるので側壁の形状およびうず領域の形成に関係するその他の幾何学的形状が素子の切り換え特性に直接影響を与える。このため側壁形状およびスプリット距離、オフセットなどを適当にえらぶことによりその切り換え特性を制御することが可能である。それ故出力

通路あるいはその後続く負荷インピーダンスが大きいときなどに、これらの諸量を加減して安定な付着を維持することができる。従ってフィードバック形流体発振器の流体増幅器として壁付着形素子を用いることは、それにかかる負荷を考慮した場合に有利なことと思われる。また噴流偏向形素子においては主噴流の偏向は左右の制御流の連続的な運動量の差によってなされるものであるからその主噴流の切り換えはフィードバック路を通る流体の流れにより行なわれる。この流速はフィードバック路入口における圧力、したがって一般には供給圧力が大きくなれば大きくなり、逆に小さくなれば小さくなる。それ故供給圧力の変動にしたがって発振周波数が変動してしまう。一方壁付着形素子においては、制御流が主噴流と側壁の間にはさまれた領域の巻き込みを補うに十分な強ささえあれば制御流によるうず領域の破壊が行なわれ低圧域の圧力は上昇し、主噴流はもう一方の壁に瞬時に付着してしまう。それ故、制御流としては連続的な流れである必要はなく、うずを破壊するに十分な流速をもった一時的な流体の移動、すなわち波であってもよい。理想気体では流体中を伝わる波の速さは、その温度のみに依存し圧力には関係しない。以上のことを考えると壁付着形素子を用い、さらにフィードバック路内を伝わる圧力波が切り換えを起こすに十分な強さを有するように発振器を構成することは、その発振周波数が温度のみに依存し供給圧力の変動によって発振周波数の変動が生ずることのない発振器を構成するための必要条件と思われる。壁付着形素子を用いた流体発振器であってもフィードバック路を伝はんする波が、うず領域を破壊するに十分な強さをもたなければ波による発振は不可能であり、この場合は噴流偏向形素子を用いたときと同様に流体の流れにより切り換えがおこり、フィー

フィードバック路内の流れの強さ、したがって供給圧力の変動にしたがって発振周波数の変動が起きてしまうことは自明である。

以上の理由によって供給圧力が変動してもその発振周波数が変動しないフィードバック形流体発振器をつくるには、壁付着形素子を用いかつフィードバック管としては主噴流の切り換えを行なわしめるに十分な波を発達させるものをえらぶ必要のあることがわかった。

(2) 主ノズル断面積と出口面積の関係

(1)でも述べたように壁付着形素子においては主噴流と側壁との間にはさまれたうず領域の形状および付着うずの強さが直接に素子の切り換え特性に影響をもつ。そして付着うずの大きさ、強さはオフセット量、側壁角、スプリッタ距離などの幾何学的形状に大きく左右される。一方幾何学的形状が一定の場合は主噴流の流れ模様によってその強さ、大きさが変化する。したがって供給流体圧力の変動は主噴流の流れ模様を変えることにより付着うず領域の形状および強さを変化させ、素子の切り換え特性に影響して、フィードバック形流体発振器の発振周波数の変動の原因となる。従来報告されたフィードバック形流体発振器についてのデータは供給圧力によって周波数が大して変化していないものがほとんどであるが、これらは一般にフィードバック路の長さが非常に長い。(したがって発振周波数も低い。)この場合には一周期のほとんどがフィードバック路を伝わるための時間につかわれていて、供給圧力の変化によって流れもようが変わることによって起こるスイッチング特性の変化が見かけ上現われないだけのことであり、本報告に述べるようなフィードバック路が短かくて発振周波の高いフィードバック形発振器の場合はこの変化を無視できない。

航空機用ガスタービン入口ガス全圧はコンプレッサ出口全圧から燃焼器における圧力損失を差引いたものであるが、コンプレッサ出口圧力は一般に大気圧に対して臨界圧力よりもはるかに大きな値をとるからタービン入口ガス全圧もまた臨界圧力以上である。それ故タービン入口ガスを流体発振器の供給ガスとして用いる場合に従来の流体増幅器のように主ノズル断面積が受流口、それにつづく出力通路、出力ポートの断面積のいずれよりも小さいとすると主ノズルにおいてチョーク状態になる*。したがって供給圧力すなわちタービン入口ガス圧力が変動すると、それにつれて主ノズルより下流の干渉域、受流口などにおけるフローパ

ターンが変化し、これは上に述べたように素子の切り換え特性を変化させフィードバック路が短い場合の発振周波数の変動の原因となる。同様のことは供給圧力が臨界圧力よりも小さいときにも言えるのであってこの場合も供給圧力の変動は干渉域内のフローパターンを変化させる。

そこで出力口の断面積を主ノズルの断面積よりも小さくとしてみる。すると一定の供給圧力以上では出力口がチョーク状態になる。このような状態においては、供給ガス全圧力と出力口における圧力との比は、供給ガス全圧力の値にかかわらずほぼ一定値を保つから、干渉域内に噴出したフローパターンはほとんど変わらない。(一般に供給ポートは素子内部の通路に比較して大きな容積をとるから全圧力と静圧力は等しいと見てさしつかえない。)したがって供給ガス圧力の変動によりうず領域の強さ、形状が変化することによって起こる発振周波数の変動をおさえることができる。(供給ポートと出力口との圧力比は変化しないが、素子内部の圧力は供給ガス圧力とともに変化する。)

(3) フィードバック形流体発振器の発振周波数

フィードバック形流体発振器の発振周波数を考える場合には、流体増幅器の主噴流の偏向あるいは一方の壁から他方の壁への切り換え特性を知らなければならない。

例えば、流体増幅器として噴流偏向形素子を用いた場合にはその構造からいって左右の制御口からの連続的な制御流の強さの差が主噴流の偏向をもたらすのであるから、フィードバック路内の圧力が高まり制御流の強さが増加する時間を決定するもの、すなわち供給空気圧(流量)およびフィードバック路容積によってその発振周波数は決定される。

一方、流体増幅器として壁付着形素子を用いた場合には、主噴流の切り換えは低圧渦領域を破壊するに十分な流速をもった制御流であれば連続的なものでなくても主噴流の切り換えが行なわれる。このことはフィードバック路内を伝わる波によって主噴流の切り換えが行ない得ることを意味している。この場合にはフィードバック路内に発生する波が定在波を生ずるかそうでないかによりその発振周波数を考えることになる。定在波が生じない場合(フィードバック路が長い場合)に極端に細く、波の減衰が著しい場合)における発振周波についてはつぎのように説明される。

図2は左右の制御ポートにおける圧力の時間変化である。*a*、*d*点は主噴流が側壁に付着し膨脹波を発生した状態、*b*、*e*点はその状態から圧力上昇過程に移っているために圧縮波が付着制御ポートに到達し低圧う

* 超音速流体増幅器はここでは取り扱わない。

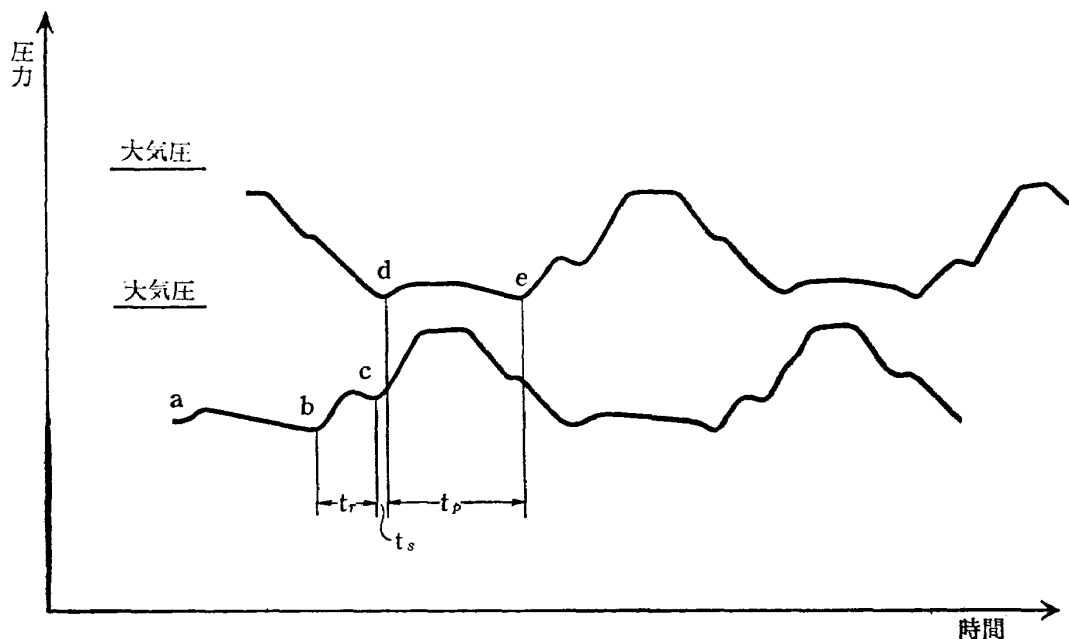


図 2 両制御ノズル内の圧力変動状況

ず領域の圧力を上昇させる始点と考えられる。b, c間において一度上昇した圧力がさらに減少しているのは、主噴流が側壁から離れる直前における低圧うず領域の体積の増加によるものである¹⁾。

そこで \overline{bc} : 応答時間 (t_r), \overline{de} : 圧力波伝ば時間 (t_p)

\overline{cd} : 切換時間 (t_s)

を定義すれば、発振周波数 f は

$$f = 1/2 (t_r + t_s + t_p)$$

で与えられる。

一方、定在波が存在する場合には次のように説明される。

この場合にはフィードバック路内の各点における圧力、流量波の同一時刻における位相は同一又は正反対であり、ただその振幅が場所により発振周波により異なるだけである。一方左右の制御ポート（フィードバック路出口）における波の位相は幾何学的対相性を考えれば 180° ずれているはずである。この位相のずれは一般には

- ① 制御ポートにおける流量波あるいは圧力波が上昇してから主噴流の切り換えが起こる直前までの位相。すなわち前に述べた応答時間 (t_r) に相当する位相。

- ② 切り換え時間 (t_s) に相当する位相。

- ③ フィードバック路入口（出力口又は受流路側壁からの出力口）とフィードバック路の接続部に断面積の急激な変化がある場合、それによっておこる位相差。

とに分けられる。

すなわち、①、②、③による位相差をそれぞれ θ_r ,

θ_s , θ_a とすれば

$$\theta_r + \theta_s + \theta_a = 180^\circ$$

の関係を満たす周波数で発振することになる。

さて、フィードバック形流体発振器の発振周波数は上に述べたようにして定まるのであるが、このことはフィードバック路を伝わって制御口に到達した波が主噴流の切り換えを行なわせるに十分なパワーをもっているときに言えることであり、壁付着要素子ならばよいというわけではない。たとえ壁付着要素子を用いたとしてもフィードバック路形状が波による切り換えを不可能にしているのはいけなない。例えば図3—(b)に示したようなフィードバック路を考えてみる。この場合フィードバック路に定在波を生じそれによる共振によって主噴流の切り換えにじゅうぶんな大きさの振幅を得るためには出力口（制御口）Aを入力口Bに比

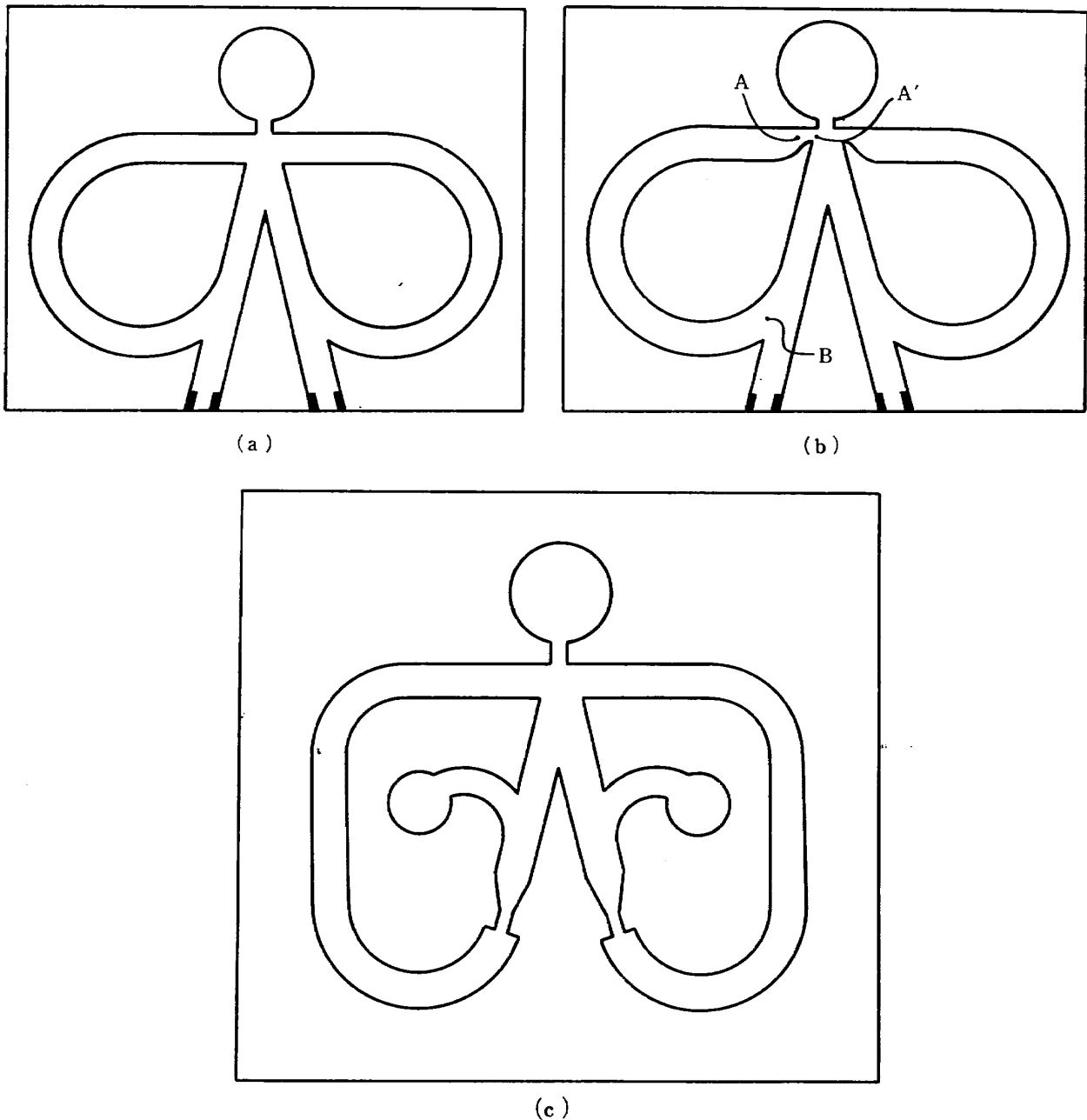


図 3 フィードバック形発振器のフィードバック形状

較して十分小さな断面積として入力口と出力口におけるインピーダンスの差を大きくしなければならない。この場合出力口 A においては共振時に大きな振幅の圧力波を生ずるが AA' の通路が小さいために周波数が高くなると波動インピーダンスが大きくなり圧力波は $\overrightarrow{AA'}$ 方向に進行せずにほとんど反射してしまい、したがって低圧渦領域に急速な切り換えを行なうのに十分な流れを供給することができないので波による切り換えは不可能となる。

それ故、フィードバック路内に発生した定在波による共振現象を利用して発振を行なわせしめるには別の

形状を考える必要がある。

(4) フィードバック路形状

従来フィードバック形流体発振器に関する報告はいくつかなされてきたのであるが、フィードバック路形状について考察したものは少ない。それは多くのものがフィードバック路長が長く、従がって発振周波数が低いものを扱っているからであり、周波数の増加にもなると起こる問題が表面にでなかったためであると思われる。

たとえば図 3-(a) に示したような断面積をもつフィードバック路においてはフィードバック路入口から

みた入力インピーダンスは小さいから必要以上に多量のガスが流れ込み波形を乱すばかりでなく、フィードバック路入口部と出口部におけるインピーダンスがほぼ等しいから定在波による流量の増幅も期待できない。(もっともこのような管路においてもその長さが比較的長い場合にはフィードバック路入口部における乱れの影響もフィードバック出口(制御口)には達せずあまり問題とはならない。)

また図3-(b)のように出口端をしぼったフィードバック管を用いると周波数の高いところにおいて波の反射係数が増大し出口端に達した波の大部分は反射してしまい低圧渦領域を破壊することができず波による切り換えが行なわれないか、行なわれても不確実なものとなる。図3-(c)は(a)(b)等の欠点を除いたフィードバック路形状で本研究において採用したものである。(次章参照)

3. 圧力不感形流体温度検出器の設計

2.においてはフィードバック形流体発振器の設計をする時に考慮すべき事柄のうち、流体増幅器の撰択、主ノズル面積と出口ポート面積との比のえらび方、フィードバック路形状の撰択、発振周波数などについて考察した。これらの考察をもとにして、ジェットエンジンのタービン入口ガス温度検出器を設計し、その模型を試作した。

ジェットエンジンのガスタービン入口ガスの温度は一般に 1000°C 近いかあるいはそれ以上である。またその圧力は、大きなものではエンジン停止時の大気圧から最高回転数作動時における圧力すなわち $0\sim 20$ 気圧の範囲にある。またタービン入口ガス温度を計測してオンラインで制御用に用いるには相当速い応答性が要求される。

これらのことを総合して考えてみると流体温度検出器には以下に列記されるような事柄が要求される。

- (1) 発振周波数が供給圧力の大きな変動によって影響されずに温度のみによって変化し、かつその変化率がなるべく大きいこと。またガスの温度変化に対する周波数の変化がすみやかであること。
- (2) S/N 比が大きいこと。
- (3) 高温、高压に耐える材料で製作すること。
- (4) タービン入口ガスを作動流体として用いても正常に作動すること。

これらのうち、(3)、(4)は実用段階(あるいは計画の当初において)に考慮すべき重要な項目であるが、今回の設計にあたってはこれらの問題には触れずに(1)、(2)の問題のみを考慮した。そしてそれらの解決には2.

で述べた流体発振器に関する考察にもとづいた方策を採用した。

その結果図4に示すようなフィードバック形流体発振器を製作した。その特色は

- ① 出力ポート断面積 A_e が主ノズル断面積 A_n より小さくとられている。
- ② フィードバック路入口において断面積が急拡大しそのままの断面積で制御口まで続いている。
- ③ オフセット、スプリック距離が素子に記憶性をもたせるよう適当な量がえらばれている。

などである。

①によって干渉室内の主噴流のフローパターンは一定し、従って側壁と主噴流とはさまれた低圧渦領域の強さ、形状は一定し、供給ガス圧力の変動に関係のない一定の発振周波数をもたらしことになる。②は①とともに、フィードバック形発振器がフィードバック路の共振周波数において発振することを可能ならしめ、同時にフィードバック路内に過剰な流体が流れ込むことによるノイズの発生を防いでいる。

次に本流体発振器の発振機構を説明する。まず図5はA点、B点、C点の波形を説明のために三角波で示したものである。A点とC点は流量波を示し、B点は圧力波を示す。最初主噴流はA側の側壁に付着しているとすると、A点における流速が正(主噴流に向かう方向)になって低圧渦領域をうずめるに従って主噴流の一部は反対側の受流路に流れ込むようになりB点の圧力を高めてゆく。そしてついに主噴流は反対側の側壁に付着する。このときのA点の流量波とB点の圧力波の位相差は、2において述べた θ_r , θ_i を合わせてほぼ 90° になる。次にB点における圧力波と、フィードバック路内の波動との関係を知るために、付録に示すような解析を行なった。本発振器のごときフィードバック路形状を採用し、その長さが短かく、かつそこを伝わる波の振幅が、フィードバック路を往復するあいだは減衰消滅しない程度に大きい場合にはフィードバック路内に定在波を生じるから付録の解析結果をこの場合にあてはめてみる。

これによればB点の圧力とフィードバック路内の流量波との位相は共振周波数 fn において 90° となり結局A点とC点との位相差は全体として 180° となるから結局本温度計は共振周波数 fn で発振する。そしてそのときの制御口における流量波の振幅は急速に増大する。これは出力信号の振幅の増大をもたらし、かつまた、そのときB点からフィードバック路を見たインピーダンスも急速に増大し、作動流体のフィードバック路内への必要以上の流入を防いでいる。この共振周波数は

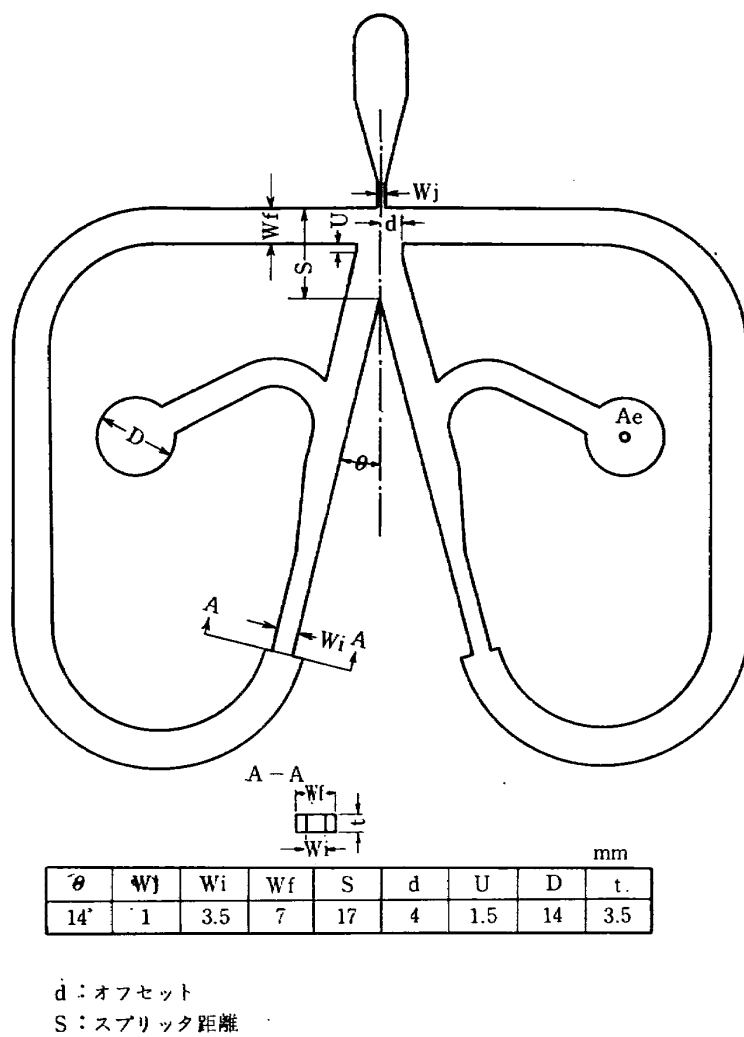


図 4 温度検出器構造図

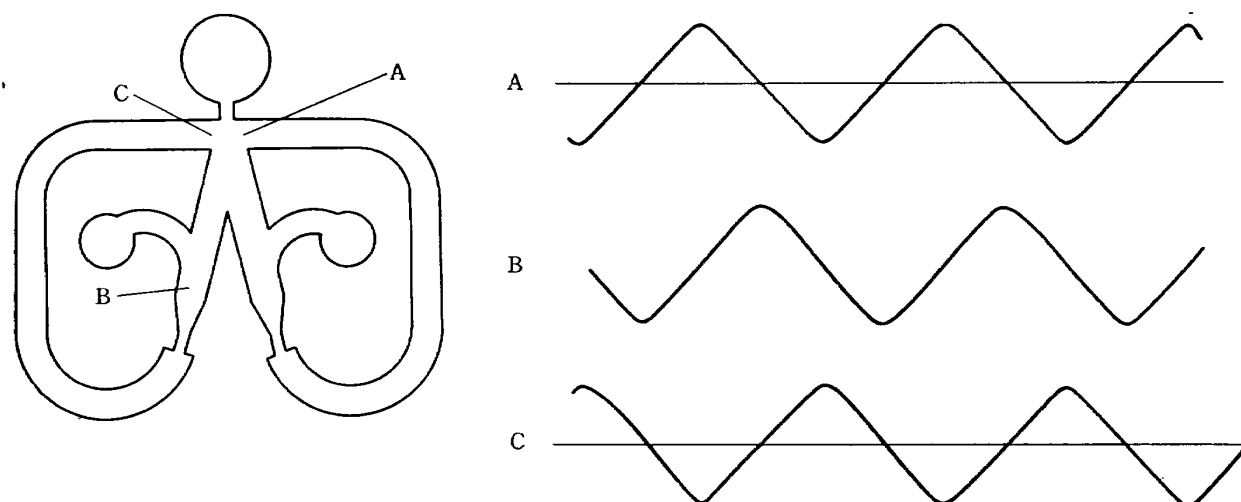


図 5 フィードバック形発振器の各点における波の位相関係

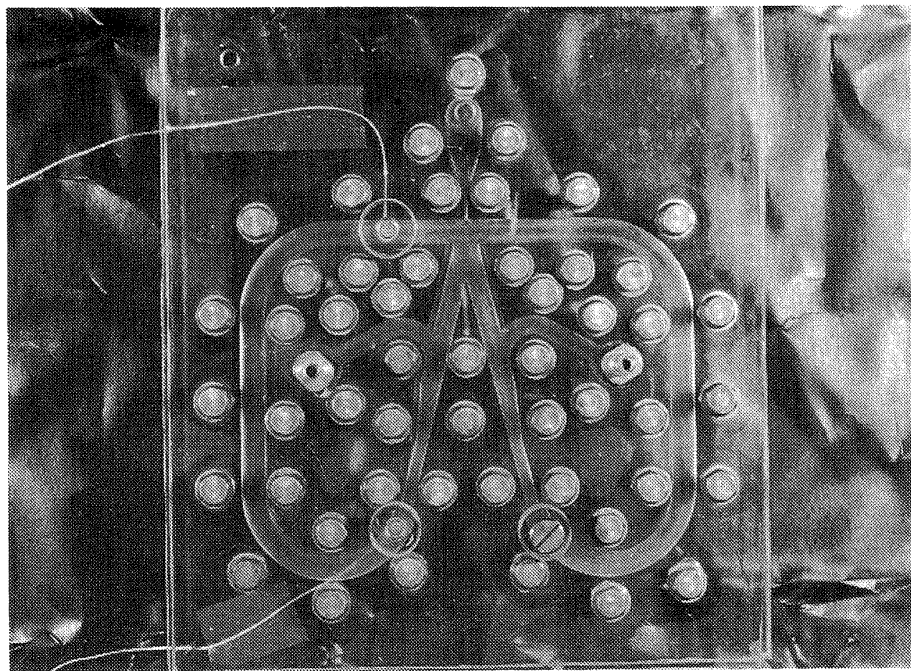


図 6 大 形 模 形

付録で示したように、音速を Cd 、フィードバック路長を l とすれば $fn = \frac{Cd}{4l}$ となり、これは音速（温度の平方根）に比例するから、温度検出器の発振周波数も温度の平方根に比例して変化する。ここで注意すべきことは、制御口における境界条件である。供給圧力の変動により制御口、すなわち低圧渦領域の圧力が変動すれば付録(19)式の Z が変わるので(18)式の K_2 が変わり当然 A 点と C 点の位相差が 180° となる周波数（共振周波数）は変動してしまう。しかしこの場合は①によってこれを防止している。

さて、①、②のために本温度検出器の受流路における負荷インピーダンスは非常に大きくなり、このような場合、流体増幅器の主噴流の壁付着は不安定となり予測できない周波数で発振してしまうことがある。それを防ぐために本温度検出器においては過去の報告にもとずき²⁾ スプリッタ距離、オフセット等を適切な量にえらんである。

4. 実験とその結果

2.3 において流体温度検出に用いる流体発振器を設計するときの基礎となる考察およびそれにもとづいて設計した流体温度検出器の作動原理について説明した。ここでは、試作した流体温度検出器を用いて行なった実験結果にもとづいて、これらの考察の結果を確かめ、またその性能を知るとともに、流体温度検出器をジェットエンジンのタービン入口ガス検出器として用いる場合の問題をあげる。

試作した流体温度検出器の模形は、アクリル樹脂製で検出器内部の波形、温度変化などを観察するために製作した大形模形と、形は大形模形と相似であり、大きさがその $1/3.5$ で主にフィードバック路形状の影響を観察するための、ダイクリル樹脂をフォトエッチング加工して製作した小形模形との2種類である。

図6は大形模形、図7は小形模形、図8は大形模形を使つての実験中の写真である。表1に大形模形および小形模形の諸元（3種類）を示した。図9は空気供給系統を示し、図10は計測系統を示した。大形模形内のガスおよび模形自体の温度は図11に示す方法で計測した。またその発振周波数は図8に示すように温度検出器出力信号により市販の噴流偏向形素子を駆動し、その出力信号を半導体圧力ヘッドにより検出し、観察した。小形模形の場合発振周波数が高いので市販の流体素子の周波数応答性では応答きれないので、圧力ヘッドによって直接その出力信号を検出した。作動流体は空気を用いた。その圧力は $0 \sim 5.0 \text{ kg/cm}^2\text{G}$ 、温度は室温から約 80°C の範囲で実験した。

(1) 供給空気圧力と空気流量および発信周波数の関係

図12は大形模形においてその主ノズル面積を一定とし、出力口面積を変えたときの供給空気圧力に対する発振周波数を示したものである。図13～15図は表1に示した3種類の小形模形について同様の実験をした結果を示す。小形模形の出口面積は図16に示すように直径の異なる銅管をつけかえることにより変えた。図12において $A_1/A_2 = 2.0$ のときは供給圧力の全範囲にお

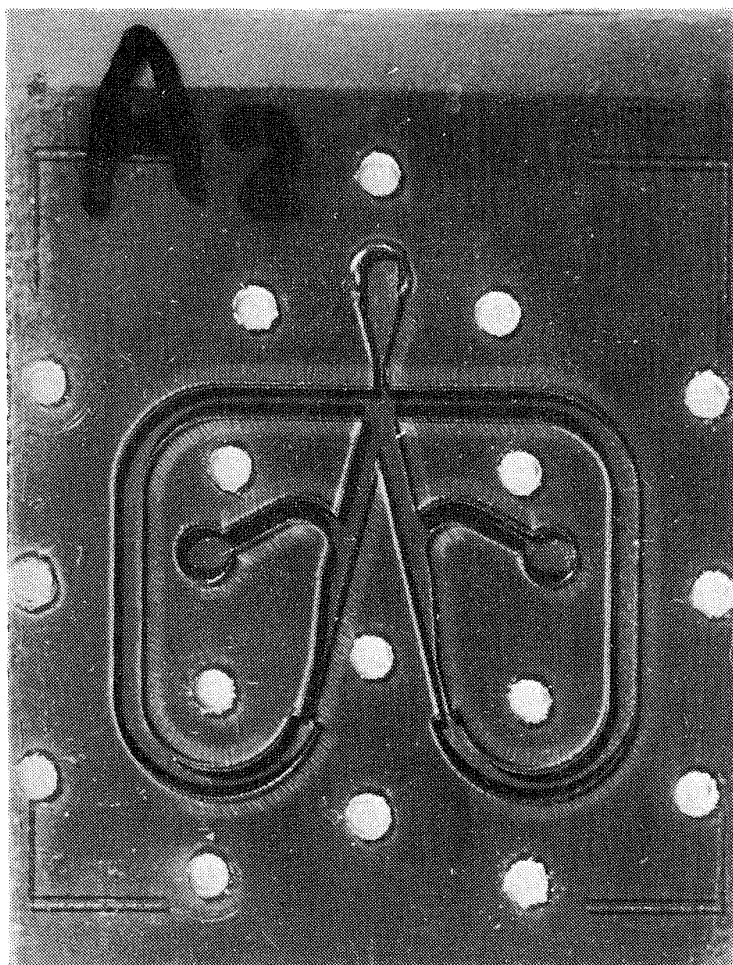


図 7 小 形 模 形

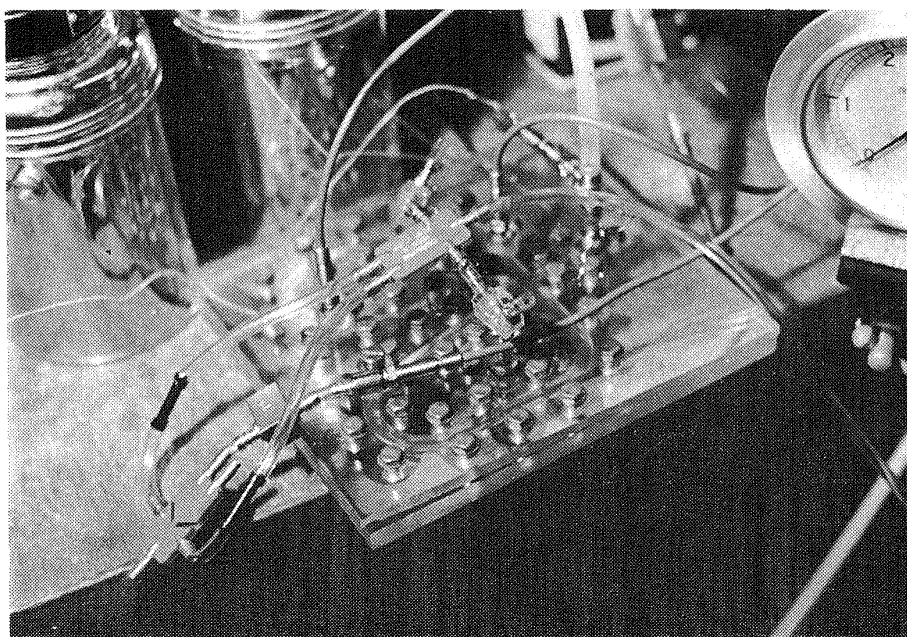


図 8 大 形 模 形 の 試 験

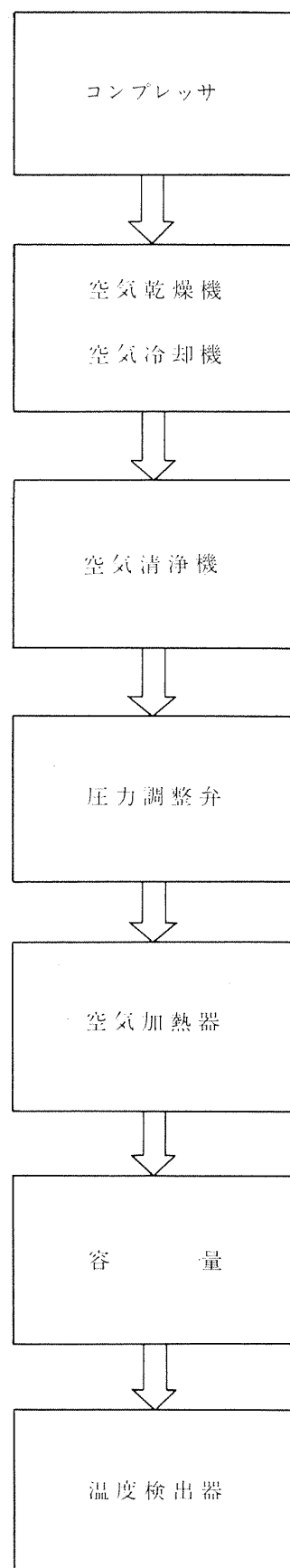


図 9 空気供給系統図

	大 形 模 形	小 形 模 形		
		P — I	P — II	P — III
主 ノ ズ ル 幅 (mm)	1.0	0.805	0.847	0.774
流 路 厚 さ (mm)	3.5	1.0	1.0	1.0
制 御 ノ ズ ル 幅 (mm)	7.0	2.0	2.0	2.0
フ ィ ー ド バ ッ ク 路 入 口 幅 (mm)	3.5	0.57	1.0	1.7
フ ィ ー ド バ ッ ク 幅 (mm)	7.0	2.0	2.0	2.0
オ フ セ ッ ト (mm)	1.2	0.34	0.34	0.34
ス プ リ ッ タ 距 離 (mm)	17.0	4.86	4.86	4.86
ス プ リ ッ タ 角 (°)	14.0	14.0	14.0	14.0
出 口 ポ ー ト 面 積	可 変	可 変	可 変	可 変

表 1 温 度 検 出 器 模 形 諸 元

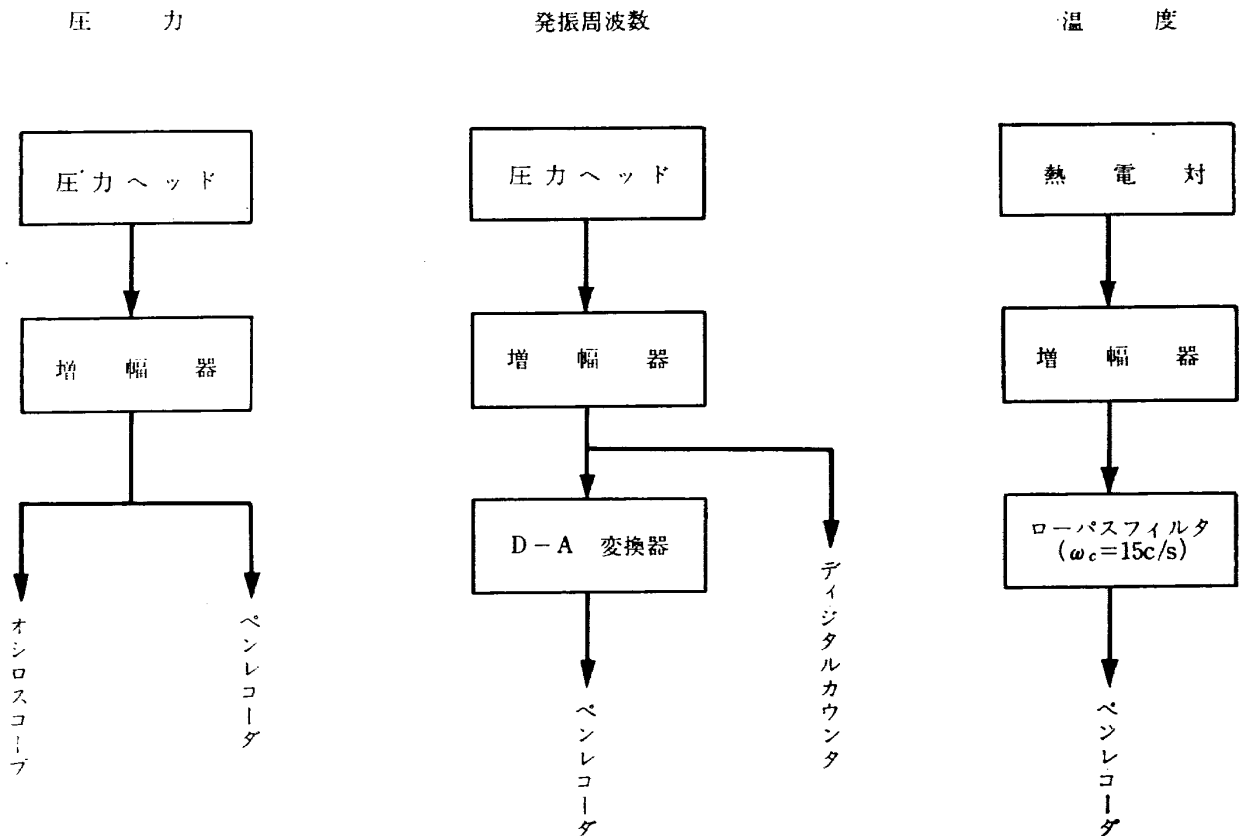


図 10 計 測 系 統 図

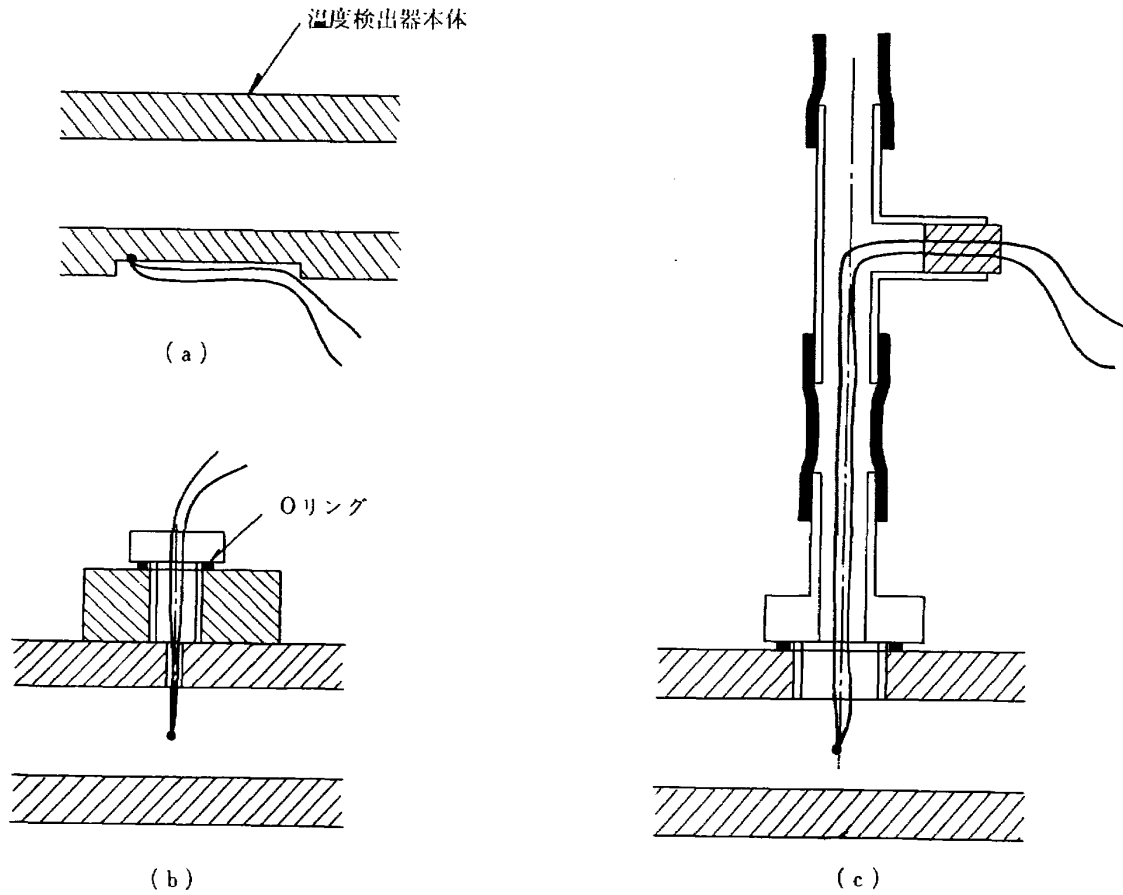


図 11 各部の温度計測方法
 (a) 温度検出器自体の温度
 (b) フィードバック路内のガス温度
 (c) 供給ガス温度

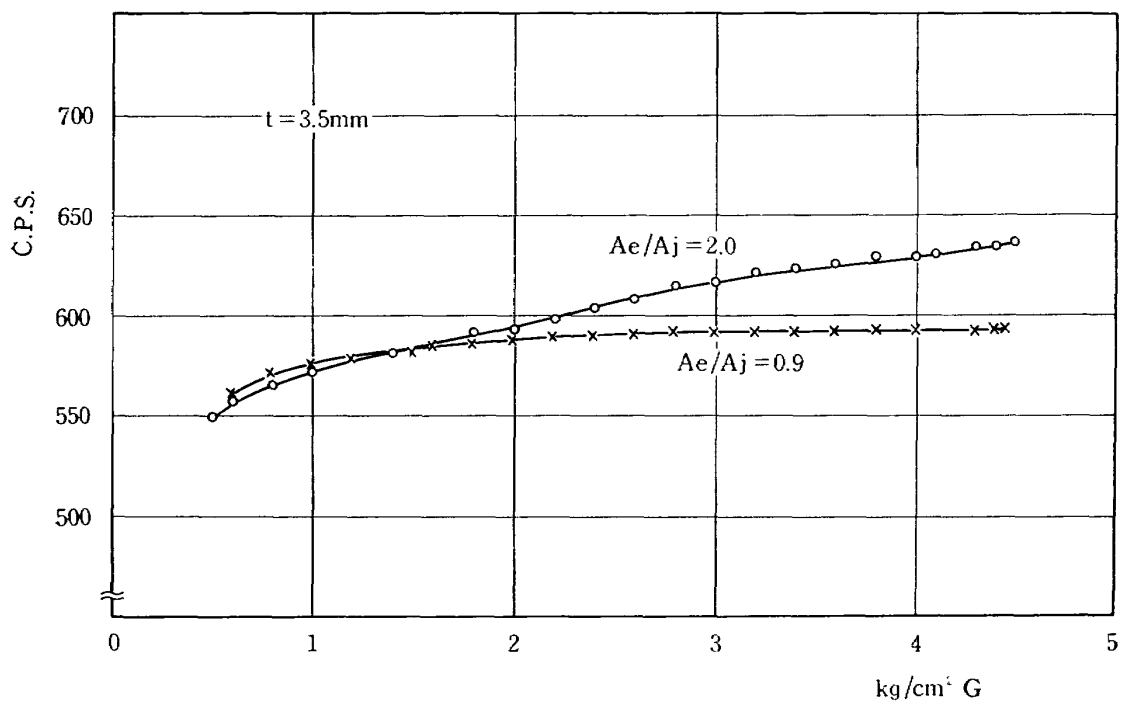


図 12 大形模形の供給空気圧力と発振周波数の関係
 (供給空気温度 15.6°C)

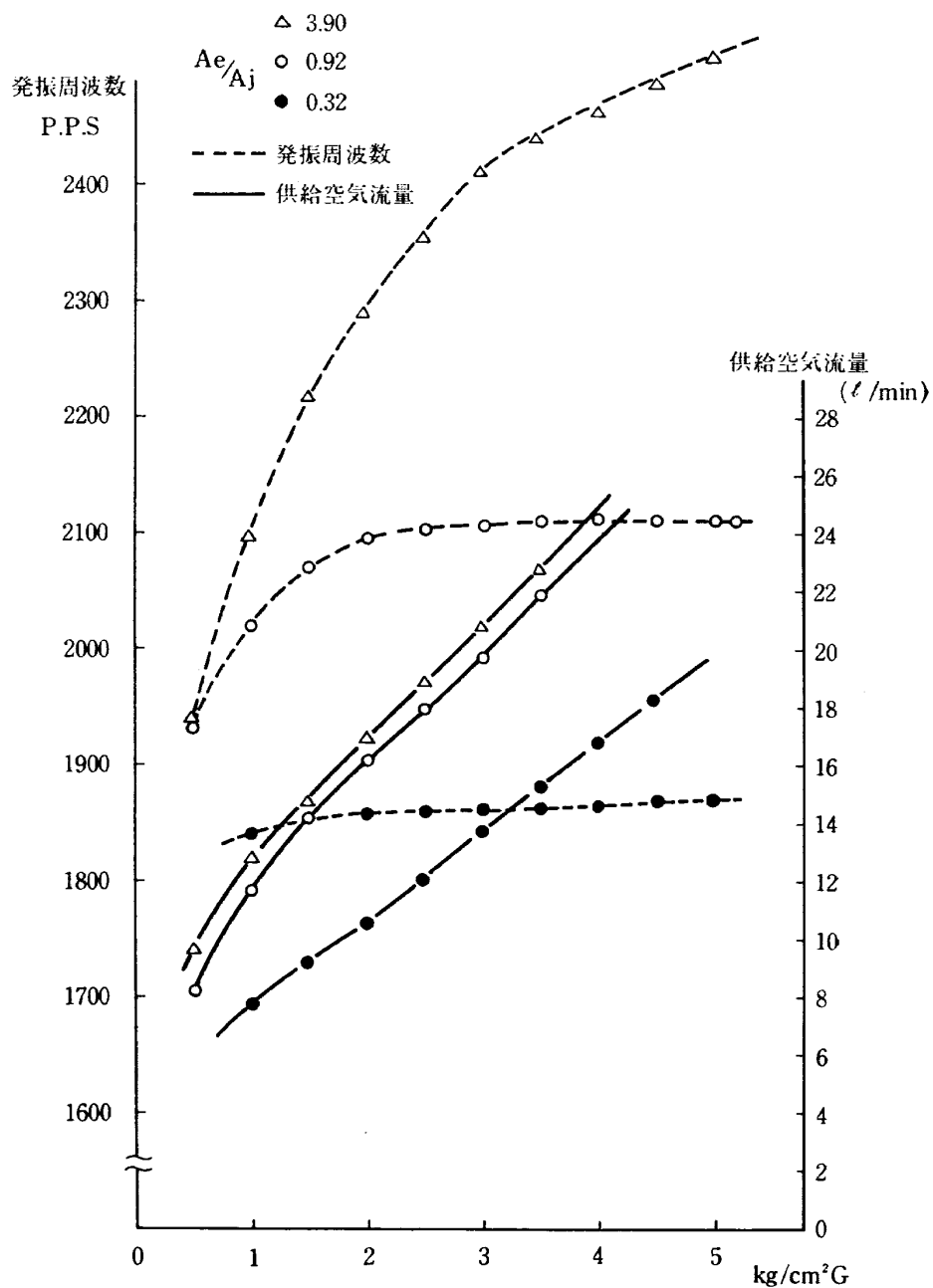


図 13 小形模形の特性 (P-I 形)
供給空気温度 24°C

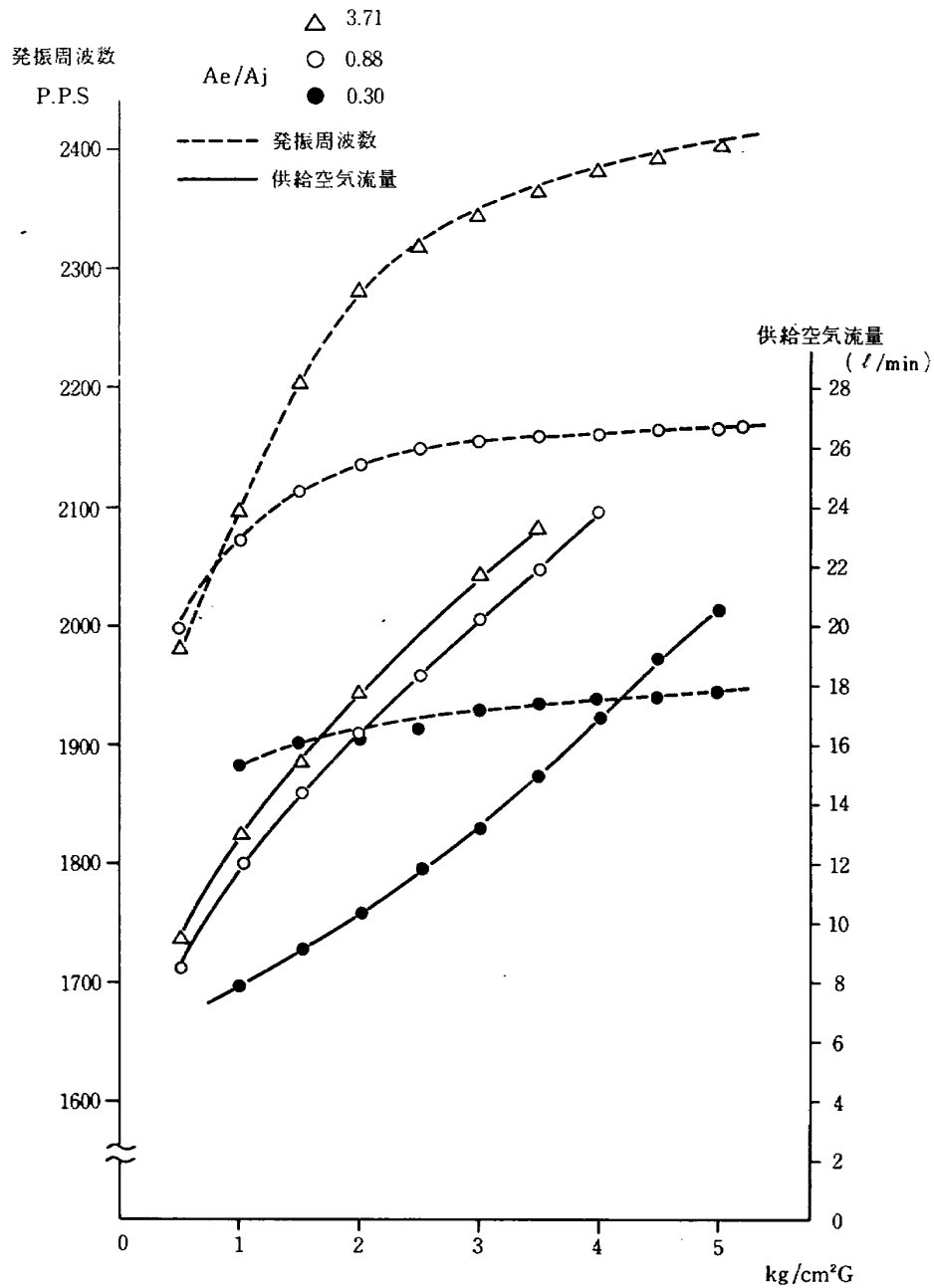


図 14 小形模形の特性 (P-II 形)
供給温度 24°C

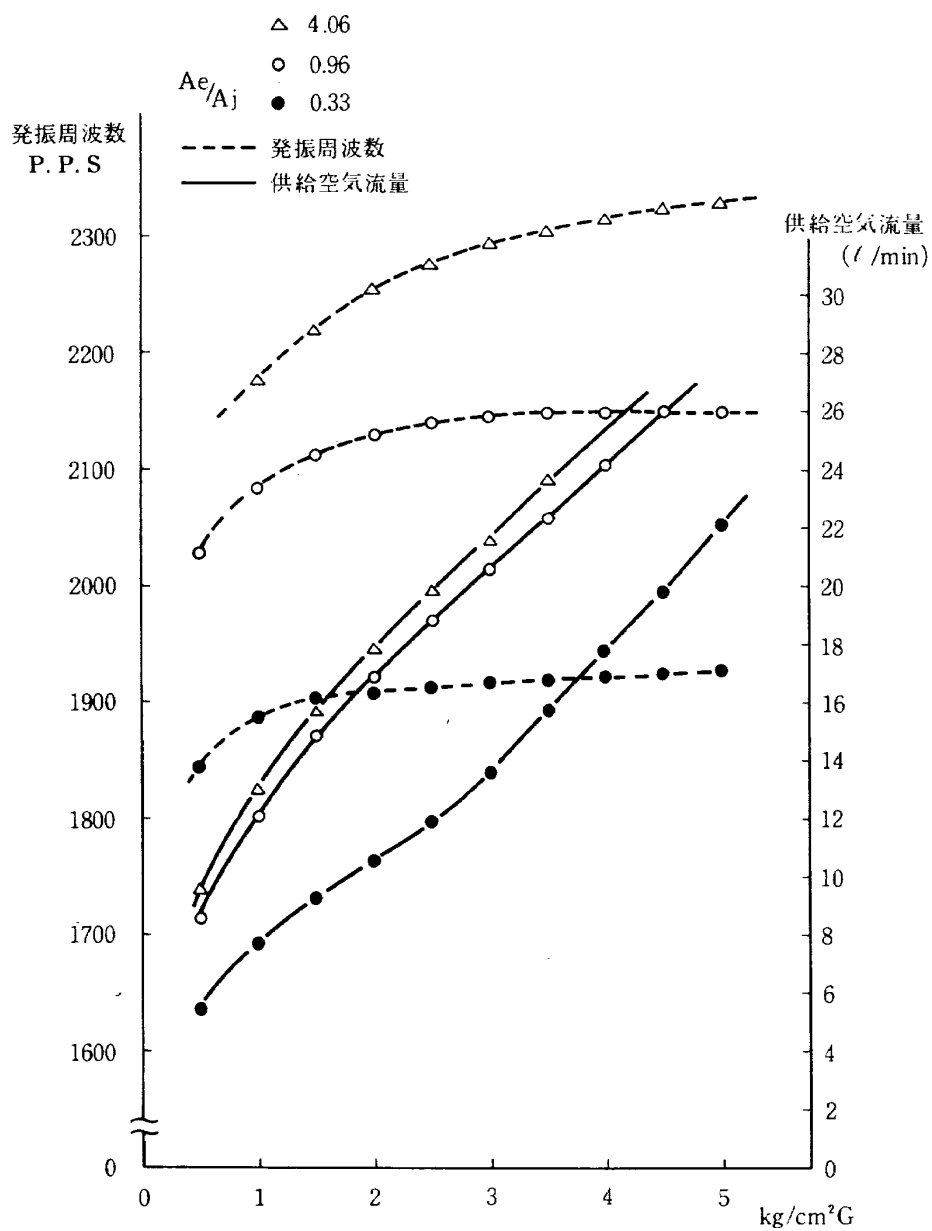


図 15 小形模形の特性 (P-III形)
供給空気温度 24°C

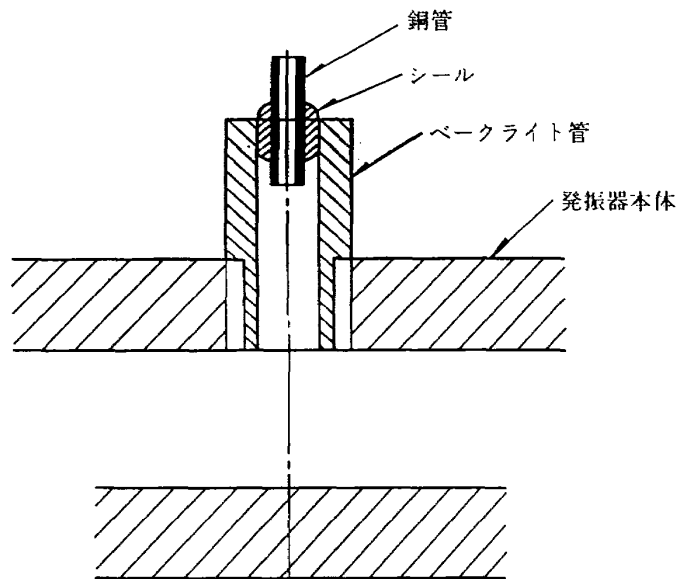


図 16 出口面積の換え方

いて発振周波数が圧力とともに増大しているのに対して、 $A_e/A_i \div 0.9$ のときは供給圧力 P_s が 2.5 kg/cm^2 以上において発振周波数は約 590 c. p. s であり、フィードバック路の共振周波数 $f_n = \frac{Cd}{4l}$ から計算した 546 c. p. s とほぼ一致している。

小形模形についてもやはり A_e/A_i が 1 以下になると発振周波数が安定する。供給圧力と流量の関係をみると、出口面積と主ノズル面積の比 $A_e/A_i \div 0.3$ においては供給圧力 $2.0 \text{ kg/cm}^2 \sim 3 \text{ kg/cm}^2$ においてチョーク状態に入っている。これは供給圧力がこの値のときに、受流路を経て出力口に達した空気の回復圧力が出力口の銅管においてチョークするのに十分な値となるためと思われる。P-I 型が P-II 型、P-III 型よりも早くチョークに達しているのはフィードバック路入口のインピーダンスが P-II 型、P-III 型よりも大きいため、受流路における流速がおそく、したがって出口ポート入口の圧力回復が大きいためと思われる。 $A_e/A_i \div 0.9$ においてもほぼ同様であるがこの場合にはチョーク状態に入る前の圧力に対する発振周波数の変化率が大きなものとなる。しかしいずれの場合もチョーク状態に入った後は供給圧力の変化による発振周波数の変化が非常に少なくなっている。即ち圧力回復率をあげることは、出力口においてチョークするのに必要な供給空気圧力の範囲を広めるためにも大切なことである。なお、図 12～15 に示した供給圧力一周波数特性は室温で計測したものであるが、供給空気温度を上昇させた時にも同様な特性が得られるかどうかを知るためには、正確には実験を行なうべきであるが、設備の都合

上できなかったもので、次のような考察を行なってみた。図 12～15 に示されている供給圧力がある一定の値以上になると、供給圧力によって発振周波数が変化しないという特性は、その圧力以上では出口ポートがチョークして干渉室内のフローパターンに大きな変化がなくなること起因している。したがって供給空気温度を上げた時においても、ある供給圧力以上においては、出口ポートがチョークすること、すなわち主噴流が干渉室、受流路を経て出口ポート入口に達するまでの全圧損失が大きく変わることがなければ（出口ポート入口の回復圧力が温度により変わらなければ）室温で実験した時と同じ供給圧力以上の圧力に対して周波数が不変であるという特性が得られるとよい。主噴流が主ノズルから出口ポートに達するあいだに引き起こされる全圧損失の主な原因は、主ノズルから干渉室内に噴出することによるもの、干渉室あるいは受流路中を流れる主噴流内部の乱れによるものが挙げられる。この両方とも温度によって大きく変わる性質のものではないと考えられる。

なお出力信号の振幅は $A_e/A_i \div 0.9$ のほうが $A_e/A_i \div 0.3$ におけるよりも大きく、信号としてとり出しやすい。また発信周波数は、フィードバック路の共振周波数は大形の模形の 3.5 倍である 1911 c. p. s とほぼ一致しており、出口面積が増えると増加する傾向にある。

(2) フィードバック路内部波形の観察

図 17 は大形模形のフィードバック路内の圧力波の時間変化の様子を示す写真であり、図 18 は左右のフィードバック路内の波の関係をj知るためにこの写真をもと

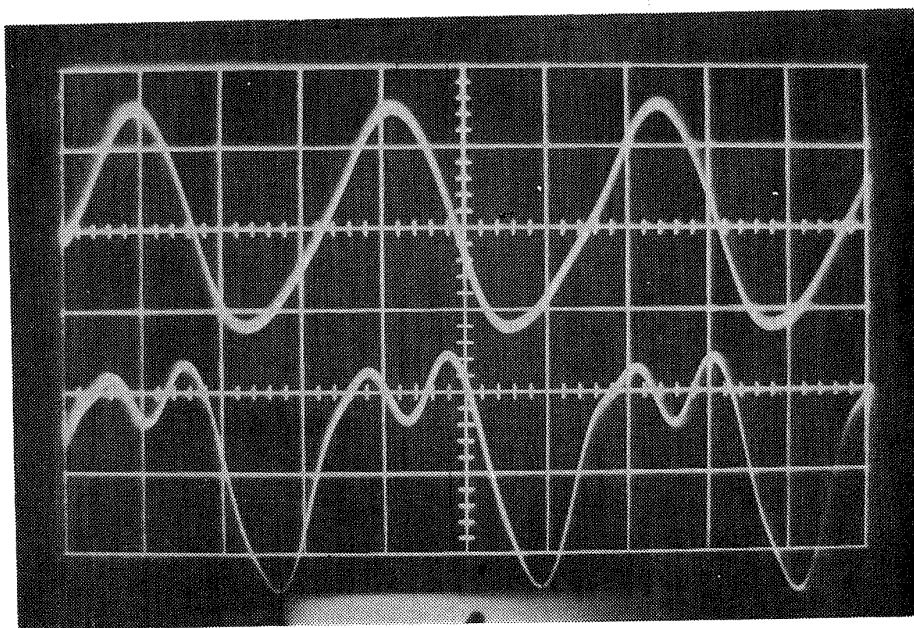


図 17 フィードバック路内の波形
 上はフィードバック路入口
 下はフィードバック路出口
 時間軸は0.5ms/scale

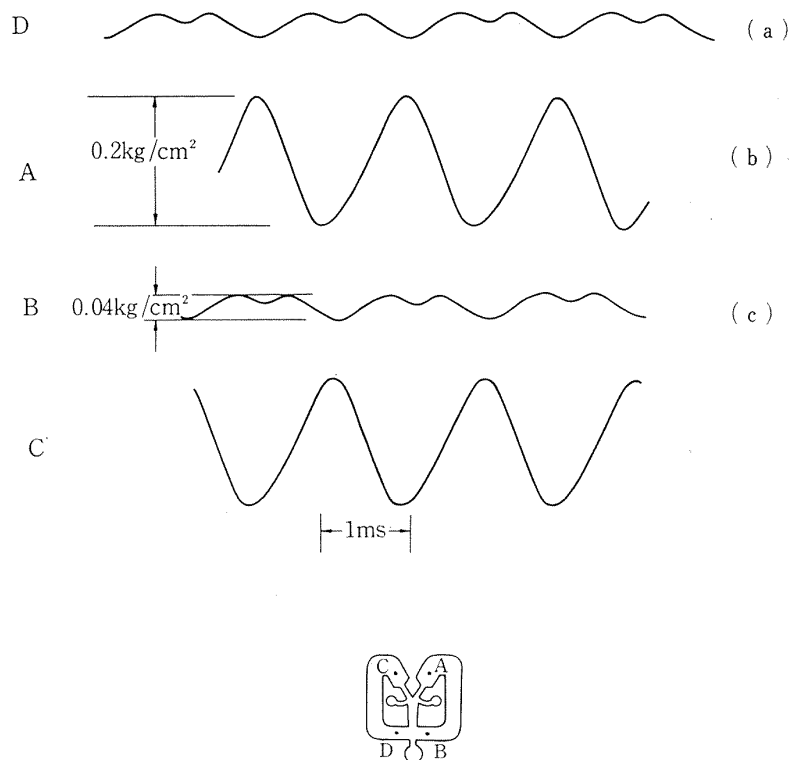


図 18 フィードバック路内各部の圧力波の位相関係

(B点, D点は付図3の(2)に対応する位置であり,
 A点, C点は付図3の(1)に対応する位置にある。)

にして描いたものである。

図18をみると *A*点と *B*点との間に波の伝はん時間に当る部分がなく、ほぼ同位相で振動している。これは定在波の存在を示すものである。ただわずかの位相おくれが見られるが、これはフィードバック路出口（制御口）における波の反射が完全ではなく、いくらかのエネルギーの移動があるためであり、かつフィードバック路内のガスに入れかえには必要なものでもある。*B*点の圧力波の振幅は *A*点のほぼ $1/5$ であるがこれは付録で示した解析の結果とほぼ一致する。*B*点における波形がくずれているのは、主噴流の付着あるいは、はく離によって制御口に生ずる波が伝はんして重なったものと思われる。*A*点の波に影響がないのは波が減衰してしまうためである。

形	フィードバック路入口における面積拡大率
P—I	1 : 3
P—II	1 : 2
P—III	1 : 1

表 2 フィードバック路入口面積拡大率

(3) フィードバック路形状の影響

P—I、P—II、P—IIIの3つの小形模形はフィードバック路入口の幾何学的形状を表2のように変えたものである。それぞれの出力信号を図19と図20に示

す。図20からノイズ発生のだいたいの様子を知ることができる。また図から振幅の大きさが比較できる。これらの写真をみると（ノイズ、振幅の観点から）P—III形、P—II形、P—I形の順に次第に良くなってゆく。これは2の考察にも述べたようにフィードバック路入口からみたインピーダンスがフィードバック路入口断面積の拡大率の増加につれて大きくなりフィードバック路への必要以上の流体の体れ込みを防ぎ、一方では鋭い共振現象により主噴流の切り換えを確実にするためであると考えられる。

(5) 温度と発振周波数の関係

図21は大形模形における供給空気温度と発振周波数の関係を対数目盛に書き込んだものである。

温度($^{\circ}K$)と発振周波数 f (c.p.s)の間には

$$f = 54.7 T^{0.42} \dots \dots \dots (1)$$

の関係がある。

フィードバック路の共振周波数 fn は、 l をフィードバック路長、 c を音速として

$$fn = \frac{ca}{4l} = \frac{1}{4l} \frac{331.5}{\sqrt{273.15}} \sqrt{T} \\ \doteq 32.2 T^{0.5} \dots \dots \dots (2)$$

であり、実験値と若干異なる。

この原因の1つとして、フィードバック路内に発生する波の振幅は微小な音波として扱うには大きすぎるので、その伝はん速度は通常の音速よりやや大きめになることが考えられる⁴⁾。また指数部の相異の原因は

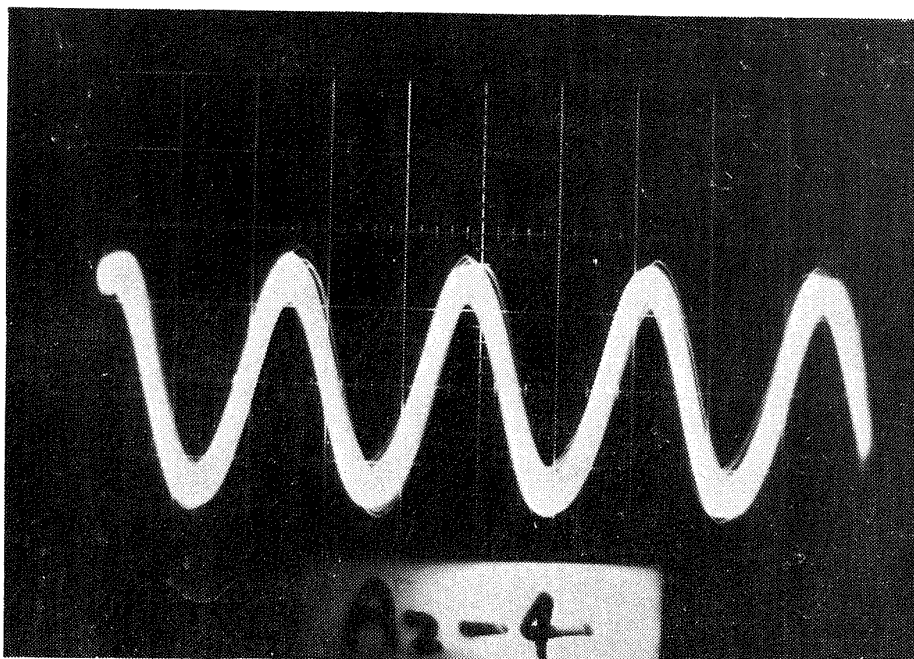


図 19—(a) P—I形模形の出力波形

(たて軸 0.03kg/cm²/scale)
(時間軸 0.2 msec/scale)

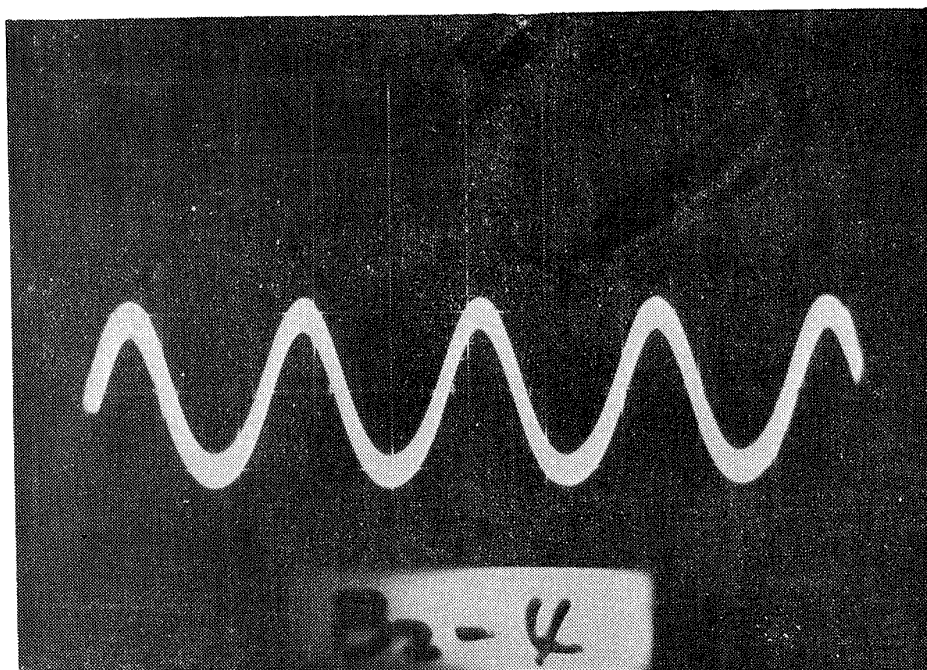


図 19—(b) P-II形模形の出力波形
(たて軸 $0.03\text{kg/cm}^2/\text{scale}$)
(時間軸 $0.2\text{ msec}/\text{scale}$)

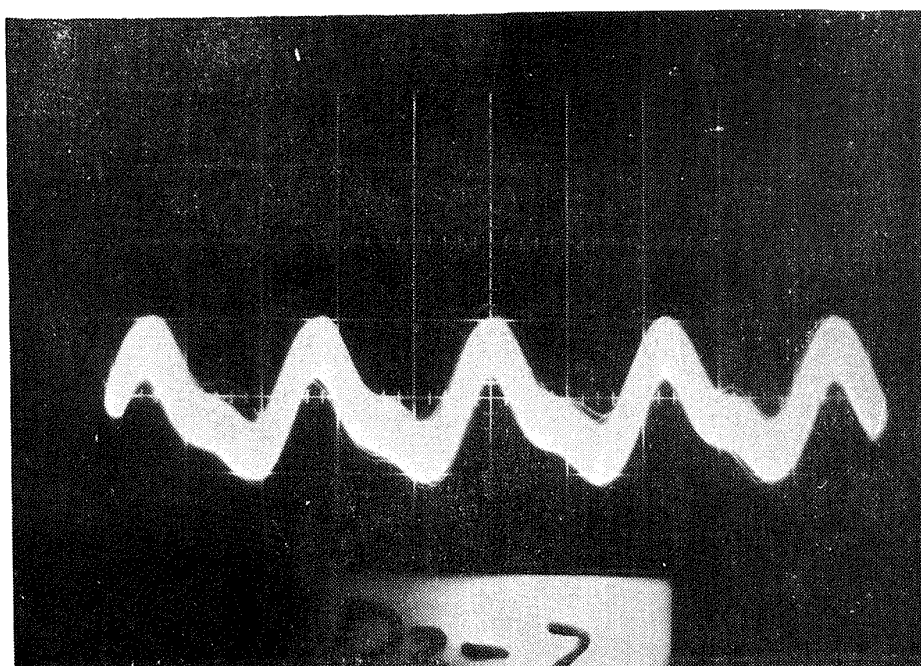


図 19—(c) P-III形模形の出力波形
(たて軸 $0.03\text{kg/cm}^2/\text{scale}$)
(時間軸 $0.2\text{ msec}/\text{scale}$)

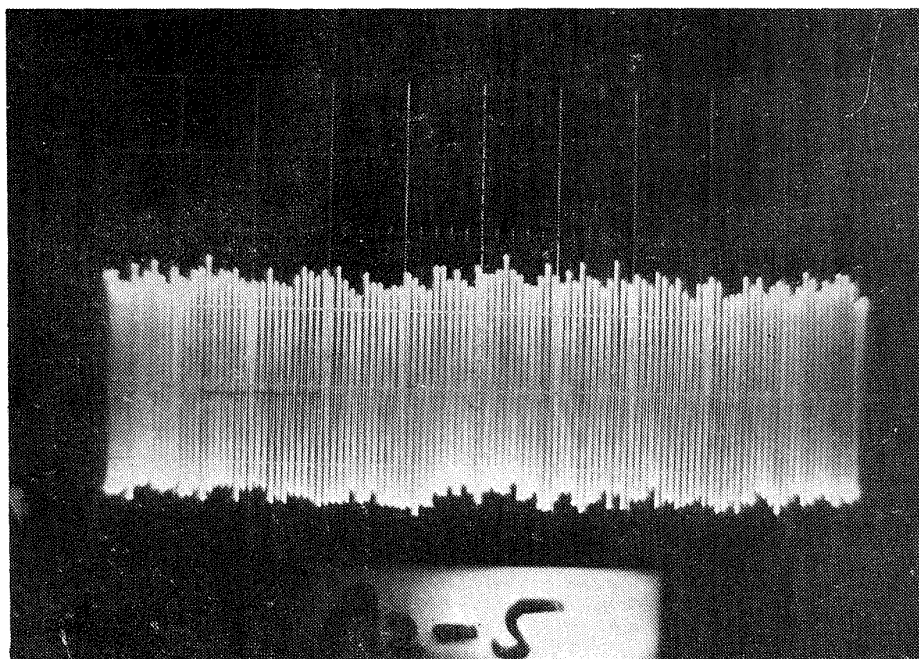


図 20—(a) P-I 形模形の出力波形
(たて軸 $0.03\text{kg/cm}^2/\text{scale}$)
(時間軸 $5\text{ msec}/\text{scale}$)

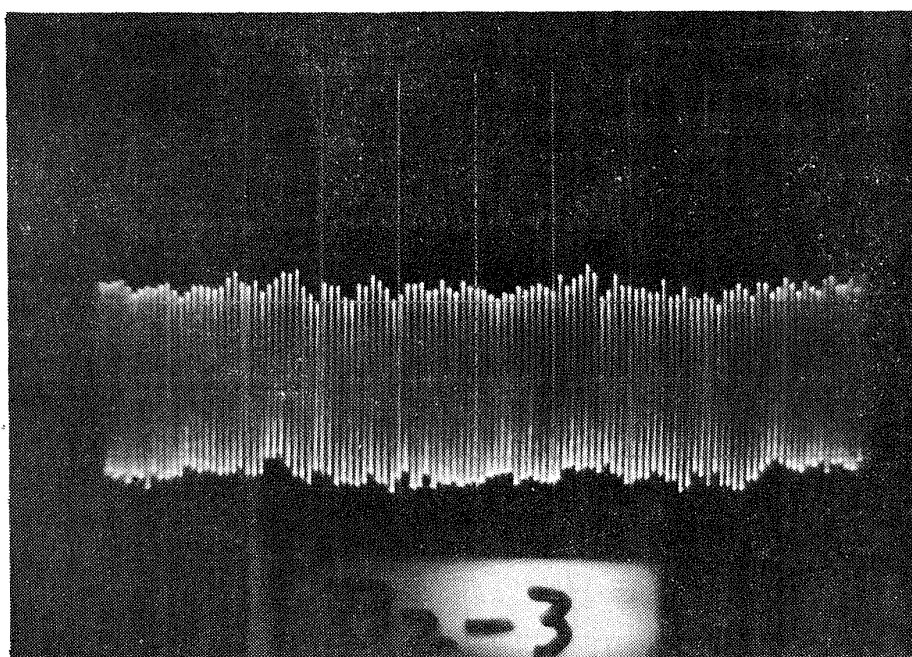


図 20—(b) P-II 形模形の出力波形
(たて軸 $0.03\text{kg/cm}^2/\text{scale}$)
(時間軸 $5\text{ msec}/\text{scale}$)

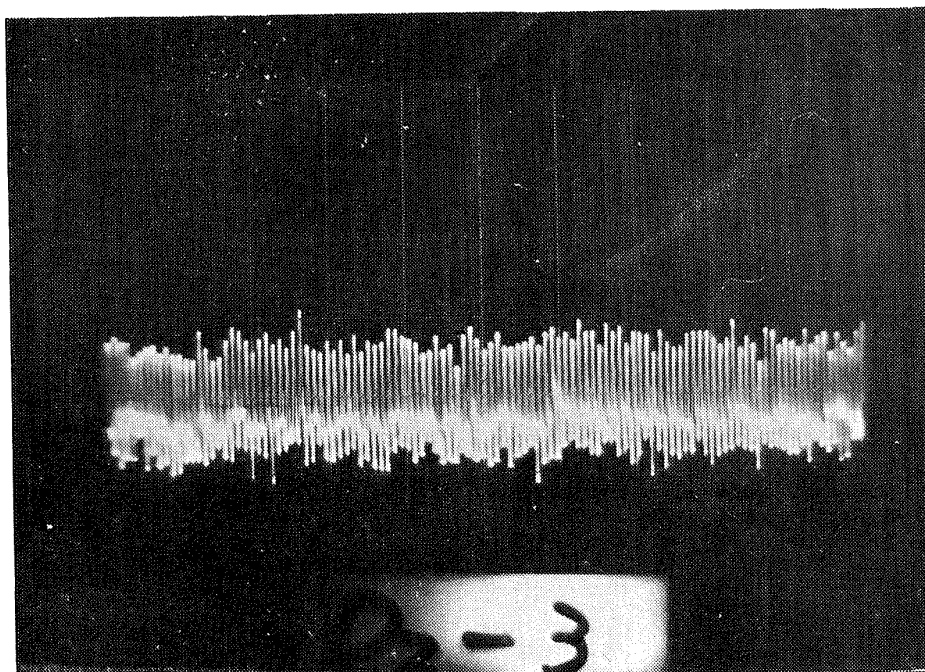


図 20—(c) P-III形模形の出力波形
 (たて軸 $0.03\text{kg/cm}^2/\text{scale}$)
 (時間軸 5 msec/scale)

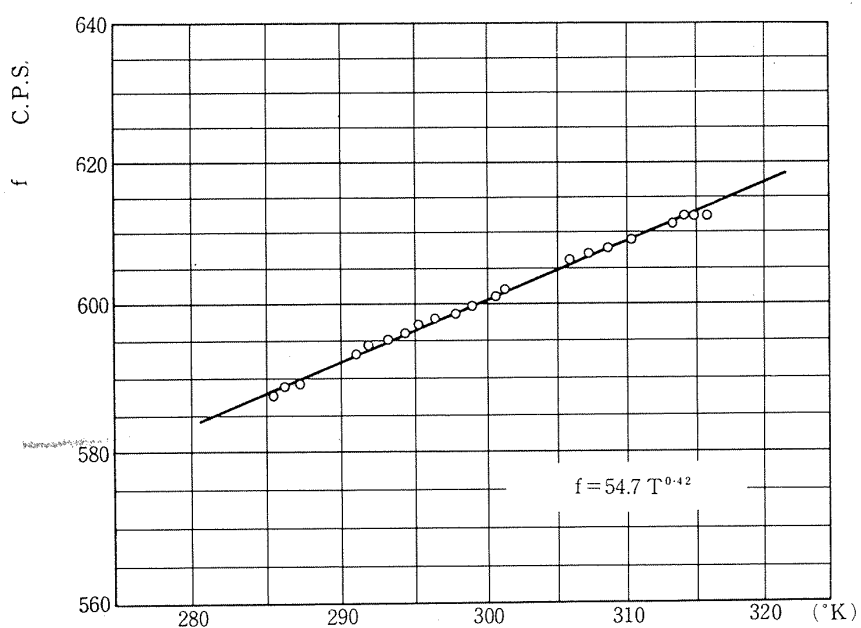


図 21 流体温度検出器特性 (大形)
 (目盛は対数目盛 供給圧 $3.0\text{kg/cm}^2\text{G}$, $A_e/A_i=0.9$)

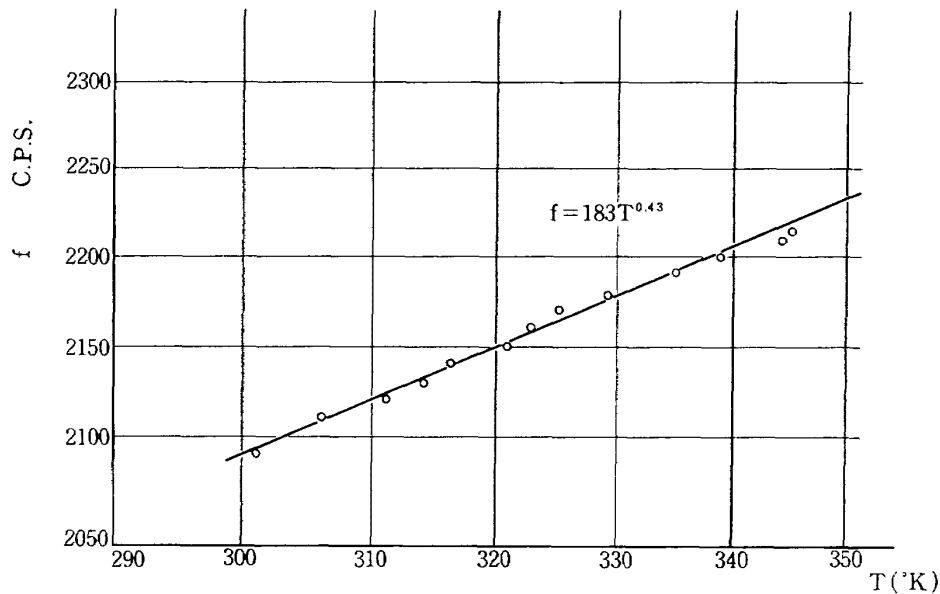


図 22 流体温度検出器特性 (小形)
(目盛は対数目盛 供給圧 3.6kg/cm²G)

不明である。

(1)式より温度検出器のゲイン k は

$$k = \frac{df}{dT} = 23.0 T^{-0.58} \text{ p. p. s/°K} \dots\dots (3)$$

となり、使用温度 T の増加とともに減少し、タービン入口ガス温度付近においては (1,000°K 付近)、

$$k = 0.42 \text{ p. p. s/°K} \text{ となる。}$$

しかし文献によれば温度の上昇にともなうガス定数の変化により、この値は若干大きくなるはずである³⁾。

図22は小形模形による実験結果である。共振周波数 fn はフィードバック路長に逆比例するから発振周波は大形模形の約3.5倍であり、その発振周波数 fn と温度 T の関係は

$$f = 183 \times T^{0.43} \dots\dots (4)$$

となる。この場合の1000°Kにおけるゲイン k は

$$k = 1.53 \text{ p. p. s/°K}$$

となる。この値は温度検出器の小形化とともに増加するものであり、従って分解能も増大する。

(4) フィードバック路内のガスおよび温度検出器自体の温度変化、温度検出器の応答性

図23に温度、圧力の計測点とその記号を示す。'の記号は温度検出器自体の温度を示す。図24は供給空気の温度変化に対して、フィードバック路内の空気温度

およびフィードバック路自体の温度の変化のありさまを示す。実験は大形模形で行なった。これによれば T_2 , T_3 は T_1 にくらべてかなりのおくれをもっている。フィードバック路の温度 T_2' および T_3' においてはさらに大きなおくれをもっており。これが T_2 および T_3 のおくれの原因と考えられる。 T_2' , T_3' のおくれは供給空気量に比較して温度検出器の熱容量が大きいことによる。

図25は供給空気圧力、発振周波数の変化を同時に記録したものである。図26は供給空気温度を 24°C から 76°C まで上昇させた後 24°C に下げた 1 サイクルの間の、温度検出器各部の空気温度と発振周波数の関係をグラフに示したものである。これより発振周波数は T_2 , T_3 にはほぼ追従するが T_1 からはおくれる。

以上の実験結果より供給空気温度変化に対する発振周波数の応答をよくするには、素子の熱容量を小さくすることが必要であることがわかる。図27は小形素子による実験結果を示す。供給空気圧力、温度および発振周波数の変化を示す。大形模形の場合にくらべてその応答性がずば抜けてよくなっている。この程度の入口空気温度の変化率に対してはほとんどおくれはみとめられない。また入口空気圧力の大きな変動に対してもその発振周波数の変化がほとんどない。このように小形化はその応答性からいっても大切なことである。

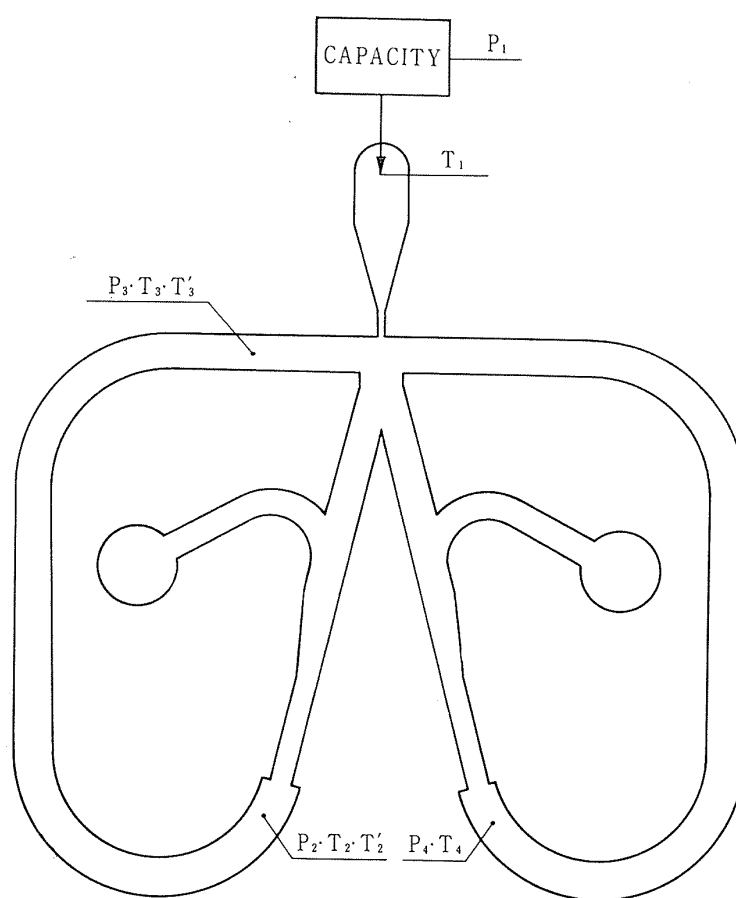


図 23 計 測 点

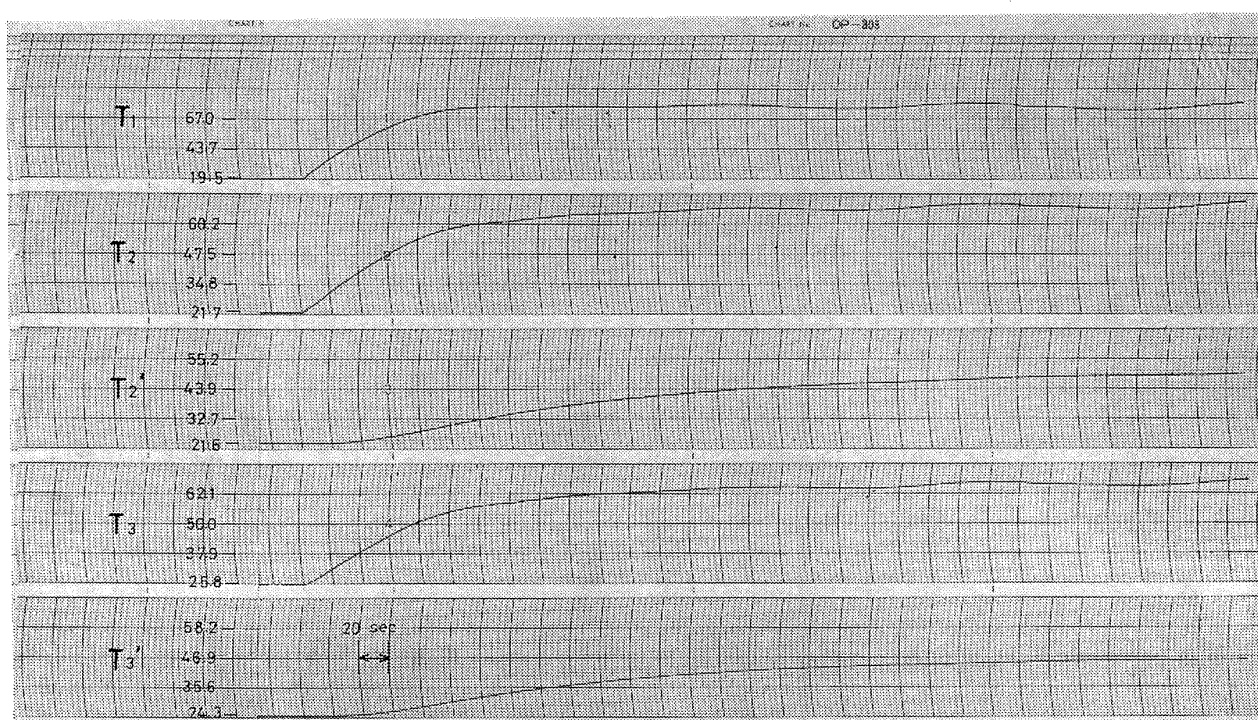


図 24 フィードバック路内空気温度および温度検出器の温度変化

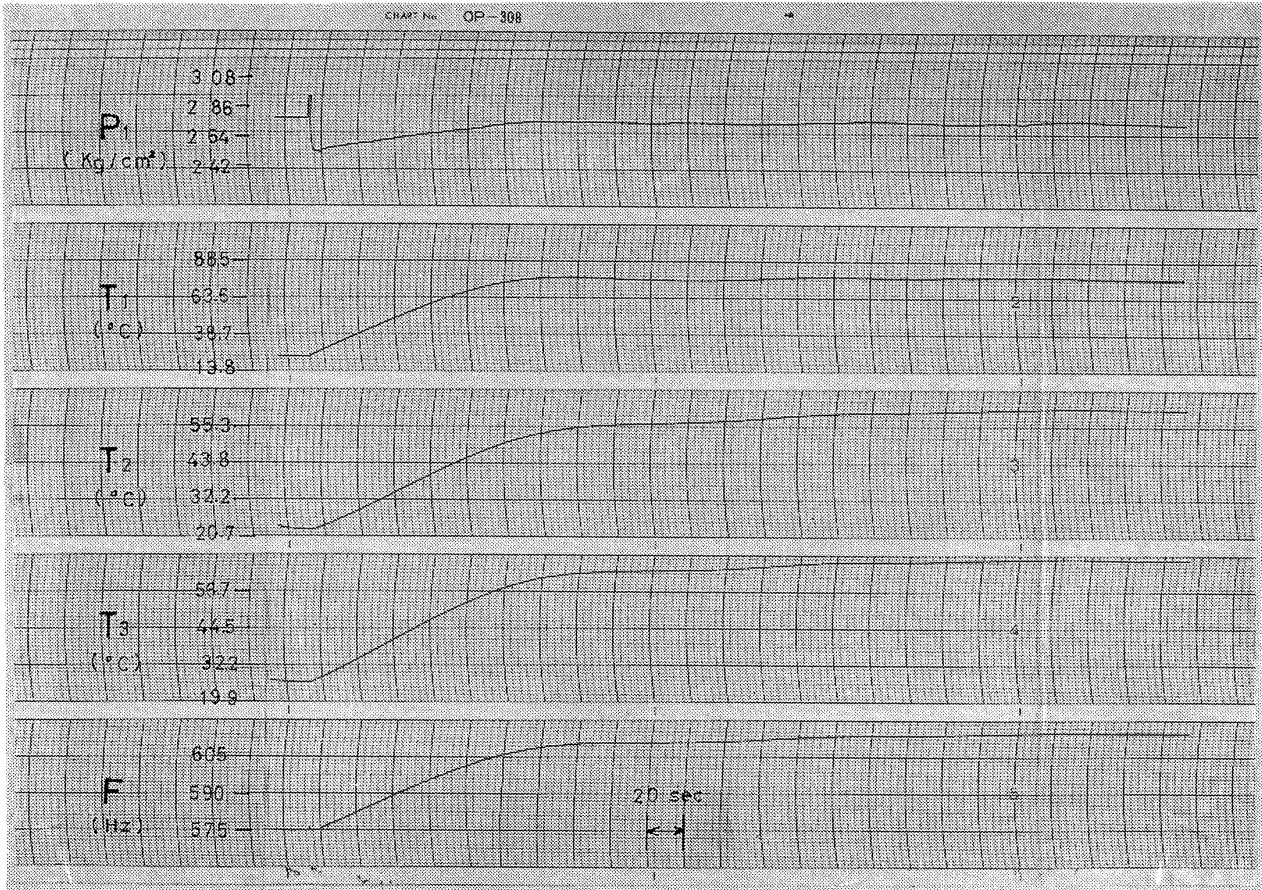


図 25 大形模形の過渡特性

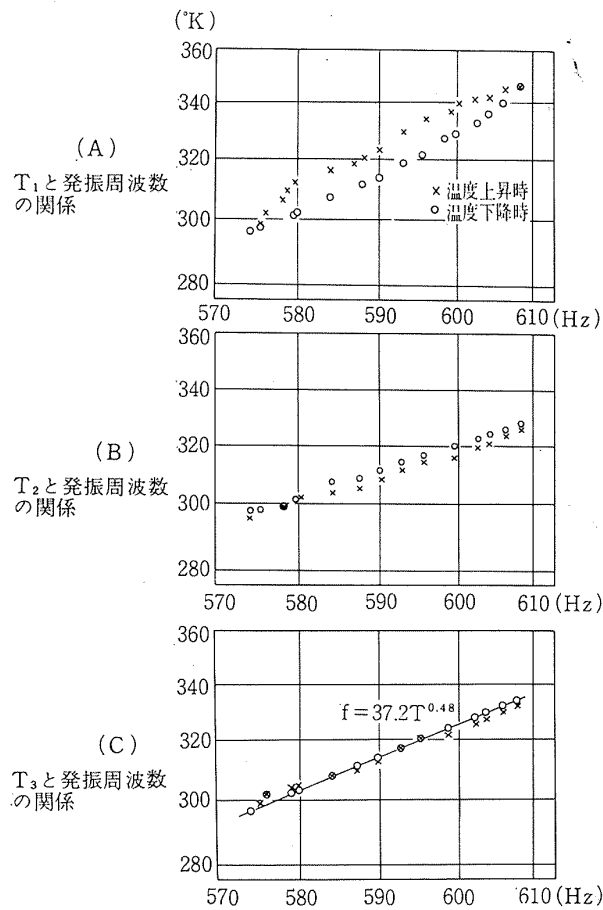


図 26 大形模形の熱容量によるヒステリシス

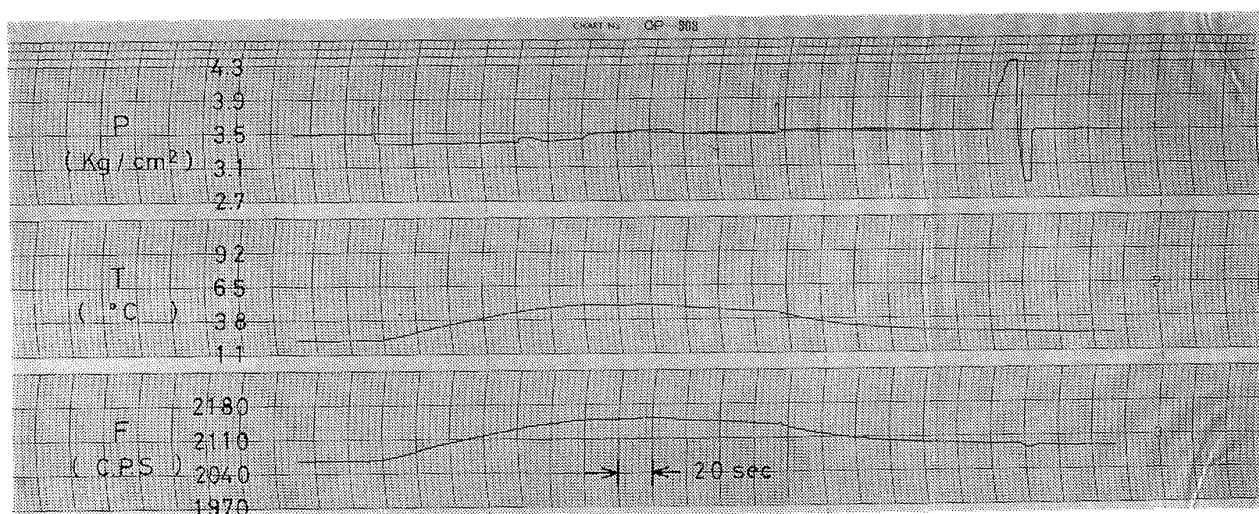


図 27 小形模形 (P-I 形) の過渡特性

5. 実用上の問題

以上の結果から、初期の設計思想を満たすために大切な事柄をまとめてみる。

- ① 流体増幅器の設計には、記憶性をもたせ、圧力回復率をあげ、小形化すること等が特に大切である。
- ② 出力と主ノズル断面積の比は 1 以下にとり、出力波振幅、ノイズ、供給圧力変動に対する発振周波数の変化の程度などを考慮して適当な値をえらぶこと。
- ③ フィードバック路には図 3—(c) のような形状を採用、出口ポート入口における圧力回復出力波振幅、ノイズなどを考慮して適当な断面積の拡大率をえらぶこと。
- ④ 供給ガス温度に対する発振周波数の応答性をよくするには温度検出器の小形化によりその熱容量を小さくすること。
- ⑤ 温度検出器の小形化はその分解能、ゲインをも高める。

これらを考慮して試作した流体温度検出器が実験された限られた温度圧力範囲内においては原理的にはじゅうぶんその機能を果せることが明らかとなった。次に問題となるのは、これを実際に用いるときの種々の障害であるが、次のような問題が考えられる。

- (1) 小形化にともなう製法および耐熱材料の問題
- (2) 信号の検出方法 市販の流体素子はその応答性がせいぜい 550 P.P.S. であり検出信号は数キロ P.P.S.

であるから使用できない。そのためパルス状信号を直接アナログ信号に変換するか、耐熱性の空電変換素子が必要とする。

(3) 作動ガスの問題 ガスタービンのタービン入口ガスが理想気体あるいは空気とは異なった性質をもつことによって、発振周波数が供給圧力の影響を受ける可能性がある。またガス中の炭化物が検出器内部に付着して正常な動作を防げるコンタミネーションの問題もある。

(4) 温度検出器装着の問題 タービン翼近辺の流れを乱すことなく、しかもできるだけ実際のガス温度に近い温度を計測するには、検出器の取り付け場所や方法に工夫を要する。またタービン入口ガスを検出器まで導く間におこる放熱による温度降下も問題となる。

これらはどの 1 つをとってみても困難な問題であるが、同時に現在の技術をもってすれば解決可能なことと思われる。

6. 結 論

フィードバック形流体発振器がフィードバック路を伝はんし制御口に達する波によって主噴流の切り換えを行なうように設計されれば、作動流体の温度検出器として用い得る。さらに、フィードバック路が短くなって発振周波数が高くなると主噴流が確実に切りかわるためには、より強い波が必要となるが、それにはフィードバック管内の波の共振を利用すればよい。さらに作動流体の供給圧力が変動しても発振周波数に変動しないためには、干渉室内のフローパターンを一定

とし、低圧渦領域の強さ、形状を一定とすればよい。
これらを実際に実現するには

- ① 出力口断面積を主ノズル断面積より小さくすること。
- ② フィードバック路形状としては図3—(c)の如きものを採用する。

ことが必要であることが明らかとなった。

こうした考えのもとに試作された温度検出器を最高温度80°C、供給圧力0~5.0kg/cm²Gのもとで実験したところ、応答性、温度検出器分解能、ゲインなどにおいてじゅうぶん良好な結果を得た。

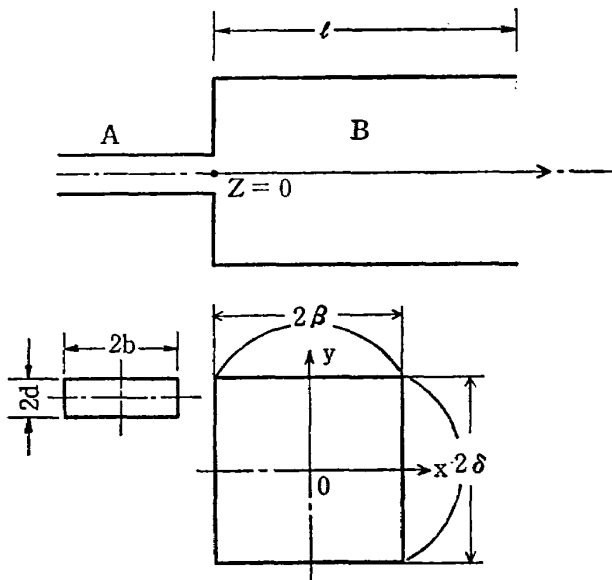
参 考 文 献

- 1) 「音波形発振器の発振機構について」中村 峻、米持政忠 第4回純流体素子シンポジウム資料
- 2) 「側壁付着形論理素子の設計法に関する研究」太田道男他 第3回純流体素子シンポジウム資料
- 3) "Sound Ways to measure temperature" L. C. Lynnworth Instrumentation Technology p.47 ~52 April 1969
- 4) "Mechanical Wave Guides, the propagation of acoustic and ultrasonic waves in fluids and solids with boundaries" Redwood, Martin Oxford, London, Pergemon 1960

付 録

断面が急拡大する四角な管における音波の伝わり方(反射波を考えた場合)

図1のように横2b、たて2dの細い管Aを経て一定の振幅 p_0 の波が伝わってきて、横2β、たて2δの太い管に入り、Bの経端において反射して再びAとBの境界



付 図 1

面に向かうものとする。このような場合に、Aにおける圧力波と、Bの終端における流量波の位相関係を計算してみる。

座標軸を図1に示すようにとり、AとBの境界面を $Z=0$ とする。

このときAにおける圧力波は、 x および y 軸に対称なもののみを考慮して

$$\frac{p}{p_0} = e^{-ik_z z} + K_1 e^{ik_z z} + \sum_{m,n} A_{m,n} \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) e^{k_z z} \dots\dots\dots (1)$$

ここに K_1 は $Z=0$ における反射係数である。 m, n は正の偶数、 Cd を音速とすれば

$$k = \omega/Cd, \quad k_x = m\pi/2b, \quad k_y = n\pi/2d \\ k_0 = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}$$

$f(x, y)$ を

$$f(x, y) = \frac{1}{p_0} \frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=0} \dots\dots\dots (2)$$

と定義すれば $f(x, y)$ は偶関数であり、(1)と(2)より

$$f(x, y) = jk(-1 + K_1) + \sum_{m,n} k_0 A_{m,n} \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) \times e^{k_0 z} \dots\dots\dots (3)$$

次に r, s を同時には0とならない正の偶数として、

(3)の両辺に $\cos\left(\frac{r\pi}{2b} x\right) \cos\left(\frac{s\pi}{2d} y\right)$ をかけて x について $-b$ から b まで、 y について $-d$ から $+d$ まで積分すれば

$$\int_{-b}^b \int_{-d}^d f(x, y) \cos\left(\frac{r\pi}{2b} x\right) \cos\left(\frac{s\pi}{2d} y\right) dx dy \\ = \int_{-b}^b \int_{-d}^d jk(-1 + K_1) \cos\left(\frac{r\pi}{2b} x\right) \times \cos\left(\frac{s\pi}{2d} y\right) dx dy + \sum_{m,n} \int_{-b}^b \int_{-d}^d k_0 A_{m,n} \times \cos\left(\frac{r\pi}{2b} x\right) \cos\left(\frac{s\pi}{2d} y\right) \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) dx dy \dots\dots\dots (4)$$

右辺第一項は0であり、第2項も $s=m, s=n$ 以外は0である。それ故

$$\begin{cases} A_{s,n} = \frac{2}{bdk_0} \int_{-b}^b \int_{-d}^d f(x, y) \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) dx dy \\ A_{m,0} = \frac{2}{bdk_0} \int_{-b}^b \int_{-d}^d f(x, y) \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) dx dy \\ A_{m,n} = \frac{4}{bdk_0} \int_{-b}^b \int_{-d}^d f(x, y) \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) \times \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) dx dy \end{cases} \dots\dots (5)$$

を得る。次に(4)の両辺を積分すれば、

$$\int_b^d \int_{-d}^d f(x, y) dx dy = jk(-1+K) \int_{-b}^b \int_{-d}^d dx dy$$

すなわち

$$K_1 = 1 + \int_{-b}^b \int_{-d}^d f(x, y) dx dy / jbdk \dots\dots\dots (6)$$

(6)を(1)に代入すれば Aにおける圧力分布は

$$\begin{aligned} \frac{p}{p_0} \Big|_{z=0} &= 2 + \int_{-b}^b \int_{-d}^d f(x, y) dx dy / jbdk \\ &+ \sum_{n=2} \left\{ \frac{2}{bd} \sqrt{\left(\frac{n\pi}{2d}\right)^2 - \left(\frac{\omega}{cd}\right)^2} \cdot \int_{-b}^b \int_{-d}^d f(x, y) \right. \\ &\times \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) dx dy \Big\} \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) \\ &+ \sum_{m=2} \left\{ \frac{2}{bd} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{2b}\right)^2 - \left(\frac{\omega}{cd}\right)^2} \int_{-b}^b \int_{-d}^d f(x, y) \right. \\ &\times \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) dx dy \Big\} \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) \\ &+ 4/bd \sum_{m,n} \left\{ \frac{1}{k_0} \int_{-b}^b \int_{-d}^d f(x, y) \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) \right. \\ &\times \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) dx dy \Big\} \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) \\ &\times \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

となる。

Bにおける圧力分布は

$$\begin{aligned} p(x, y, z) &= a_0 e^{-jkz} + K_2 a_0 e^{-jk(2l-z)} \\ &+ \sum_{m,n} a_{mn} \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) e^{-k'_{0n} z} \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

と表わせる。ここに K_2 は $z=l$ における反射係数であり

$$k'_0 = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}, \quad k_x = \frac{m\pi}{2b}, \quad k_y = \frac{n\pi}{2d}$$

さて境界条件としては

$$\begin{aligned} (1) \frac{1}{p_0} \frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=0} &= f(x, y) \text{ for } |x| < b, |y| < d \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= 0 \text{ for } |x| \geq b \end{aligned} \Bigg\} \text{ at } z=0 \dots\dots\dots (9)$$

$$(2) p = uz \quad \text{at } z = l$$

が満たされねばならない。

ここに z は四角な管における終端インピーダンスである。これによって

$$\begin{aligned} f(x, y) &= \frac{1}{p_0} \frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{1}{p_0} (-jka_0)(1 - K_2 e^{-2ljk}) \\ &+ \frac{1}{p_0} \times \sum_{m,n} -k'_0 a_{mn} \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

$$u \Big|_{z=l} = -\frac{1}{jk_0 c_d} \frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=l}$$

$$\begin{aligned} &= \frac{a_0}{\rho c_d} (1 - K_2) e^{-ljk} + \frac{1}{jk_0 c_d} \sum_{m,n} k'_0 a_{mn} \\ &\cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) e^{-k'_0 l} \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

を得る。(10)式の両辺を x について $-\beta$ から β まで、 y について $-\delta$ から $+\delta$ まで積分し(9)を用いれば

$$a_0 = \frac{j \int_{-b}^b \int_{-d}^d f(x, y) dx dy}{\beta \delta (1 - K_2 e^{-2ljk}) k} \dots\dots\dots (12)$$

を得る。ただし $p_0 = 1$ とした。

(10)式の両辺に $\cos\left(\frac{r\pi}{2b} x\right) \cos\left(\frac{s\pi}{2d} y\right)$ をかけて

積分し、境界条件(9)を用いれば

$$\begin{aligned} &\int_{-b}^b \int_{-d}^d \cos\left(\frac{r\pi}{2b} x\right) \cos\left(\frac{s\pi}{2d} y\right) f(x, y) dx dy \\ &= -jka_0 (1 - K_2 e^{-2ljk}) \int_{-\beta}^{\beta} \int_{-\delta}^{\delta} \cos\left(\frac{r\pi}{2b} x\right) \\ &\times \cos\left(\frac{s\pi}{2d} y\right) dx dy + \sum_{m,n} \int_{-\beta}^{\beta} \int_{-\delta}^{\delta} -k'_0 a_{mn} \\ &\times \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) \cos\left(\frac{r\pi}{2b} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) \\ &\times \cos\left(\frac{s\pi}{2d} y\right) dx dy \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

右辺の第一項は0であり、第二項は $m=r, n=s$ 以外は0である。それ故

$m=r=0, n=s \neq 0$ のときに

$$a_{0,n} = -\frac{2 \int_{-b}^b \int_{-d}^d \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) f(x, y) dx dy}{k'_0 \beta \delta}$$

$m=r \neq 0, n=s=0$ のときに

$$a_{m,0} = -\frac{2 \int_{-b}^b \int_{-d}^d \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) f(x, y) dx dy}{k'_0 \beta \delta} \dots\dots\dots (14)$$

$m, n \neq 0$ のときに

$$a_{m,n} = -\frac{4 \int_{-b}^b \int_{-d}^d \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) f(x, y) dx dy}{k'_0 \beta \delta}$$

式(12)と(14)式を(8)式に代入すれば Bの $z=0$ における圧力を次のように得る。

$$\begin{aligned} p &= \frac{j \int_{-b}^b \int_{-d}^d f(x, y) dx dy}{\beta \delta (1 - K_2 e^{-2ljk}) k} (1 + K_2 e^{-2ljk}) + \sum_{n=2} \\ &- \frac{2 \int_{-b}^b \int_{-d}^d \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right) f(x, y) dx dy \cos\left(\frac{n\pi}{2d} y\right)}{k'_0 \beta \delta} \\ &+ \sum_{m=2} - \frac{2 \int_{-b}^b \int_{-d}^d \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) f(x, y) dx dy}{k'_0 \beta \delta} \\ &\times \cos\left(\frac{m\pi}{2b} x\right) + \end{aligned}$$

$$+ \sum_{m, n=2} -4 \int_0^b \int_0^d \frac{\cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} y\right) f(x, y) dx dy}{k' \beta \delta} \\ \times \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} y\right) \dots (15)$$

$z=0$ において圧力が連続するから、(7) 式と (15) 式の右辺を等しいとおいて

$$2 = \left\{ \frac{1 + K_2 e^{-2lkj}}{\beta \delta k (1 - K_2 e^{-2lkj})} + \frac{1}{b \delta k} \right\} j \cdot \int_0^b \int_0^d f(u, v) du dv \\ + \int_0^b \int_0^d \left\{ \sum_{n=2} -\frac{2}{k' \beta \delta} \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} y\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} v\right) \right. \\ \left. - \frac{2}{b \delta K_2} \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} y\right) \times \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} v\right) \right\} f(u, v) du dv \\ + \int_0^b \int_0^d \left\{ \sum_{m=2} -\frac{2}{k' \beta \delta} \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} x\right) \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} u\right) \right. \\ \left. - \frac{2}{b \delta k_0} \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} x\right) \times \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} u\right) \right\} f(u, v) du dv \\ + \int_0^b \int_0^d \sum_{n=2} \left\{ -\frac{4}{k' \beta \delta} \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} y\right) \right. \\ \times \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} u\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} v\right) - \frac{4}{b \delta k_0} \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} x\right) \\ \times \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} y\right) \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} u\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} v\right) \right\} \\ \times f(u, v) du dv \dots (16)$$

次に C_1^{mn} , C_2 , C_3 , C_4^{mn} を次のように定義する。

$$C_1^{mn} = \frac{4}{k_0 b \delta}, \quad C_2 = \frac{1 + K_2 e^{-2lkj}}{\beta \delta k (1 - K_2 e^{-2lkj})}, \quad C_3 = \frac{1}{b \delta k} \\ C_4^{mn} = -\frac{4}{k' \beta \delta} \dots (17)$$

境界条件(9)と式(11)を用いれば反射係数 K_2 は

$$K_2 = \frac{Z - \rho c_d}{Z + \rho c_d} \dots (18)$$

と求まる。文献¹⁾によれば四角な管の終端インピーダンスは

$$Z = R + jL \dots (19)$$

$$\begin{cases} R = \frac{1}{4} k^2 (\beta^2 + \delta^2) \rho c_d \\ L = \frac{16}{9\pi} k \frac{\beta^2 + \beta\delta + \delta^2}{\beta + \delta} \rho c_d \end{cases}$$

故に反射係数は

$$K_2 = K_2' + K_2'' \\ K_2' = \frac{R^2 + L^2 - \rho^2 c_d^2}{(R + \rho c_d)^2 + L^2}, \quad K_2'' = \frac{2\rho c_d L}{(R + \rho c_d)^2 + L^2}$$

となる。故に(17)で定義した c_2 は

$$c_2 = c_2' + c_2''$$

$$\begin{cases} c_2' = \frac{1}{\beta \delta k} \\ \times \frac{1 - (K_2')^2 - (K_2'')^2}{1 + (K_2')^2 + (K_2'')^2 - 2(K_2' \cos 2lk + K_2'' \sin 2lk)} \\ c_2'' = \frac{1}{\beta \delta k} \\ \times \frac{2(K_2' \cos 2lk - K_2'' \sin 2lk)}{1 + (K_2')^2 + (K_2'')^2 - 2(K_2' \cos 2lk + K_2'' \sin 2lk)} \end{cases}$$

(17) 式を (16) 式に代入すれば次の積分方程式を得る。

$$2 = \int_0^b \int_0^d \left\{ \left\{ -c_2' + (c_2' + c_3) j \right\} + \sum_{n=2} \left\{ \frac{C_4^{n,0}}{2} \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} v\right) \right. \right. \\ \times \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} y\right) - \frac{C_1^{0,n}}{2} \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} v\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2\beta} y\right) \left. \right\} \\ + \sum_{m=2} \left\{ \frac{C_4^{m,0}}{2} \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} x\right) \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} u\right) - \frac{C_1^{m,0}}{2} \right. \\ \times \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} x\right) \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} u\right) \left. \right\} \\ + \sum_{m=2} \left\{ C_4^{m,n} \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} y\right) \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} u\right) \right. \\ \times \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} v\right) - C_1^{m,n} \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} x\right) \cos\left(\frac{m\pi}{2\beta} u\right) \\ \times \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} y\right) \cos\left(\frac{n\pi}{2\delta} v\right) \left. \right\} \left. \right\} f(u, v) du dv \\ \dots (22)$$

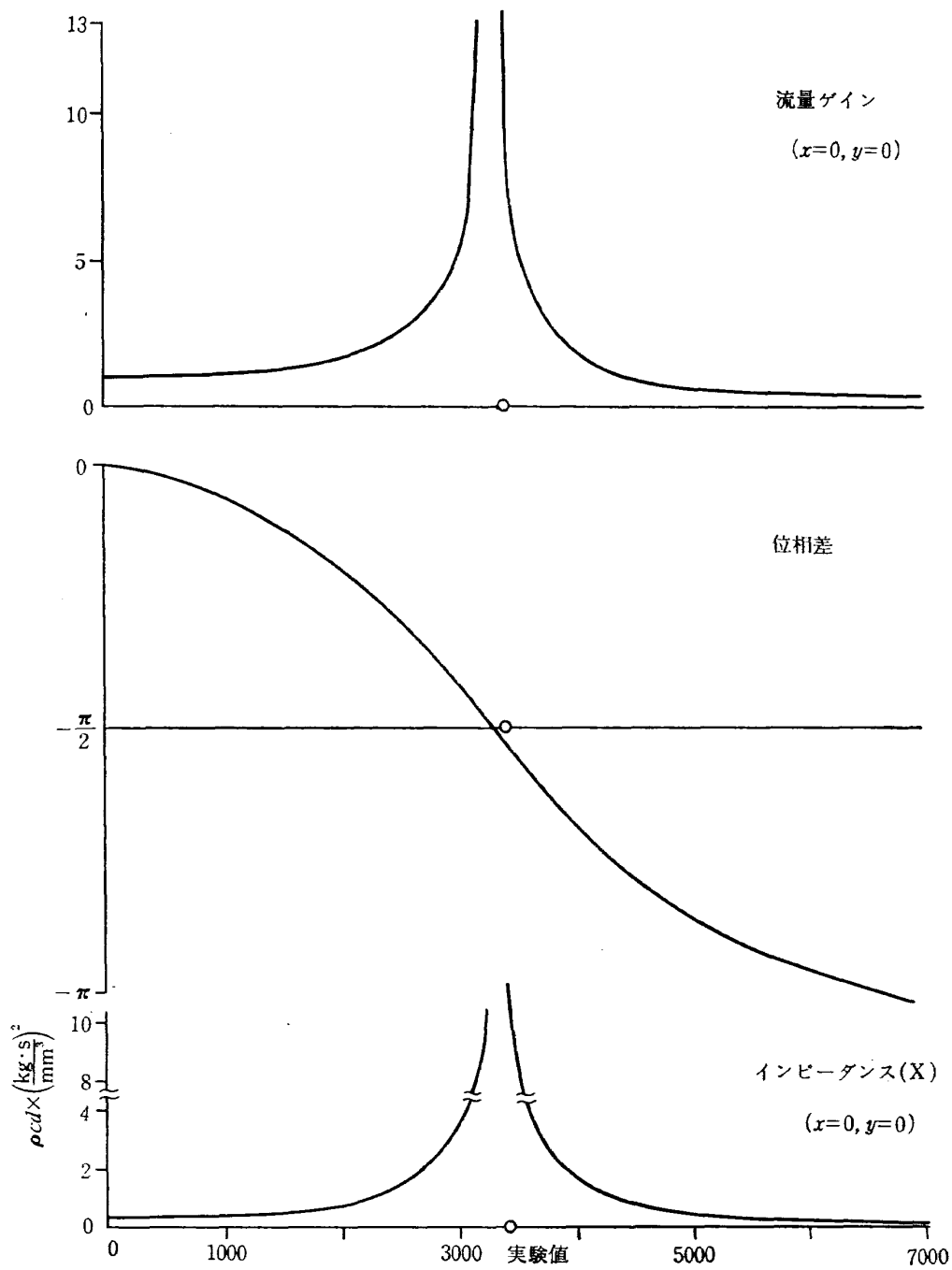
(22) 式は $f(u, v)$ に関する 2 重積分方程式である。 $f(u, v)$ を求めるために、 x 軸、 y 軸、 $x=b$, $y=d$ でかこまれた領域にガウスの積分公式で与えられる 16 個の代表点をえらび、その点で与えられた重みと $f(x, y)$ をかけて、和をとって積分した。これによって(22)式は 32 元連立一次方程式となる。これを電子計算機によって解き図 2 の結果を得た。

これによれば、入口細管 A より入ってくる波の $z=0$ における圧力の位相と、共振管 B の開放端における流速の位相は共振周波数 fn において約 90° となり、かつそのときの共振管の入口と開放端における流速の振幅比は急激に増大し、かつまた入口細管 A から共振管 B の方向をみたインピーダンスが急激に増大している。

図中の○印は、共振管を一端閉、一端開、かつ開放端において完全反射が超えるものとみなしたときの共振周波数の計算式

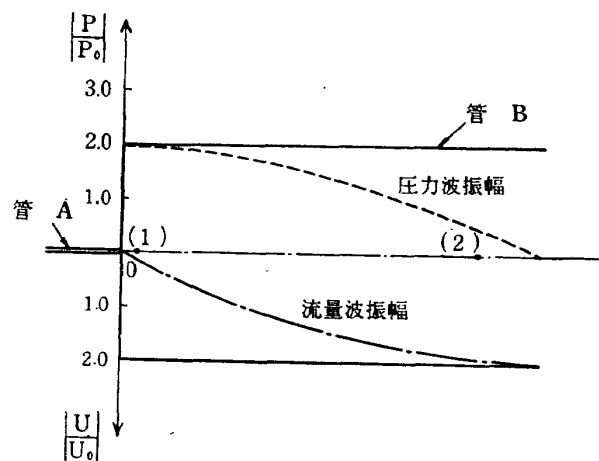
$$fn = \frac{c_d}{4l} \\ (c_d \text{ は音速, } l \text{ は管長})$$

より求めた共振周波数である。図 3 に管 B の各点における圧力波、流量波の振幅を示す。



付図 2 付図 1 の如き形状を有する管の周波数特性
 $(b=3.5\text{mm}, d=3.5\text{mm}, \beta=7.0\text{mm}, \delta=3.5\text{mm}, L=156.1\text{mm})$

付図 3 共振時における管 B 中の各点における圧力波振幅, 流量波振幅



- | | | | |
|--------|---|-------------|--|
| TR-254 | 翼と不連続境界との干渉について
Interference Between Wing and Surface of
Velocity Discontinuity | 1971 年 11 月 | 犬丸 矩夫 |
| TR-255 | 地球の重力の作用下にある人工衛星の運動に関する研究
The Study on the Motion of a Artificial
Satellite in the Earth's Gravitatitonal
Field | 1971 年 12 月 | 武内 澄夫, 松島 弘一 |
| TR-256 | リジッドヘリコプタロータのホバリングにおける
縦揺れ減衰モーメントについて
On the Aearodynamic Damping Moment in
Pitch of a Rigid Helicopter Rotor inHo-
vering | 1971 年 11 月 | 高沢 金吾 |
| TR-257 | 周期的な軸力を受ける結合柱の安定
The Dynamic Stability of a Connected Rod
under Periodic Longitudinal Force | 1972 年 1 月 | 佐野 政明 |
| TR-258 | 三次元準最適直接式誘導法
Three Dimensional Suboptimal Explicity Gui-
dance for Space Vehicles | 1972 年 1 月 | 大坪 孔治 |
| TR-259 | 回転駆動振動検出型レートジャイロの研究
Study on e Rotary-Drive Vibratory-Output
Rate Gyro | 1972 年 1 月 | 山田 博 |
| TR-260 | 気流全温度測定装置の試作
A High Sensitive Total Atmospheric Tem-
perature Measuring Apparatus | 1972 年 1 月 | 西尾 健二, 能瀬 弘幸
越沼 威, 井上 重雄
臼井 弘, 大畑 敏美 |
| TR-261 | 光弾性皮膜法による固体推進薬のひずみ測定
Strain Measurement of Solid Propellant Ma-
terial with Birefringent Coating | 1972 年 1 月 | 越出 慎一 |
| TR-262 | 異径二円筒殻をコーンで連結した軸対称殻の有限
要素法構造解析
A Structural Analysis of Cylinder-Cone-Cylin-
der Shells by F. E. M | 1972 年 1 月 | 小河 昭紀 |
| TR-263 | 多孔壁風洞における亜音速二次元風洞壁干渉効果
の研究と航空宇宙技術研究所 2 m×2 m 遷音速
風洞へのその適用
Study of Subsonic, Two-Dimensional Wall-
AInterference Effects in a Perforated Wind
Tunnel with Particular Reference to the
NAL 2m×2m Transonic Wind Tunnel | 1972 年 1 月 | 海老原正夫 |
| TR-264 | 液体燃料ロケットを用いた衛星打上げ用飛しょう
体の初段に関する制御系構成
Flight Control System Design for Launch
Vehicle with Liquid Propellant | 1972 年 1 月 | 森 英彦, 與石 肇 |

航空宇宙技術研究所報告 265 号

昭和 47 年 1 月 発行

発行所	航空宇宙技術研究所 東京都調布市市深大寺町 1880 電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(代表) ㊦182
印刷所	第一印刷株式会社 東京都新宿区富久町 58
