

内燃機關の排氣吹出しエネルギー  
利用に關する研究

鳴 本 讓

1 9 5 9









# 内燃機關の排氣吹出しエネルギー 利用に関する研究

嶋 本 讓

1 9 5 9



# 目 次

緒 論	1
第 1 編 基礎的研究	4
第 1 章 内燃機関の排気吹出しエネルギー	4
1・1 排気吹出しエネルギーと供給燃料 の発熱量の関係	4
1・2 排気吹出しエネルギーに及ぼす諸 影響	7
a 計算式	7
b 圧縮比の影響	8
c 最高圧力の影響	9
d 過給圧力の影響	9
e 空気過剰率の影響	9
1・3 排気吹出しエネルギーの利用法	10
1・4 結 言	11
第 2 章 排気管系の排気吹出しエネルギー 伝達	13
2・1 結 言	13
2・2 実験装置および実験方法	13
2・3 実験結果	18
a 排気弁開速度の影響	18
b ノズル面積の影響	19
c 排気弁開時のシリンダ圧力の影響	20
d 排気管長さの影響	20
e 排気管直径の影響	20
2・4 理論解析による伝達効率の算出	21
a 特性方程式	21
b 排気弁における境界条件	24



c	ノズルにおける境界条件	26
d	計算結果	28
2・5	結    言	29
第3章	エゼクタ付排気管	31
3・1	結    言	31
3・2	実験装置および実験方法	31
a	実験方法	31
b	圧力波のエネルギー	32
3・3	実験結果	34
a	集合管の平行部長さの影響	34
b	反射波の負圧	35
c	負の反射波のエネルギー	35
d	集合管のディフューザの影響	36
3・4	集合管と排気管の最良面積比の 算出	37
a	計算方法	37
b	集合管の平行部と排気管の面積 比の影響	42
c	集合管の平行部と排気管の最良 面積比	43
3・5	結    言	43
第4章	排気集合管における絞りの効果	45
4・1	結    言	45
4・2	実験装置および実験方法	45
4・3	理論的考察	46
a	計算方法	46
b	絞り・排気集合管面積比の影響	51
c	圧力波の圧力と絞りの面積比の 関係	52



d	圧力振動の減衰に対する絞りの効果	53
4・4	実験結果	53
a	排気集合管が長い場合	53
b	排気集合管が短い場合	55
c	第2絞りの影響	55
d	圧力振動の減衰に対する絞りの効果	56
4・5	結    言	56
第5章	段付および円すい形排気管による負圧の発生	58
5・1	緒    言	58
5・2	理論的考察	59
a	特性方程式および圧力波のエネルギー	59
b	境界条件	59
c	エネルギー反射率	61
d	段付排気管のエネルギー反射率	62
e	円すい形排気管のエネルギー反射率	66
f	直管のエネルギー反射率	66
5・3	実験装置および実験方法	66
5・4	実験結果	67
a	段付排気管	67
b	円すい形排気管	67
5・5	結    言	68
第6章	排気圧力の測定	70
6・1	緒    言	70
6・2	排気圧力測定に及ぼすインジケータ継手の影響	70
a	計算方法	70





b	継手の影響	74
6・3	継手の周波数特性	76
a	音響学的周波数特性の計算法	76
b	継手の抵抗が周波数特性に及ぼす影響	80
6・4	結    言	81
第2編	実際機関による研究	82
第1章	排気タービン入口における排気有効 エネルギーの測定	82
1・1	緒    言	82
1・2	測定方法	82
a	測定装置	82
b	相似の条件	84
1・3	装置の検定	87
a	計測用ノズルとかご形衝動板の底 面間の距離	87
b	導入管および計測用ノズルの損失	88
c	計測用ノズル・導入管面積比の影響	88
d	ノズルおよび計測用ノズル出口における 排気有効エネルギーの比較	89
1・4	測定例	89
1・5	結    言	90
第2章	クランク室掃気二サイクル機関の排気管 効果	91
2・1	緒    言	91
2・2	実験装置および実験方法	91
2・3	実験結果	93
a	排気管の効果	93
b	吸・排気管効果	94



c	機関回転速度と排気管長さの同調に対する考察	95
2・4	結    言	99
第3章	クランク室掃気二サイクル機関のクランク室容積と給気比	100
3・1	緒    言	100
3・2	実験方法	100
3・3	理論的考察	101
3・4	実験結果	105
a	クランク室すきま容積の影響	105
b	クランク室すきま容積と吸・排気管効果の関係	105
c	孔の時間面積と給気比の関係	106
3・5	結    言	107
	結    論	109

主な記号の説明



## 緒 論

内燃機関の排気ガスを外気温度まで冷却するときには得られる熱量は、燃料の発生熱量のかなりの部分を占めるから、外界に放出される排気ガスのエネルギーを有効に利用することは、熱効率の改善、出力増大のために重要な意義をもっている。広義の内燃機関には、ガスタービンおよびジェット機関も含まれるが、この論文で取扱つたものは狭義の内燃機関すなわち往復式機関において、直接動力として利用の対象となる排気吹出しエネルギーである。排気ガスは機関の膨張行程の終りに、構造上の制約のため、かなり高圧の状態でシリンダから排出される。それを大気圧まで断熱膨張させるときには得られる排気吹出しエネルギーは、機関出力の  $1/3$  にも達するから、このエネルギーは有効な動力源として利用の対象となるのみならず、機関に対し有害な作用をもなす。

排気エネルギーの利用は古くから行われており、排気吹出しエネルギーは最初機関の運転を不調に、ときには停止状態におとしいれる排気干渉として注目され、ついで掃気作用の助長に利用することが考えられた。また排気タービンに導き動力を発生させて過給機の駆動に利用する方法は、1926 年はじめ A. Büchi によつて実験されて以来、徐々に普及されて来たが、第二次大戦後容積、重量の軽減化から著るしい進歩を遂げ、現在ほとんどすべての大・中形機関に用いられ、M.A.N.社では熱効率 46% の高過給機関の出現をもみている。

さて排気エネルギーの利用に直接影響するものは排気管系であり、排気ガスがシリンダより間接的に排気管内に放出されるため、種々の複雑な問題を生じ、排気管系の良否が排気エネルギーの利用、機関性能などに著るしい影響を与える。実



際機関では、機関の他の多くの要素が関係し、排気管系単独の影響を求めることが、はなはだ困難なために、排気管系の設計は経験によるところが大きく、脈動流れによる掃気の助長に関する研究については、定性的に行われたものが多く、また排気タービン過給に関しても、排気管系のみの影響はあまり究明されていないようにみうけられる。したがってこの研究は排気管系に生じる脈動流を調べて、排気管系個々の要素が与える影響を求め、排気吹出しエネルギー利用に有効な排気管系設計の資料を得るにある。

第1編第1章においては、燃料が完全燃焼したときに発生する熱量に対して、排気吹出しエネルギーの占める割合を求め、さらに排気吹出しエネルギーに及ぼす種々の要素の影響、排気吹出しエネルギーの利用法について述べる。第2～5章は空気模型装置によつて、排気管系単独の影響を基礎的に研究したものであつて、第2章では動圧過給方式の機関について、排気管系の排気吹出しエネルギー伝達の効率を測定し、排気吹出しエネルギーのタービンへの伝達に及ぼす、排気管系各要素の影響を調べた。第3章では、排気吹出しエネルギーを掃気の助長に利用する方法の一つとして、エゼクタを組入れた排気管の効果を求め、最良のエゼクタの寸法比について述べる。第4章においては、排気集合管に設けられた絞りによる排気管内の圧力振動の防止、さらに排気干渉の軽減について述べ、第5章では、段付および円すい形排気管によつて生じる掃気に有効な負圧を求め、段付および円すい管の効果がどの程度かを調べる。第6章では排気圧の測定にさいし、常に問題となる測定精度と継手の関係を明らかにし、インジケータの受圧板部の容積と継手からなる振動系の固有振動数を求め、測定された圧力変化に、この固有振動の発生が認められる場合の処置について述べる。

第2編は実際機関による応用研究の結果であつて、第1章





においては、動圧過給方式の機関で排気タービン入口において、タービンに対し利用の対象となるエネルギーを簡単に測定する方法について述べる。第2章ではクランク室掃気二サイクル機関に取付けた排気管長さを変えて、排気吹出しエネルギーを利用して、給気比向上を得るための条件を求めた。第3章では、同じくクランク室掃気二サイクル機関のクランク室すきま容積と吸・排気管効果が給気比に及ぼす相互作用を調べ、さらに排気管による給気比向上の限度および向上のための条件について述べる。



# 第 1 編 基 礎 的 研 究

## 第 1 章 内燃機関の排気吹出しエネルギー

### 1・1 排気吹出しエネルギーと供給燃料の発熱量 の関係

内燃機関では膨張行程の終りに、比較的高圧のガスが排気として放出されるので、排気エネルギーには、直接動力として利用の対象となる部分になり含まれている。したがってここでは、直接利用の対象となるエネルギーについて考察する。

内燃機関の排気ガスに含まれる熱量、すなわち排気損失が、供給燃料の発熱量に対して占める割合は第 1・1 表のようになる。<sup>(1)</sup> ディーゼル機関、オート機関ともに 40% 近くに達する。この排気損失の内、機械的な仕事に直接変換できる部分は、機関の構造上から生じる制約のため、シリンダから十分膨張しない状態で排出される排気ガスによる排気吹出しエネルギーと、掃気あるいは吹抜け空気のエネルギーからなる。このうち後者は何らかの形で外から行われる仕事によつて与えられるから、小さい方が望ましく、利用の対象となるものは前者である。

この吹出しエネルギーは、排気吹出し時のシリンダ内ガスが大気圧まで断熱膨張するとき得られるエネルギーであるから、ピストンに与えられる吹出し期間中の仕事を無視すれば、シリンダ内ガスの単位重量あたりの排気吹出しエネルギー  $E_b$  は

$$E_b = \int_4^5 (p - p_0) dv \dots\dots\dots (1 \cdot 1)$$

ここで

$p_0$  : 大気圧

$p$  : 圧力



第 1・1 表 排 気 損 失

機 関 種 類		排 気 損 失 燃料の発熱量 %
デ ィ ー ゼ ル 機 関	陸・舶用大形（二サイクル）	30 ~ 32
	陸・舶用中形（四サイクル）	28 ~ 40
	陸・舶・可搬用小形	34 ~ 40
	車輛・機関車・舶用高速	30 ~ 31
	自動車・ボート用	30 ~ 40
舶用焼玉機関		40 ~ 45
オ ツ ト ー 機 関	自動二三輪車用	30 ~ 35
	乗用・貨物自動車用	30 ~ 35
	航空機用	45 ~ 50
	ガス機関	30 ~ 35

$v$  : 比体積

添字 4 : 排気吹出し時の排気ガスの状態

5 : 排気ガスが大気圧まで断熱膨張したときの状態

さらに

$R_0$  : 排気ガスのガス定数

$T$  : 絶対温度

$\kappa_0$  : 排気ガスの比熱比

とし、断熱変化の関係、 $p v^{\kappa_0} = \text{一定}$ 、を用いて前式を變形すれば次式が与えられる。

$$E_b = R_0 T_1 \left\{ \frac{1}{\kappa_0 - 1} - \frac{\kappa_0}{\kappa_0 - 1} \left( \frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{\kappa_0 - 1}{\kappa_0}} + \frac{p_0}{p_1} \right\} \dots \dots \dots (1 \cdot 2)$$

この場合、単位重量の排気ガスを生成するために供給された燃料が、理論的に発生し得る熱量を求める。



$\eta_s$  : 掃除効率

$\eta_p$  : 空気純度

$\lambda$  : 空気過剰率

$L_0$  : 燃焼に要する理論的空気量

なる記号を用い、燃料噴射前のシリンダ内ガスの重量を 1 kg と仮定すれば、残留ガス中の空気重量は  $(1-\eta_s) \eta_p \cdot (1-1/\lambda) / (1+\eta_p/\lambda L_0)$  であるから、空気純度  $\eta_p$  は

$$\eta_p = \eta_s + (1-\eta_s) \eta_p \cdot \frac{1-1/\lambda}{1+\eta_p/\lambda L_0} \dots\dots\dots (1 \cdot 3)$$

したがって

$$\frac{\eta_p}{\lambda L_0} = \frac{1}{2} \sqrt{\left\{ \eta_s \left( 1 - \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda L_0} \right) + \frac{1}{\lambda} \right\}^2 + \frac{4 \eta_s}{\lambda L_0}} - \frac{1}{2} \left\{ \eta_s \left( 1 - \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda L_0} \right) + \frac{1}{\lambda} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 4)$$

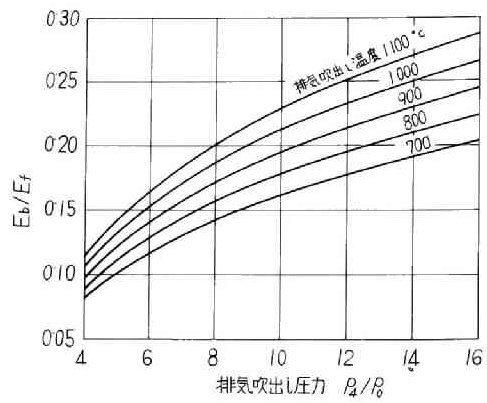
単位重量の燃焼ガスに対し供給された燃料のエネルギー  $E_f$  は、燃料の低位発熱量を  $H_u$ 、仕事の熱当量を  $A$  とすれば

$$E_f = \frac{1}{A} \cdot \frac{H_u \cdot \eta_p / \lambda L_0}{1 + \eta_p / \lambda L_0} \dots\dots\dots (1 \cdot 5)$$

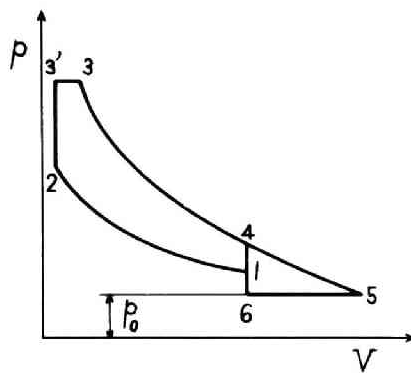
燃料の発熱量に対し排気吹出しエネルギーが占める割合は、(1・2)、(1・5) 式より次式で与えられる。

$$\frac{E_b}{E_f} = \frac{A R_\theta T_i \lambda L_0}{H_u \eta_p} \cdot \left\{ \frac{1}{\kappa_\theta - 1} - \frac{\kappa_\theta}{\kappa_\theta - 1} \left( \frac{p_0}{p_i} \right)^{\frac{\kappa_\theta - 1}{\kappa_\theta}} + \frac{p_0}{p_i} \right\} \times \left\{ 1 + \frac{\eta_p}{\lambda L_0} \right\} \dots\dots\dots (1 \cdot 6)$$

$A = 1/427 \text{ kcal/kgm}$ ,  $H_u = 10\,000 \text{ kcal/kg}$ ,  $L_0 = 14.05 \text{ kg/kg}$ ,  $p_0 = 1 \text{ ata}$ ,  $R_\theta = 29.3 \text{ kgm/}^\circ\text{Kkg}$ ,  $\kappa_\theta = 1.34$ ,



第1-1図 排気吹出しエネルギー $E_b$ が燃料の発熱量 $E_f$ に対して占める割合



第1-2図 p-V線図



$\lambda = 1.8$  ,  $\eta_s = 0.85$  の条件のもとに計算した 1 例が第 1.1 図である。排気吹出しエネルギーの占める割合  $E_b/E_f$  は、排気吹出し圧力、温度の上昇とともに高くなり、その値は実際機関において 10% 以上になると推定できる。これは機関出力の  $1/3$  にも達する値である。一二の研究結果<sup>(2)</sup> , <sup>(3)</sup> によればその値は

無過給ディーゼル機関	9 %
過給ディーゼル機関	
過給圧 $0.42 \text{ atm}$ (動圧過給)	11 %
過給圧 $0.47 \text{ atm}$ (静圧過給)	10 %
過給圧 $2 \text{ atm}$	17 %
無過給火花点火機関	15 %
過給火花点火機関	24 %

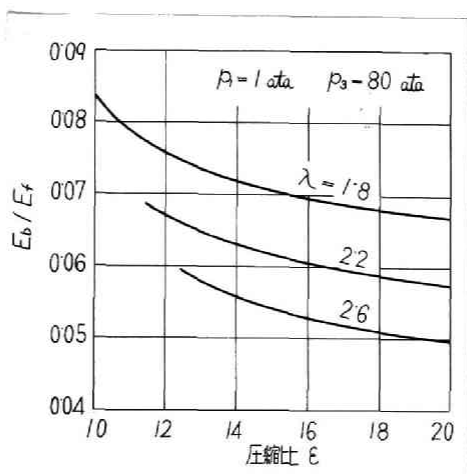
になる。

## 1.2 排気吹出しエネルギーに及ぼす諸影響

### a. 計算式

排気吹出しエネルギーが燃料の発熱量に対して占める割合は、機関の圧縮比、空気過剰率、過給圧力など、種々の要素によつて変化する。これらの要素の影響は、機関のサイクルをサバテ・サイクルと仮定すれば、容易に推察できる。計算の基礎となる  $p-V$  線図を第 1.2 図に示す。大気圧  $p_0$  よりも高い過給された状態 1 から圧縮が始まる。このときのシリンダ内ガスの重量を  $1 \text{ kg}$  とし、状態 2 で  $\eta_p/\lambda L_0$  の燃料が噴射され、等積、等圧燃焼を行つて状態 3 になるものとする。この間シリンダ内ガスの重量変化のみ考え、燃焼にもとづく分子数の変化は考慮しない。排気吹出しエネルギーは状態 4 より大気圧までガスを膨張させるときに得られる面積 4-5-6-4 によつて与えられる。

圧縮比を  $\epsilon = V_1/V_2$  , 等圧度を  $\sigma = V_3/V_2$  であらわし、圧



第1-3図 圧縮比の影響

縮、膨張指数を排気ガスの比熱比  $\kappa_{\theta}$  で近似するならば、

$$T_1 = T_3 \sigma^{\kappa_{\theta}-1} \varepsilon^{1-\kappa_{\theta}}$$

$$= \frac{T_1 \sigma^{\kappa_{\theta}} \varepsilon^{-\kappa_{\theta}}}{1 + \eta_P / \lambda L_0} \cdot \frac{p_3}{p_1} \dots\dots\dots (1.7)$$

$$p_4 = p_3 \sigma^{\kappa_{\theta}} \varepsilon^{-\kappa_{\theta}} \dots\dots\dots (1.8)$$

一方供給された燃料の発熱量は  $H_u \cdot \eta_P / \lambda L_0$  であるから、定積、定圧比熱を  $c_v$ ,  $c_p$  とし、燃料の温度を噴射前の温度から  $T_3$  まで高めるに要する熱量を無視すると、次式が成立する。

$$c_v (T_3' - T_2) + c_p (T_3 - T_3') = \frac{H_u \cdot \eta_P / \lambda L_0}{1 + \eta_P / \lambda L_0} \dots\dots\dots (1.9)$$

また、

$$p_3 V_3 = (1 + \eta_P / \lambda L_0) R_{\theta} T_3 \dots\dots\dots (1.10)$$

$$p_3 V_2 = (1 + \eta_P / \lambda L_0) R_{\theta} T_3' \dots\dots\dots (1.11)$$

であるから、この3式より  $T_3$ ,  $T_3'$  を消去し、 $V_2$  で割れば  $\sigma$  が求まる。

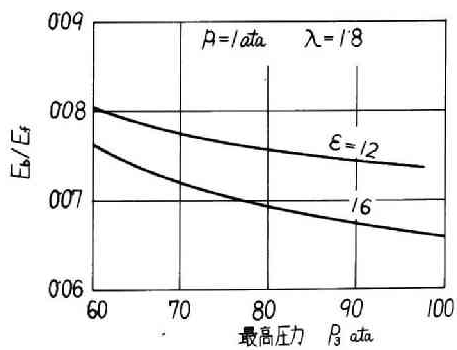
$$\sigma = \frac{V_3}{V_2} = \frac{\kappa_{\theta}-1}{\kappa_{\theta}} + \frac{\varepsilon^{\kappa_{\theta}}}{\kappa_{\theta}} \left(1 + \frac{\eta_P}{\lambda L_0}\right) \cdot \frac{p_1}{p_3}$$

$$+ \frac{(\kappa_{\theta}-1)\varepsilon H_u}{\kappa_{\theta} A R_{\theta} T_1} \cdot \frac{\eta_P}{\lambda L_0} \cdot \frac{p_1}{p_3} \dots\dots\dots (1.12)$$

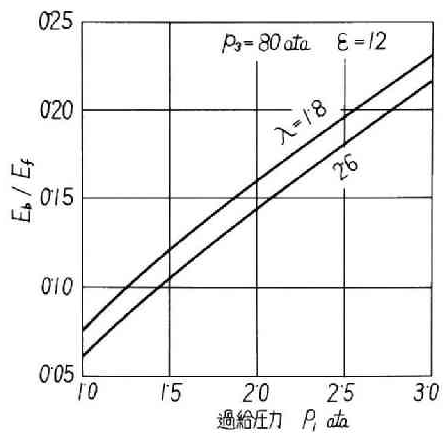
(1.7), (1.8), (1.12) 式を (1.6) 式に代入すれば燃料の発熱量に対し、排気吹出しエネルギーの占める割合  $E_b/E_f$  を求めることができる。前述の数値ならびに  $T_1 = 313^{\circ}\text{K}$  を用いて計算した結果を以下に示す。

b. 圧縮比の影響

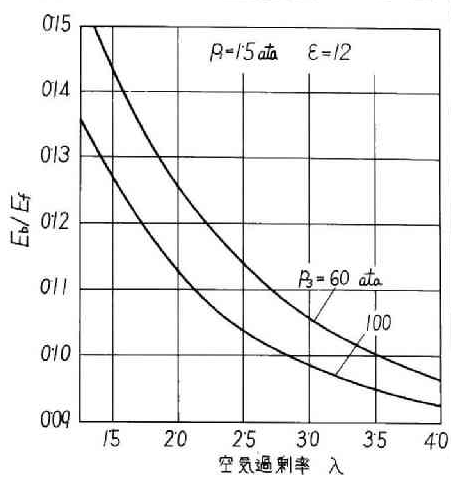
最高圧力  $p_3$  一定のもとに圧縮比の影響を求めると第 1.3



第1-4図 最高圧力の影響



第1-5図 過給圧力の影響



第1-6図 空気過剰率の影響

図になる。圧縮比を大きくするにつれ、サイクルの理論的熱効率がまし、排出されるガスのエネルギーは減少し、排気吹出し圧力、温度ともに小さくなるから、排気吹出しエネルギーも少くなる。しかし最高圧力を一定としており、圧縮比とともに等圧度が大きくなるため、熱効率の増加はゆるやかになり、排気吹出しエネルギー減少の度合もまた少くなる。最高圧力の代わりに等圧度を一定とすれば、圧縮比の影響はさらにいちじるしくなる。

#### c. 最高圧力の影響

許容最高圧力を大きくすれば、等圧度が小さくなり、オート・サイクルに近づき、理論的熱効率がますので、排気吹出し圧力、温度は低くなり、排気吹出しエネルギーは第1・4図のように、最高圧力の増加とともに少くなる。しかし実用上最高圧力には限度がある。

#### d. 過給圧力の影響

最高圧力一定のもとに過給圧力 $P_1$ を高めれば、サイクルの等圧度がまし、ディーゼル・サイクルに近づく。これは理論的熱効率の低下をきたし、排出されるガスのエネルギーをますことになる。したがって第1・5図に示すように過給圧力の増加とともに排気吹出しエネルギーは大きくなる。過給圧力を高めるとき、圧縮比は実用上下げられる傾向にあるから、排気吹出しエネルギーはさらに大きくなる。しかしこれは空気過剰率との関連によつて決まる。

#### e. 空気過剰率の影響

空気過剰率をますにつれ、理論的熱効率は高くなるから、排気吹出しエネルギーは第1・6図のように小さくなる。低負荷では、空気過剰率が大きいから排気吹出しエネルギーは小さく、また機関より排出される排気ガス量も少いから、利用の対象となる排気吹出しエネルギーの総量のいちじるしく少くなることがわかる。



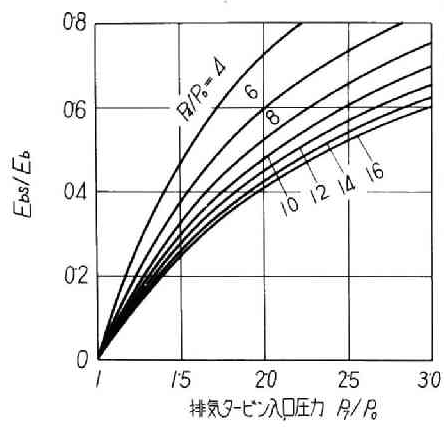
### 1・3 排気吹出しエネルギーの利用法

排気エネルギーの利用に関しては2つの方法に大別される。その一つは排気熱の利用であつて、大形機関では排気ボイラ、熱交換器を併用するのが普通である。他の方法は排気を直接外気圧まで膨張させるときに得られる排気吹出しエネルギーを利用するもので、次のような方法がある。

航空機用として、排気ガスを高速で噴出させ、推力として機関の出力の一部を受けもたせることが行われている。また往復式機関ではシリンダ内ガスの膨張が制限されるから、高圧ガスは往復式機関で、低圧ガスはタービンで作動させて、タービン出力はクランク軸に伝達し、排気エネルギーを有効に利用したものが複合機関である。

排気吹出しにともなつて排気管系に生じる負圧波を利用して、シリンダの掃気作用を助長させる方法(Kadenacy効果)については、掃気ポンプなしでの運転が可能であり、ポンプ仕事に相当するエネルギーを機関出力に回収できる。また掃気効率がよくなるから、燃焼の改善、出力の増大がもたらされる。この方法は運動部分や複雑な部品を必要としないから、容易に性能の向上をはかることができ、15~25%の出力増加が可能である。<sup>(5)</sup>

排気タービン過給については、排気ガスを排気タービンに導き動力を発生させて過給機を駆動する。タービンの出力は直接機関出力に回収されないが、出力の増大、機械効率の上昇をもたらす。排気タービンに対し利用の対象となる排気エネルギーは、排気吹出しエネルギーおよび掃気または吹抜け空気のエネルギーである。過給圧が高くなるにつれ、排気タービン入口圧力を高くできるので、排気吹出しエネルギーの動圧部分が静圧部分に対して占める割合は少くなり、静圧過給の方が好ましくなる。利用の対象となる排気吹出しエネルギーは、動圧過給の場合、(1・2)式の排気吹出しエネルギー $E_b$ である



第1-7図 静圧過給における排気吹出しエネルギーの利用度  $E_{bs}/E_b$



が、静圧過給の場合は、排気吹出し圧力  $p_4$  からタービン入口圧力  $p_7$  まで断熱膨張するときに取り出されるエネルギーが熱となり、一部しか利用されない。シリンダ内の状態変化を断熱変化と考えれば、静圧過給の場合に利用される排気吹出しエネルギー  $E_{bs}$  は  $E_b$  より少く、次式で与えられる。

$$E_{bs} = v_4 \int_7^4 \frac{\kappa_\Theta}{\kappa_\Theta - 1} R_\Theta T \left\{ 1 - \left( \frac{p_0}{p_7} \right)^{\frac{\kappa_\Theta - 1}{\kappa_\Theta}} \right\} d \left( \frac{1}{v} \right) + \left( \frac{p_7}{p_4} \right)^{\frac{1}{\kappa_\Theta}} \int_7^8 (\rho - p_0) dv$$

$$= R_\Theta T_4 \left[ \frac{1}{\kappa_\Theta - 1} \left\{ 1 - \left( \frac{p_0}{p_7} \right)^{\frac{\kappa_\Theta - 1}{\kappa_\Theta}} \right\} - \frac{p_0}{p_4} \left\{ \left( \frac{p_7}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa_\Theta}} - 1 \right\} \right]$$

…………… (1.13)

ここで積分の下限、上限をあらわす 7, 8 はそれぞれ状態 4 より、タービン入口圧力  $p_7$ 、大気圧  $p_0$  まで断熱膨張したときの状態を示す。 $E_{bs}/E_b$  を求めた結果が第 1.7 図である。排気タービン入口圧力が高くなるにつれ、静圧過給における排気吹出しエネルギーの利用率も大きくなる。

#### 1.4 結 言

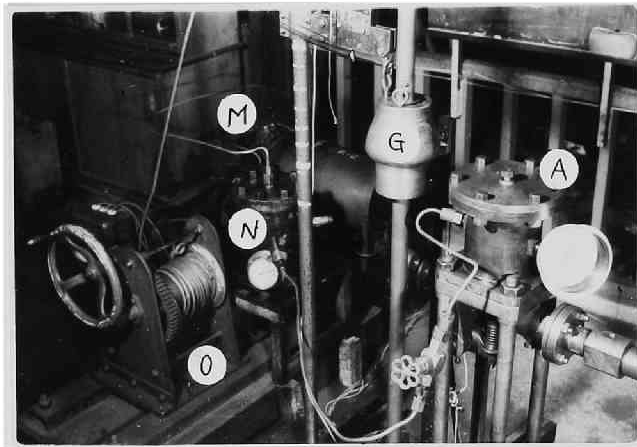
本章では排気吹出しエネルギーが供給燃料の発熱量に対して占める割合ならびに排気吹出しエネルギーに及ぼす諸影響について述べ、利用法についての概略を記した。この排気吹出しエネルギーは機関出力の 1/3 にも達し、排気吹出しによつて生じる排気系統内の圧力波によつて運搬される。したがつて排気管系の良否が、排気吹出しエネルギーの利用にもつとも関係深く、また影響するところも大きい。これら排気管系個々の要素の影響については以下の章において述べる。

#### 文 献

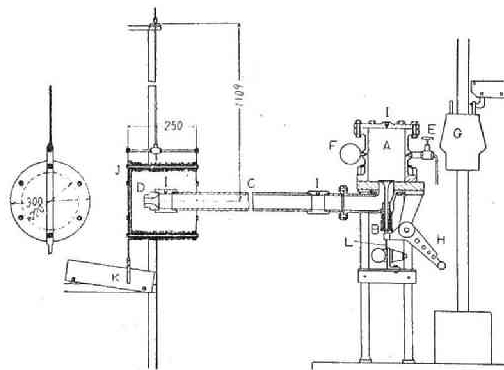
- (1) 長尾不二夫, 内燃機関講義 上巻 50 頁.



- (2) P. H. Schweitzer, Trans. ASME, Vol. 74, No. 4,  
1952, p. 517.
- (3) 川崎技報, No. 12, 39頁より推定.
- (4) F. J. Wallace and M. H. Nassif. P. I. M. E. Vol. 168  
No. 18, 1954, p. 515.
- (5) 齊藤, 松島, 機械学会第33期通常総会講演会前刷  
(第5室), 昭和31年4月, 9頁.



A シリンダ, G 落下おり, M 圧縮機  
 N 空気だめ, O 捲上機  
 第2.1図 実験装置



シリンダ寸法 140 φ × 200 mm, 排気弁直径 53 mm  
 同弁座角 30°, 同最大揚程 12'25 mm

第2.2図 実験装置

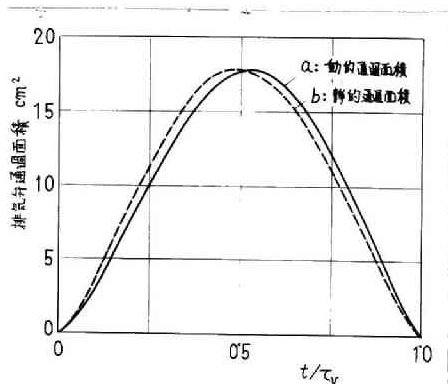
## 第 2 章 排気管系の排気吹出しエネルギー伝達

### 2・1 結 言

動圧過給ディーゼル機関の性能向上をはかるには、排気タービン、圧縮機の性能の改善はもちろん、排気管系が排気エネルギーを有効にシリンダより排気タービンに伝達すると同時に、シリンダ内ガスの排出を完全に行うことが必要である。シリンダ内掃気には機関回転速度、ノズル面積あるいは圧力脈動などが関係しはなはだ複雑であるから、この章では排気有効エネルギーの大部分を占める排気吹出しエネルギーの伝達のみに関して、実際機関では測定のみずかしい排気管系の与える単独の影響を空気模型装置を用いて調べた。すなわち空気模型装置に排気吹出しの状態を一回発生させ、排気タービンに相当するノズルに伝達された排気吹出しエネルギーを実測して、ノズル面積、排気弁開速度、排気弁開時のシリンダ圧力、排気管直径および長さなどが排気吹出しエネルギーの伝達に与える影響を求め、さらに伝達の効率をどの程度理論的に推定できるかを、特性曲線法による解析を行つて検討した。

### 2・2 実験装置および実験方法

第 2・1, 2・2 図に実験装置の写真ならびに概要を示す。ディーゼル機関のシリンダに対応するシリンダ A に、排気弁 B、排気管 C および排気タービンに相当するノズル D が設けてある。まず圧縮機により圧縮空気を空気溜め、弁 E を通じてシリンダに送り、シリンダの圧力をディーゼル機関の排気弁開時の圧力まで高める。熱電対および圧力計 F により温度、圧力を測定直後、排気弁カムの形をした落下おもり G を落す。落下おもりは揺腕 H を経て排気弁を開閉し、シリンダの空気



$t$ : 排気弁の開き始めより測つた時間

$\tau_v$ : 排気弁開口時間

第2.3図 排気弁通過面積

を排気管を通つてノズルより噴出させ、排気吹出しに類似した状態を作る。光電管インジケータを用いて圧力測定位置 I の圧力変化を測定するとともに、噴出空気を振り式のかご形衝動板 J に垂直にあて、かご形衝動板の最大振れ角を指針 K によつて測定して噴出空気の運動量を求め、それと噴出空気量とから得られた噴出空気の平均速度を用い、ノズル出口の排気吹出しエネルギーを算出する。

落下おもりは捲揚機によつて吊上げられ鉤につるされる。鉤は電磁スイッチによつてはずされるようにしてあり、電磁オシログラフの長時間記録器が、圧力変化の測定に必要な期間のみ回転するよう、電氣的に同期させてある。排気弁開速度は落下おもりの落下高さによつて調整し、排気弁の運動は排気弁についたて L を取付け、光電管を用いて記録する。第 2・3 図に落下おもりのカムより計算した排気弁の静的通過面積、および光電管を用いて排気弁の動きを追跡して求めた動的通過面積を示す。おもりの落下速度は、弁の開くときは弁ばねの抵抗によつて弱められ、弁の閉じるときは、逆に弁ばねによつて加速される。このため動的通過面積は静的通過面積と若干ことなる。しかしシリンダ圧力による相違はほとんど生じない。

この装置は四サイクルディーゼル機関に模したものであつて、主要寸法は第 2・2 図に記入してある。

排気管は直径 41・6, 53, 68 mm の 3 種類を用い、直径 41・6, 68 mm の場合は排気弁出口より 168 mm のところから排気管を所定の直径になるまでゆるやかに縮小または拡大した。

振り式のかご形衝動板 (直径 300 mm) にはフェルト (厚さ 3 mm)、黄銅金網 (40 メツシユ 7 枚、4 メツシユ 2 枚) を重ね、その上にアルミニウム円環を座金により、3 mm 間隔に 69 枚締めつけた。かご形衝動板の全重量は 7・9 kg であるが、噴出空気の運動量が大きい場合は別におもりを取付け、最大





振れ角を  $5 \sim 8^\circ$  の範囲に制限した。

噴出空気の運動量が正確にかご形衝動板に吸収されることはすでに明らかにされている。<sup>(1)</sup> 噴出空気はノズルよりかご形衝動板に垂直に噴出し、直角に曲げられアルミニウムの円環の間を通つて流れさる。噴出空気の運動量が瞬間的に、かご形衝動板に与えられるとすると、運動量  $M$  は、かご形衝動板の最大振れ角  $\theta_{\max}$  より、次式で与えられる。

$$M = \frac{1}{h'} \sqrt{2WIh(1 - \cos \theta_{\max})} \dots\dots\dots (2 \cdot 1)$$

ここで

$h$  : ナイフエッジよりかご形衝動板の重心までの距離

$h'$  : ナイフエッジよりノズルの中心線までの距離

$I$  : かご形衝動板のナイフエッジまわりの慣性モーメント

$W$  : かご形衝動板の重量

噴出空気量をシリンダより流出した空気量  $G_z$  に等しいものとする、断熱変化の関係より

$$G_z = \frac{p_{z0} V_z}{R T_{z0}} \left\{ 1 - \left( \frac{p_{zc}}{p_{z0}} \right)^{\frac{1}{\epsilon}} \right\} \dots\dots\dots (2 \cdot 2)$$

ここで

$p_{zc}$  : 排気弁閉時のシリンダ圧力

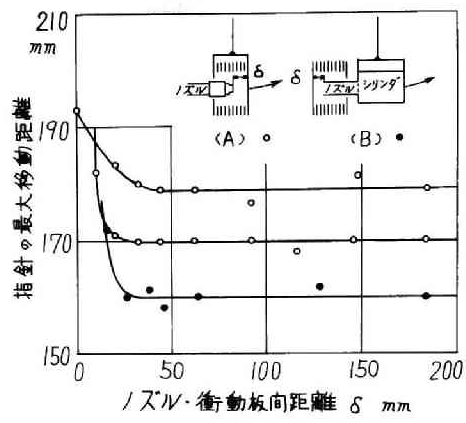
$p_{z0}, T_{z0}$  : 排気弁開時のシリンダ圧力および絶対温度

$R$  : 空気のガス定数

$V_z$  : シリンダ容積

$\epsilon$  : 空気の比熱比

(2・1), (2・2) 式より噴出空気の平均速度が求まり、次式によりノズル出口における排気吹出しエネルギー  $E_n$  を計算できる。 $g$  を重力加速度とすれば



第24図 ノズル・衝動板間距離の影響

$$E_n = \frac{gWI h R T_{z0} (1 - \cos \theta_{max})}{h^2 V_z P_{z0} \left\{ 1 - (P_{zc}/P_{z0})^{1/\kappa} \right\}} \dots\dots\dots (2-3)$$

ここで求められた吹出しエネルギーは、噴出空気の平均速度を運動量の平均値から求めているので、速度エネルギーの平均値から求めた吹出しエネルギーより若干小さくなる。この相違は噴出の状態によつて左右されるが、最大5～6%である。

噴出空気の状態はかご形衝動板の存在によつて影響を受けてはならない。第2・4図はノズル・衝動板間距離 $\delta$ を変えて指針の最大移動距離を測定したもので、ノズルを固定しかご形衝動板の指針の最大移動距離を測定した場合(A)においても、またかご形衝動板を固定し、シリンダの出口に膜を張りその中に圧縮空気を詰め、急に膜を破つて圧縮空気を噴出せしめてシリンダを振らせた場合(B)においても、ノズル・衝動板間距離が、ある一定値以上になると指針の最大移動距離は一定となり、噴出空気の状態がかご形衝動板によつて影響をうけないことがわかつた。測定はこの距離を50mmとして行つた。また、かご形衝動板および第2・4図(B)のシリンダを向い合わせに結合してつり下げ、シリンダの膜を破つて圧縮空気を噴出させたとき、いずれの方向にも振れないことより、かご形衝動板に運動量が全部吸収されることを確認した。

噴出空気の運動量は、かご形衝動板に瞬間的にではなく、ある時間内に与えられるため、(2・1)式より求めた運動量は若干小さい値を示すおそれがある。空気がノズルより一様に $t_0$ 時間噴出するとすれば、測定される運動量の誤差は近似的に次式であらわされる。<sup>\*</sup>

$$\text{誤差} = \frac{50\pi^2}{3} \left( \frac{t_0}{\tau} \right)^2 \% \dots\dots\dots (2-4)$$

ここで  $\tau$  : 振子式かご形衝動板の振動周期

\* 衝動板の傾斜角を $\theta$ とし、基礎方程式



$\tau = 2 \cdot 12$  s またノズルからの噴出時間は最大  $0 \cdot 065$  s であるから、これらを (2.4) 式に代入すれば、誤差は  $0 \cdot 15$  %となる。なお実際では噴出の大部分が初期にかたよつて行われるので、この誤差はさらに小さくなり無視できる。また、かご形衝動板の移動中の抵抗については、自由振動における減衰曲線を用いて補正を行つた。

シリンダの空気が排気弁開時の圧力  $p_{z0}$  より閉時の圧力  $p_{zc}$  に下るまでに、大気圧  $p_0$  に対して利用の対象となる理論的エネルギー  $E_i$  は  $p_{z0}$  より  $p_0$  まで断熱膨張するときを得られる吹出しエネルギーから、シリンダに残留する空気のエネルギーをさし引けば求まる。

$$I \frac{d^2 \theta}{dt^2} + Wh \theta - mh' = 0$$

$$m = \text{一定} \quad (0 \leq t \leq t_0)$$

$$m = 0 \quad (t > t_0)$$

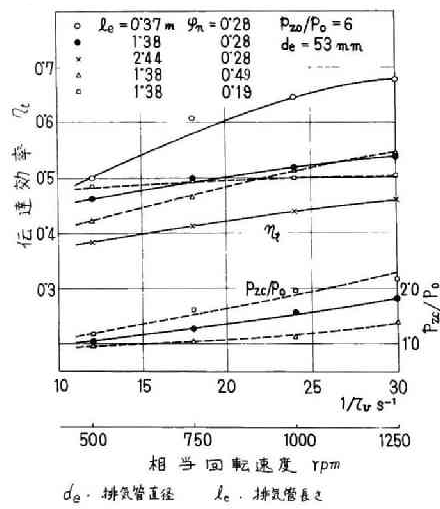
を解き、噴出空気の運動量、 $mt_0 = \text{一定}$ 、および

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{I}{Wh}}$$

を代入すれば

$$\begin{aligned} \text{誤差} &= \frac{Mt_{0 \rightarrow 0} - M}{M_{t_0=0}} \\ &= 1 - \sqrt{\frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{Wh\tau}{mt_0 h'} \right)^2 \left\{ 1 - \cos \left( \frac{2mt_0 h'}{Wh\tau} \cdot \frac{1 - \cos^2 \pi t_0 / \tau}{t_0 / \tau} \right) \right\}} \\ &\quad + \frac{1}{4\pi^2} \cdot \frac{\sin^2 2\pi t_0 / \tau}{(t_0 / \tau)^2} \\ &\cong \frac{\pi^2}{6} \left( \frac{t_0}{\tau} \right)^2 \end{aligned}$$

これを百分率で示すと、(2.4) 式になる。



第 2.5 図 排気弁開速度の影響

$$\begin{aligned}
E_i &= \frac{P_{z0} V_z}{\kappa - 1} \left\{ 1 - \kappa \left( \frac{P_0}{P_{z0}} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} + (\kappa - 1) \frac{P_0}{P_{z0}} \right\} \\
&\quad - \frac{P_{z0} V_z}{\kappa - 1} \left\{ 1 - \kappa \left( \frac{P_0}{P_{z0}} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} + (\kappa - 1) \frac{P_0}{P_{z0}} \right\} \\
&= \frac{P_{z0} V_z}{\kappa - 1} \left[ 1 - \frac{P_{z0}}{P_{z0}} - \kappa \left( \frac{P_0}{P_{z0}} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \left\{ 1 - \left( \frac{P_{z0}}{P_{z0}} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \right\} \right] \dots\dots\dots \\
&\hspace{15em} \dots\dots\dots (2 \cdot 5)
\end{aligned}$$

で与えられる。よつて排気管系の排気吹出しエネルギー伝達の良否を示す尺度として、次のように定義される伝達効率  $\eta_t$  を用いることにする。

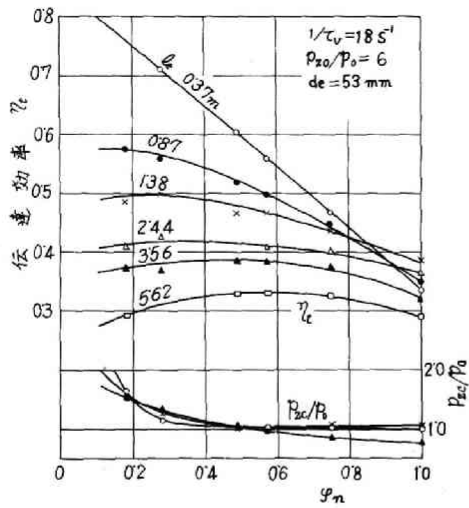
$$\eta_t = \frac{E_n}{E_i} \dots\dots\dots (2 \cdot 6)$$

なおこの伝達効率はノズルの効率をも含めたものとなる。

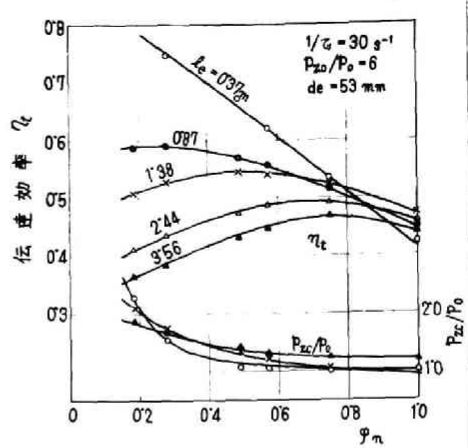
### 2・3 実験結果

#### a. 排気弁開速度の影響

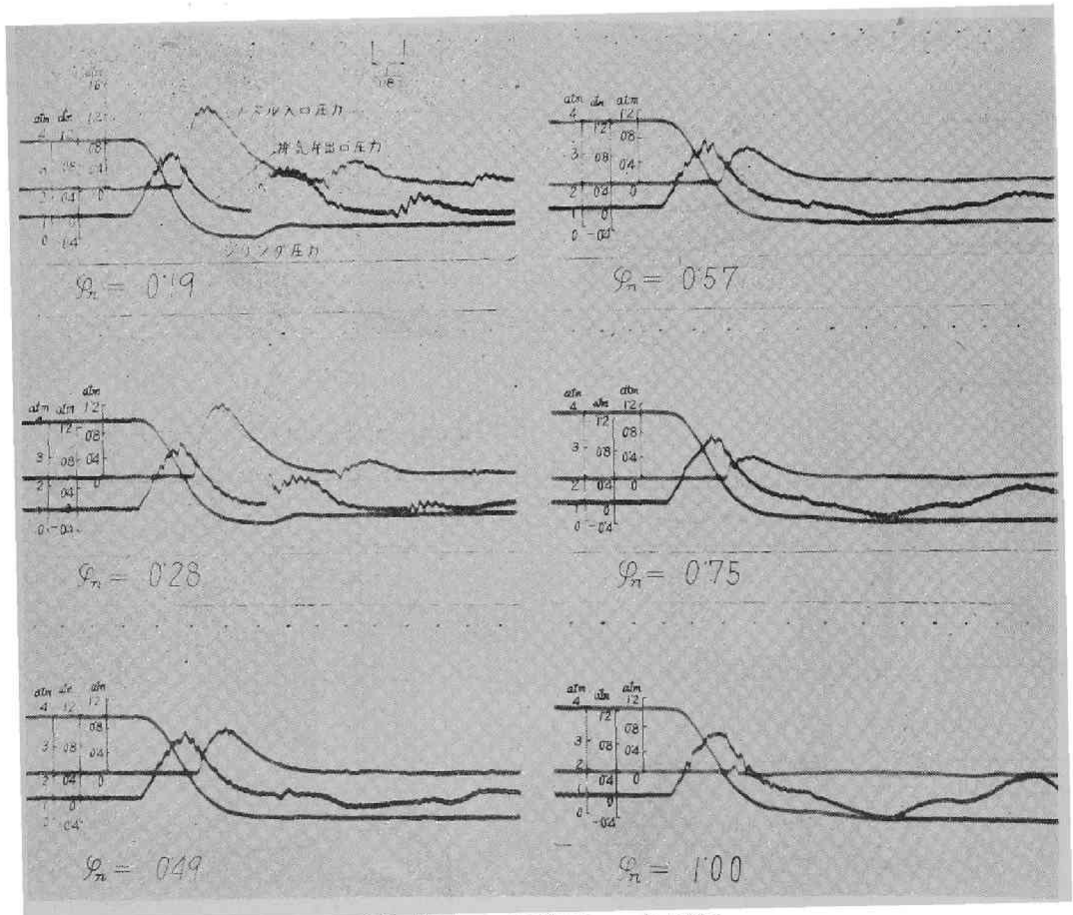
排気管における損失の大部分は排気弁における絞り損失によるものである<sup>(2)</sup>。排気弁開速度を大きくすれば排気吹出し初期における絞り損失が軽減され、伝達効率の増加を見ることは明らかである。第2・5図に落下おもりの落下高さにより排気弁開速度をかえた場合の伝達効率を示すが、この関係がよくあらわれている。同図の相当回転速度は弁開口期間を  $250^\circ$  として換算したものである。伝達効率  $\eta_t$  の改善の度合は排気管の他の要素によつて左右され、排気管長さについてはほぼ同一の傾向を示しているが、ノズル・排気管面積比  $\varphi_n$  については、 $\varphi_n$  が大きくなるほど排気弁における圧力差が大きくなるので、排気弁開速度の増加による改善の度合は著しくなっている。この方法では弁開速度が大きくなるにつれて



第2-6図 ノズル・排気管面積比の影響



第2-7図 ノズル・排気管面積比の影響



$1/\tau_v = 18 \text{ s}^{-1}$ ,  $d_e = 53 \text{ mm}$ ,  $l_e = 5.62 \text{ m}$

第 2-8 図 圧力変化 (反射波が分離する場合)

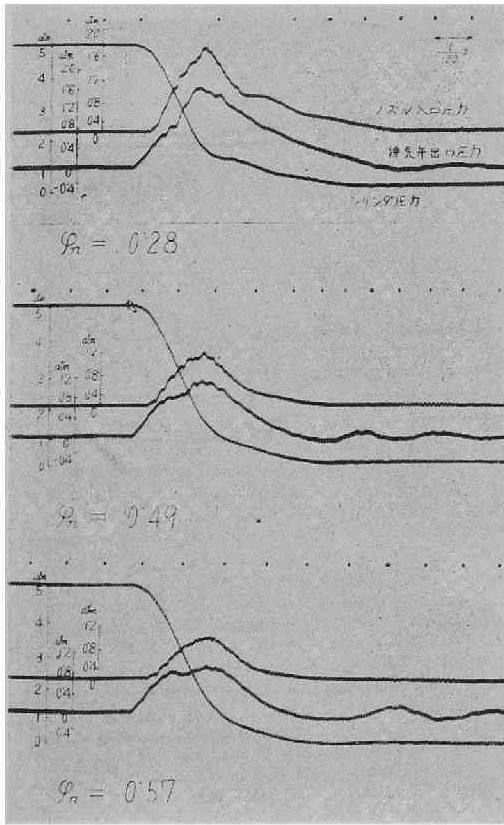


弁開口期間が短くなるので、シリンダ内残圧  $p_{zc}/p_0$  もまた高くなっている。

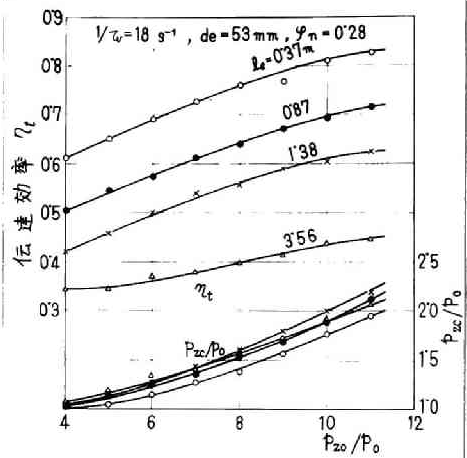
#### b. ノズル面積の影響

排気タービンに相当するノズル面積は掃気作用との組合せによつて決定されねばならないが、第2・6、2・7図は伝達効率のみについて取扱つたものである。排気管中においては全体が同一の状態で流動するものと仮定すると、伝達効率はノズル面積を小さくするほど大きくならねばならない。しかしながら実験結果はかかる仮定の成立する範囲が非常に限定されることを示している。排気管が短いほどノズルにおける反射波がはやく排気弁に達し、損失の大部分を占める絞り損失に影響するので、ノズル面積の影響は大きくあらわれる。ノズルにおける反射波が圧縮波であれば排気弁における絞り損失を減少せしめ、膨張波であれば絞り損失を増加せしめる。したがつて排気管長さの短い場合は、ノズル面積を小さくすることによつて排気弁における絞り損失を減少せしめ、伝達効率を高めることができる。しかし排気弁閉時のシリンダ内残圧  $p_{zc}/p_0$  は、ある限度以上にノズル面積を小さくすると、噴出がおくれるため急激に大きくなつており、ノズル面積を過度に小さくできないことがわかる。排気管が長くなるとノズルにおける反射波が排気吹出し初期に排気弁に達せず、絞り損失にあまり影響しなくなる。圧縮波の反射によつて得られる絞り損失の減少量が反射波の排気管における損失、シリンダへの逆流などによる損失の増量によつて相殺されるノズル・排気管面積比において、伝達効率は最大になると考えられる。排気管が長くなるにつれて、最大の伝達効率を示めすノズル・排気管面積比は大きい方に移る。

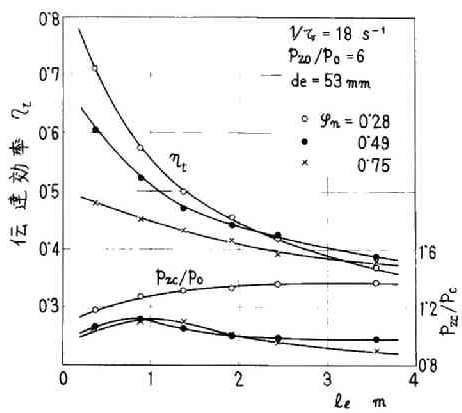
第2・8、2・9図は測定した圧力変化の一例である。排気管長さの短い場合 ( $l_0 = 1.38\text{m}$ ) においても、シリンダからの排気の吹出しが脈動しつつ行われることがわかる。排気管が



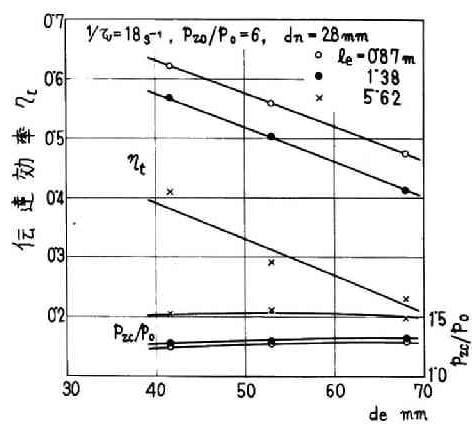
$1/\tau_0 = 18 \text{ s}^{-1}$ ,  $d_e = 53 \text{ mm}$ ,  $l_e = 1.38 \text{ m}$   
 第 2-9 図 圧力変化 (反射波が重なる場合)



第 2-10 図 排気弁開時のシリンダ圧力の影響



第 2-11 図 排気管長さの影響



第 2-12 図 排気管直径の影響

十分長く、排気吹出しによる圧力波とノズルにおける反射波とが分離している場合 ( $l_0 = 5.62 \text{ m}$ ) は、ノズルにおける反射波が排気弁の絞り損失の軽減に全く役立たないから、ノズルにおいて圧力波を反射しない状態に近いノズル・排気管面積比 ( $\varphi_n = 0.49$ ) が、第2.6図と比較すればわかるように、最大の伝達効率を与える。

伝達効率が最大になるノズル・排気管面積比は第2.6, 2.7図から明らかなように、排気弁開速度、排気管長さによつて変化する。

#### c. 排気弁開時のシリンダ圧力の影響

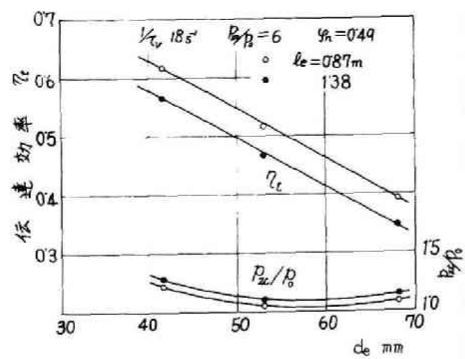
排気弁開時のシリンダ圧力を高めれば、当然シリンダからの流出がおくれ排気弁において絞られることが少くなり、さらにノズルにおける反射波が絞り損失を減少せしめることがより多くなるため、伝達効率は改善される。この関係を第2.10図に示す。過給圧力が高くなれば排気弁開時のシリンダ圧力も高くなるので、伝達効率は大きくなるが、シリンダ内残圧もまた増加する。

#### d. 排気管長さの影響

第2.11図に示すように排気管を短くして行けば、ノズル排気管面積比の小さいほど伝達効率は著しく改善される。排気管が長くなるにつれノズル面積による伝達効率の相違は少くなる。これはノズルからの反射波が排気弁における損失に影響しなくなることによる。また排気弁閉時のシリンダ圧力  $p_{z0}/p_0$  が大気圧以下に下つていることから、排気管における脈動の影響が推察される。

#### e. 排気管直径の影響

ノズル直径  $d_n$  を  $28 \text{ mm}$  として排気管直径を変化せしめた場合の伝達効率を第2.12図に示す。排気管直径を小さくするほど伝達効率は増加しているが、排気弁閉時のシリンダ圧力  $p_{z0}/p_0$  には大きな変化は見られない。この場合は排気管



第213図 排気管直径の影響

直径をかえるとともにノズル・排気管面積比が変化し、ノズルにおける圧力波の反射の条件もかわっている。ノズル・排気管面積比を一定とし、反射の条件を同一とする場合は、第2・13図のように排気管直径を小さくするほど伝達効率はさらに著しく改善される。排気吹出しエネルギーの排気タービンへの伝達に関しては、排気管直径を小さくするほど有効であると考えられる。しかし排気管直径は掃気期間における流動抵抗をも考慮して決めるべきものである。

#### 2・4 理論解析による伝達効率の算出

排気管における流動を一次元非定常流と仮定するならば、特性曲線法が手数を要しても数学的に厳密解を与えるものであり、伝達効率を定量的に取扱うのに適していると考えられる。したがって Jenny の解法<sup>(2)</sup>を用いて解析を行う。

##### a. 特性方程式

排気管内の気流には外力として摩擦力のみが働くものとする。排気管の微小長さ  $dx$  間における圧力損失  $dp_f$  は、定常流で用いられている式を適用すれば

$$dp_f = \frac{\lambda_0}{2d_0} \cdot \frac{u}{|u|} u^2 \rho dx \quad \dots\dots\dots (2 \cdot 7)$$

ここで

- $d_0$  : 排気管直径
- $u$  : 流速
- $x$  : 排気管に沿って測った距離
- $\rho$  : 密度
- $\lambda_0$  : 排気管の摩擦抵抗係数

したがって排気管における連続の式および運動方程式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + 2\rho u \frac{d \log d_0}{dx} = 0 \quad \dots\dots (2 \cdot 8)$$



$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\lambda_{\theta}}{2d_{\theta}} \cdot \frac{u}{|u|} u^2 = 0 \quad \dots\dots (2.9)$$

ここで  $p$  : 圧力、  $t$  : 時間

排気管内では摩擦熱以外、熱の発生や外部との熱交換がないものとする。 $dt$  時間に摩擦によつて単位重量の空気に加えらるる仕事は

$$\frac{\lambda_{\theta}}{2gd_{\theta}} \cdot \frac{u}{|u|} u^3 dt$$

であるから、エントロピ  $s$  の変化は  $c_v$  を定積比熱とすれば

$$\begin{aligned} \frac{ds}{dt} &= \frac{\lambda_{\theta}}{2d_{\theta}} \cdot \frac{AR\rho}{p} \cdot \frac{u}{|u|} u^3 \\ &= \frac{\lambda_{\theta}}{2d_{\theta}} \cdot \frac{(\kappa-1)c_v\rho}{p} \cdot \frac{u}{|u|} u^3 \quad \dots\dots\dots (2.10) \end{aligned}$$

一方状態方程式  $p = c\rho^{\kappa}e^{s/c_v}$  ( $c$  : 定数) より

$$\frac{ds}{dt} = c_v \left\{ \frac{1}{p} \left( \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \frac{\kappa}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \right\} \dots\dots (2.11)$$

(2.8), (2.10), (2.11) 式より次式が求まる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + \kappa p \frac{\partial u}{\partial x} &= \frac{(\kappa-1)\lambda_{\theta}}{2d_{\theta}} \cdot \rho \frac{u}{|u|} u^3 \\ &\quad - 2\kappa p u \frac{d \log d_{\theta}}{dx} \quad \dots\dots\dots (2.12) \end{aligned}$$

$x$ ,  $t$  両方向の微係数を含む(2.9), (2.12) の連立方程式を変換し、特定方向に沿う微係数のみを含む等価な連立方程式に導けば容易に解を求めることができる。まず(2.9)





+  $\beta \times (2 \cdot 12)$  を作る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + (u + \beta \kappa p) \frac{\partial u}{\partial x} + \beta \frac{\partial p}{\partial t} + \left(\frac{1}{\rho} + \beta u\right) \frac{\partial p}{\partial x} \\ = \left\{ \beta (\kappa - 1) \rho u - 1 \right\} \cdot \frac{\lambda_{\theta}}{2 d_{\theta}} \frac{u}{|u|} u^2 - 2 \beta \kappa p u \frac{d \log d_{\theta}}{dx} \\ \dots\dots\dots (2 \cdot 13) \end{aligned}$$

$u$ ,  $p$  の微係数の方向が同一であるような方向  $j$  を求める。  
このための条件は

$$\frac{1}{u + \beta \kappa p} = \frac{\beta}{1/\rho + \beta u} = \frac{\partial t / \partial j}{\partial x / \partial j} \dots\dots\dots (2 \cdot 14)$$

したがって

$$\beta = \pm 1 / \sqrt{\kappa p \rho} \dots\dots\dots (2 \cdot 15)$$

これを (2・14) 式に代入すれば

$$\frac{dx}{dt} = u \pm \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}} = u \pm a \dots\dots\dots (2 \cdot 16)$$

ここで  $a$  : 音速

(2・15), (2・16) 式を (2・13) 式に代入すれば

$$\begin{aligned} du = \mp \frac{dp}{a \rho} \mp 2 a u \frac{d \log d_{\theta}}{dx} dt \\ = \frac{\lambda_{\theta}}{2 d_{\theta}} \cdot \frac{u}{|u|} u^2 \left\{ 1 \mp (\kappa - 1) \frac{u}{a} \right\} dt \dots\dots (2 \cdot 17) \end{aligned}$$

(2・16), (2・17) 式を無次元化し、エントロピの変化を無視して平均のエントロピを用いれば

$$\begin{aligned} \frac{d(x/l_{\theta})}{d(t a_{\theta}/l_{\theta})} = U \pm P \dots\dots\dots (2 \cdot 18) \\ dU = \mp a dP \mp 2 PU \cdot \frac{d \log d_{\theta}}{d(x/l_{\theta})} d\left(\frac{t a_{\theta}}{l_{\theta}}\right) \end{aligned}$$



$$-\frac{\lambda_0 l_0}{2d_0} \cdot \frac{U}{|U|} U^2 \left\{ 1 + (\kappa - 1) \frac{U}{P} \right\} d \left( \frac{t a_0}{l_0} \right) \dots\dots (2 \cdot 19)$$

ここで  $l_0$  : 排気管長さ

$$P = (p/p_0)^{\kappa-1/2\kappa}$$

$$U = u/a_0$$

$$d = 2/(\kappa-1)$$

添字 0 : 基準状態 (大気圧)

(2・18), (2・19) 式が特性方程式であつて、 $u, p$  の微係数の方向が同一であるための条件をあらわす。位置線図 ( $t a_0/l_0 - x/l_0$  平面)、状態線図 ( $P - U$  平面) に境界条件を用い特性方程式を満足する曲線をえがき、その曲線に沿つて図式的に解を求めることができる。

#### b. 排気弁における境界条件

定常流における条件式が非定常の場合にも拡大して適用できると仮定して求める。シリンダ内流速を無視し、シリンダより排気弁の最小断面までは断面が連続的に変化するものとし、この部分の損失は速度係数  $\psi_v$  であらわす。また損失はすべて熱となり空気に加わるものとしている。

(i) 排気弁の最小断面における流速が音速の場合 最小断面における局所的な流速が音速に達したときを考える。したがつてここで考えている最小断面の平均速度は音速より若干小さくなる。最小断面における空気の流速  $u_v$ , 圧力  $p_v$ , 密度  $\rho_v$  はそれぞれ

$$u_v = \psi_v \sqrt{\frac{2}{\kappa+1}} \cdot a_z \dots\dots\dots (2 \cdot 20)$$

$$p_v = \left( \frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} p_z \dots\dots\dots (2 \cdot 21)$$



$$\rho_v = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \rho_z \cdot \frac{\frac{a_z^2}{\kappa g R} \left(\frac{p_v}{p_z}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{(1-\psi_v^2) \frac{A a_z^2}{(\kappa+1) c_p g} + \frac{a_z^2}{\kappa g R} \left(\frac{p_v}{p_z}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}$$

$$= \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\kappa-1}{2} (1-\psi_v^2)} \rho_z \dots \dots \dots (2 \cdot 22)$$

ここで  $c_p$  : 定圧比熱

添字  $v$  : 排気弁の最小断面の状態

添字  $z$  : シリンダの状態

最小断面と排気管間の連続の式より

$$\varphi_v \rho_v u_v = \rho u \dots \dots \dots (2 \cdot 23)$$

ここで  $\varphi_v$  : 排気弁の最小断面 (有効通過面積) ・ 排気管面積比

エネルギーの式より

$$\frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_z}{\rho_z} = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \dots \dots \dots (2 \cdot 24)$$

(2・20) ~ (2・24) 式より  $p_v$ ,  $u_v$ ,  $\rho_v$ ,  $\rho$  を消去すれば境界条件は

$$\varphi_v \psi_v \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \cdot \frac{1}{\left\{1 + \frac{\kappa-1}{2} (1-\psi_v^2)\right\} \frac{p}{p_z}}$$

$$= \frac{u/a_z}{1 - \frac{\kappa-1}{2} \left(\frac{u}{a_z}\right)^2} \dots \dots \dots (2 \cdot 25)$$

このときの流量  $G$  は

$$\frac{G}{a_z r_z f_e} = \varphi_v \psi_v \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\kappa-1}{2} (1-\psi_v^2)} \dots \dots \dots (2 \cdot 26)$$



ここで  $\tau$  : 比重量、 $f_0$  : 排気管断面積

(ii) 排気弁の最小断面における流速が亜音速の場合 最小断面の圧力  $p_v$  が排気管内圧力  $p$  に等しいものと仮定する。

(i) の場合と同様に

$$u_v = \psi_v \sqrt{\frac{2}{\kappa-1} \left\{ 1 - \left( \frac{p}{p_z} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\}} \cdot a_z \dots\dots\dots (2-27)$$

$$\rho_v = \left( \frac{p}{p_z} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \rho_z \cdot \frac{1}{1 + (1 - \psi_v^2) \left\{ \left( \frac{p_z}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right\}} \dots\dots\dots (2-28)$$

(2-23), (2-24), (2-27), (2-28) 式より  $u_v$ ,  $\rho_v$ ,  $\rho$  を消去すれば、境界条件および流量  $G$  は

$$\begin{aligned} \varphi_v \psi_v \frac{\sqrt{\frac{2}{\kappa-1} \left\{ 1 - \left( \frac{p}{p_z} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\}} \left( \frac{p}{p_z} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 + (1 - \psi_v^2) \left\{ \left( \frac{p}{p_z} \right)^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right\}} \\ = \frac{\frac{u}{a_z}}{1 - \frac{\kappa-1}{2} \left( \frac{u}{a_z} \right)^2} \dots\dots\dots (2-29) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{G}{a_z \tau_z f_0} = \varphi_v \psi_v \frac{\sqrt{\frac{2}{\kappa-1} \left\{ 1 - \left( \frac{p}{p_z} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\}} \left( \frac{p}{p_z} \right)^{\frac{1}{\kappa}}}{1 + (1 - \psi_v^2) \left\{ \left( \frac{p}{p_z} \right)^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right\}} \dots\dots\dots \\ \dots\dots\dots (2-30) \end{aligned}$$

### C. ノズルにおける境界条件

ノズルにおける損失を速度係数  $\psi_n$  であらわし、損失はすべて熱となつて空気に加わるものとする。

(i) ノズル出口流速が音速の場合 ノズル出口圧力  $p_n$  は





外気圧に関係なく、排気管内の圧力  $p$ 、流速  $u$  から定まる。ノズル出口流速が局部的に音速に達したときを考える故、平均速度は音速より若干小さくなる。ノズル出口の流速  $u_n$ 、圧力  $p_n$ 、密度  $\rho_n$  は排気弁における場合と同様に、それぞれ次式で与えられる。

$$u_n = \psi_n \sqrt{\frac{2}{\kappa-1} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \left\{ 1 - \left(\frac{p_n}{p}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\} + \left(\frac{u}{a_0}\right)^2} \cdot a_0 \dots \dots \dots (2 \cdot 31)$$

$$p_n = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \left\{ \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} + \frac{\kappa-1}{2} \left(\frac{u}{a_0}\right)^2 \right\}^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \cdot p_0 \dots \dots \dots (2 \cdot 32)$$

$$\rho_n = \left(\frac{p_n}{p}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \rho \cdot \frac{1}{1 + \frac{\kappa-1}{2} (1 - \psi_n^2)} \dots \dots \dots (2 \cdot 33)$$

また連続の式より

$$\varphi_n \rho_n u_n = \rho u \dots \dots \dots (2 \cdot 34)$$

ここで  $\varphi_n$  : ノズル・排気管面積比

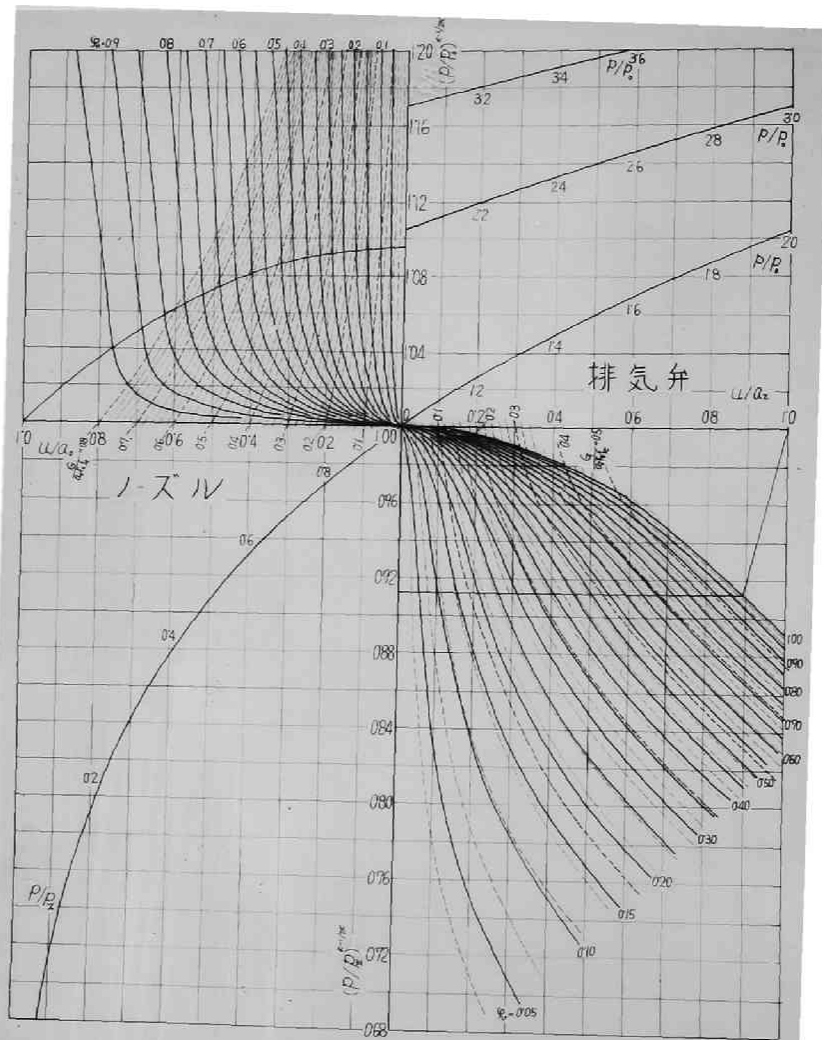
エネルギーの式より

$$\frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_n}{\rho_n} + \frac{u_n^2}{2} = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \dots \dots \dots (2 \cdot 35)$$

(2・31) ~ (2・35) 式より、 $p_n$ 、 $u_n$ 、 $\rho_n$ 、 $\rho$  を消去すれば境界条件が与えられる。

$$\frac{\varphi_n \psi_n \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}}{1 + \frac{\kappa-1}{2} (1 - \psi_n^2)} \times \left\{ \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} + \frac{\kappa-1}{2} \left(\frac{u}{a_0}\right)^2 \right\}^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\frac{1}{\kappa}} = \frac{u}{a_0} \dots \dots \dots (2 \cdot 36)$$

このときの流量  $G$  は



第2.14図 排気弁およびノズルにおける境界条件

$$\frac{G}{a_0 r_0 f_0} = \frac{u}{a_0} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \dots\dots\dots (2 \cdot 37)$$

(ii) ノズル出口流速が亜音速の場合 ノズル出口圧力  $p_n$  は外気圧  $p_0$  に等しいから、ノズル出口流速  $u_n$ 、密度  $\rho_n$  は

$$u_n = \psi_n \sqrt{\frac{2}{\kappa-1} \left\{ \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right\} + \left(\frac{u}{a_0}\right)^2} \cdot a_0 \dots\dots\dots (2 \cdot 38)$$

$$\rho_n = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \rho$$

$$\times \frac{1}{1 + (1 - \psi_n^2) \left\{ \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 + \frac{\kappa-1}{2} \left(\frac{u}{a_0}\right)^2 \right\}} \dots\dots\dots (2 \cdot 39)$$

(2・34), (2・35), (2・38), (2・39) 式より  $u_n$ ,  $\rho_n$ ,  $\rho$  を消去すれば、境界条件および流量  $G$  は

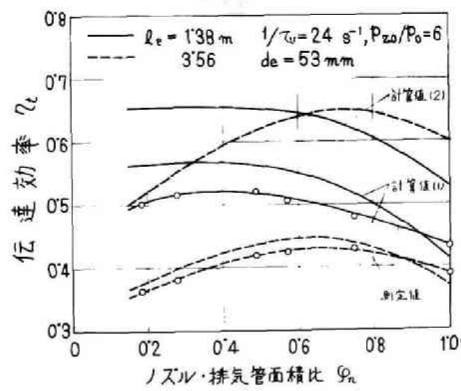
$$\varphi_n \psi_n \frac{\sqrt{\frac{2}{\kappa-1} \left\{ \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right\} + \left(\frac{u}{a_0}\right)^2} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\frac{1}{\kappa}}}{1 + (1 - \psi_n^2) \left\{ \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 + \frac{\kappa-1}{2} \left(\frac{u}{a_0}\right)^2 \right\}} = \frac{u}{a_0} \dots\dots\dots (2 \cdot 40)$$

$$\frac{G}{a_0 r_0 f_0} = \frac{u}{a_0} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \dots\dots\dots (2 \cdot 41)$$

$\kappa = 1.4$ ,  $\psi_v = \psi_n = 0.98$  として計算した排気弁、ノズルにおける境界条件を第 2・14 図に示す。以上の境界条件はいずれもシリンダより排気管へ、さらに外気に流出する場合であるが、逆に流入するときはノズル、排気弁の境界条件をそのままいれかえて用いればよい。

#### d. 計算結果

位置線図、状態線図により図式的に解析を行い、ノズル入口の状態を求めれば、ノズル出口に伝達された排気吹出しエネルギー  $E_n$  は次式で与えられる。



第2.15図 計算値と測定値の比較

$$E_n = \int \frac{\kappa f_{\theta} l_{\theta} p_{\theta} \psi_n^2}{2} \cdot \frac{G}{a_0 r_{\theta} f_{\theta}} \{ U^2 + \alpha (P^2 - 1) \} d(t a_{\theta} / l_{\theta})$$

..... (2.42)

$a_0 = 300 \text{ m/s}$ ,  $p_{z_0}/p_0 = 5$ ,  $T_{z_0} = 2817^{\circ}\text{K}$ ,  $\psi_n = \psi_v = 0.98$ ,  $\lambda_{\theta} = 0.02$ ,  $\kappa = 1.4$ , 排気弁の縮流係数  $0.77$  の条件のもとに伝達効率を計算した一例が第2.15図の計算値(1)であつて実験結果に近い値を示す。計算値(2)は摩擦損失がないと仮定して求めた結果であつて、同一の傾向を示すが定量的にはかなりの相違がある。

## 2.5 結 言

空気模型装置によつて、動圧過給ディーゼル機関の排気管系における排気吹出しエネルギーの伝達効率を測定し、排気管系の諸要素が与える影響を調べた。その結果は次のように要約できる。

(1) 排気弁開速度は大きくするほど有効であるが、ノズル・排気管面積比が小さくなるにつれ、その効果は少くなる。

(2) 排気管の短い場合を除いて、伝達効率を最大ならしめるノズル・排気管面積比が存在する。この面積比はノズルにおける反射波が排気弁における絞り損失を減少することによつて得られる利益が、反射波の排気管における摩擦などの損失によつて相殺される点と考えられる。また排気管の短い場合はノズル・排気管面積比を小さくするほど伝達効率はよくなるが、これはシリンダよりの流出がおくれることから制限される。

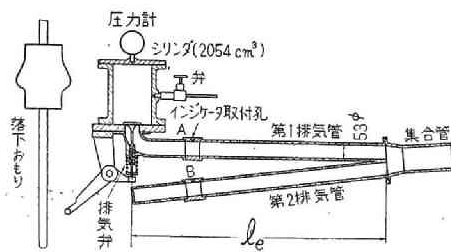
(3) 排気管直径を細くするほど伝達効率はよくなる。

(4) 特性曲線法による解析は排気管における損失を考慮すれば、実験結果とかなり一致することがわかつた。



文 献

- (1) Steam-nozzles Research Committee, Engg., Vol. 115, 1923, p. 379.
- (2) E. Jenny, Brown Boveri Review, Vol. 37 No. 11, 1950, p. 447.



第 3・1 図 実験装置



## 第3章 エゼクタ付排気管

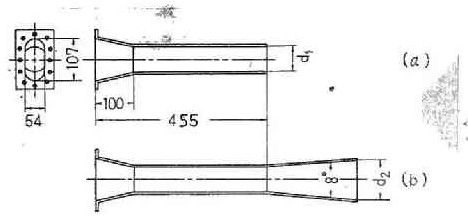
### 3・1 緒 言

内燃機関の排気吹出しにともなつて、排気管に生じる圧力変動はかなり大きいから、排気管系の良否がシリンダの掃気にいちじるしい影響を与えることは明らかである。これまで1本の排気管については多くの研究がなされているが、排気集合管をもつ多シリンダ機関に対してはあまり研究が行われていないように見受けられる。この章は多シリンダ機関において幾本かの排気管を、同時に短い集合管に連結する場合、一つの排気管内に排気吹出しにともなつて生じた圧力波によつて、その排気管のみならず、他の排気管にも負圧波を発生させて、シリンダの掃気作用を助長させること、また過給機関においては、排気タービン入口圧力を排気弁出口圧力よりも高くし、タービンに回収される排気エネルギーを増大させることの可能性を検討したものである。すなわち短い集合管に2本の排気管を連結し、一方の排気管に生じた排気吹出しにより、その排気管のみならず、集合管のエゼクタ効果によつてガスを吸出させて、他方にも負圧を生ぜしめ、集合管のエゼクタ効果および最良の効果を与える条件を実験的に調べた。さらに集合管に定常流れの関係が近似的に成立すると仮定して求めた解析結果と実験によつて求めた最良の効果を与える条件との比較を行つた。

### 3・2 実験装置および実験方法

#### a. 実験方法

第3・1図は実験装置の概要である。第1章で述べた装置のシリンダ容積を小さくし、集合管および第1排気管と長さ、



第 3.2 图 集 合 管

直径の等しい第2排気管を取付けた。まずシリンダに圧縮空気を送り、圧力計で圧力を測定後、カムの形をした落下おもりを落して排気弁を1回のみ開閉し、シリンダの空気を第1排気管に噴出させ、排気吹出しに相当する状態を作る。そうして第1排気管および一端閉止の第2排気管に取付けられた光電管インジケータを用いて圧力変化を記録し、第1排気管およびエゼクタ効果によつて第2排気管に発生した負圧を測定する。第3・2図に使用した集合管の詳細を示す。集合管(b)は集合管(a)の先にディフューザをつけたものである。集合管(a)については、集合管の平行部と排気管の面積比  $\phi_a = (d_1/53)^2$  を6種類、集合管(b)については、ディフューザ出口と排気管の面積比  $\phi_b = (d_2/53)^2$  を3種類変えた。

実際の排気管では、排気吹出しが静止状態にある筈第1、第2排気管に対して行われるのではなく、また第2排気管の一端を閉止端であらわすこともできない。したがつて実際と同一の状態を再現できないから、実験は主として排気管を十分長くし、集合管で反射されて生じた負圧波が排気弁の閉止後そこに達するようにして、排気吹出しによつて生じた圧力波と反射波を分離し、排気吹出しによつて生じる大きさの定まつた正圧波に対する第1、第2排気管の負圧波のエネルギーを求め、集合管のエゼクタ効果を検討することとした。

#### b. 圧力波のエネルギー

排気管におけるエントロピーの変化を無視して平均のエントロピーを用いれば、排気管の任意の一断面を通過する圧力波のエネルギー  $E_w$  は、その断面を通過する空気が基準状態に対してもつている有効エネルギーと流量の積を時間  $t$  で積分すれば与えられる。空気の音速を  $a$ 、排気管断面積を  $f_0$ 、空気の圧力、密度、流速をそれぞれ  $p, \rho, u$  とすれば、圧力波のエネルギー  $E_w$  は

$$E_w = f_0 \int |u| \rho \left\{ \frac{u^2}{2} + \frac{\kappa}{\kappa-1} \left| \frac{p}{\rho} - \frac{p_0}{\rho_0} \right| \right\} dt$$



$$= \frac{f_{\theta} \rho_0}{2} \int |u| \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \left\{ u^2 + \frac{2\kappa p_0}{(\kappa-1)\rho_0} \left| \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right| \right\} dt$$

$$= \frac{\kappa a_0 p_0 f_{\theta}}{2} \int |U| P^{\alpha} \{ U^2 + \alpha |P^2 - 1| \} dt \dots\dots (3.1)$$

ここで  $P = (p/p_0)^{\kappa-1/2\kappa}$ ,  $U = u/a_0$ ,  $\alpha = 2/(\kappa-1)$

一方向に伝ばする圧力波のみの場合、圧力  $p$  と流速  $u$  の間には

$$U = \pm \alpha (P - 1) \dots\dots\dots (3.2)$$

の関係がある。これは特性方程式 (2.19) を  $\lambda_{\theta} = 0$ ,  $d \log d_{\theta} / dx = 0$  とおいて積分し、 $P = 1$  において  $U = 0$  なる条件を入れると導かれる。一方向に伝ばする圧力波のみの場合は、その圧力波が閉止端に達し、圧力  $p$  が閉止端の条件を満す圧力  $p_s$  になるとする。特性方程式 (2.19) を前と同じ条件で積分し、閉止端における流速  $U_s = 0$  なる条件を入れると

$$P_s - P = P - 1 \dots\dots\dots (3.3)$$

が求まる。ここで添字  $s$  は閉止端における状態をあらわす。

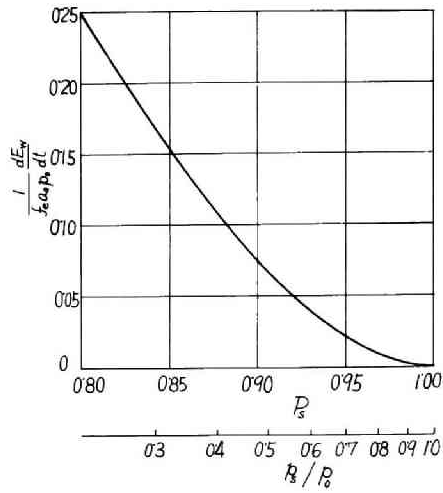
したがって (3.2) 式は

$$U = \pm \frac{\alpha}{2} (P_s - 1) \dots\dots\dots (3.4)$$

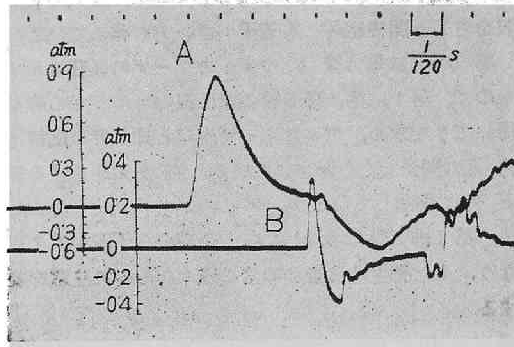
(3.3), (3.4) 式を (3.1) 式に代入すれば、

$$E_w = \frac{\alpha (\alpha + 2)}{2^{\alpha+4}} \cdot a_0 p_0 f_{\theta} \int |P_s - 1| (P_s + 1)^{\alpha} \times \{ \alpha (P_s - 1)^2 + | (P_s + 1)^2 - 4 | \} dt \dots\dots\dots (3.5)$$

したがって排気管を十分長くして、排気吹出しによつて生じた圧力波と、その反射波を分離して測定した圧力変化より、(3.5) 式によつて負の反射波のエネルギーを求めることがで



第3-3図 静止端圧力 $P_s$ と負圧波のエネルギー $E_w$ の関係



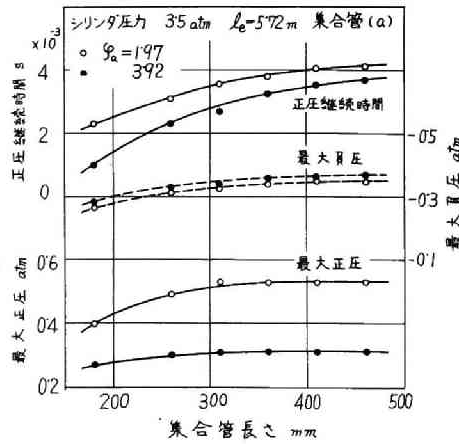
集合管 (a), シリンダ圧力 3.5 atm.

$l_e = 5.72$  m,  $\phi_a = 3.92$

A: 第3-1図 A における圧力

B: 第3-1図 B における圧力

第3-4図 圧力変化



第3-5図 第2種気管における最大正・負圧に及ぼす集合管長さの影響

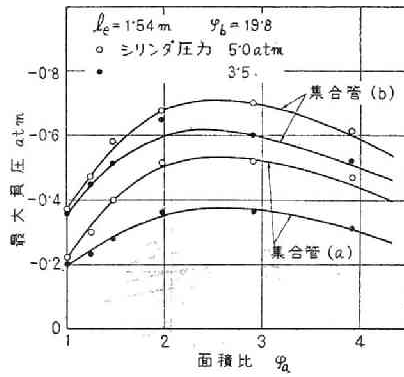
きる。インシケータ取付孔は、第1排気管の排気弁より、また第2排気管では閉止端より268mmはなれているが、圧力変化があまり急激でないので測定された圧力を閉止端における圧力とみなしてもその誤差はわずかであり、補正を要しないことをたしかめている。第3・3図に(3・5)式であらわされる閉止端の圧力 $P_s$ と圧力波のエネルギー $E_w$ の関係を示す。

### 3・3 実験結果

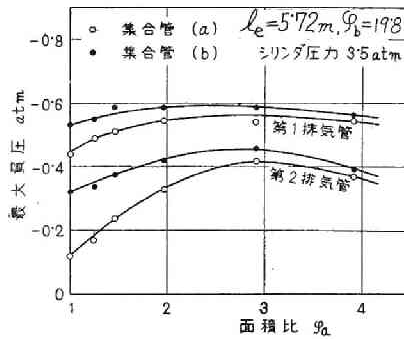
第3・4図は測定した圧力変化の一例である。第1排気管に発生した正の圧力波が伝ばし集合管に達したとき、断面拡大のため第1排気管には直ちに負圧波が反射される。しかしそのとき集合管入口の圧力は大気圧以下とはならないから、第2排気管には正圧波が反射される。集合管の開口端で反射された負圧波が加わり、第1排気管に反射される負圧波はさらに大きくなる。一方第2排気管では、集合管の開口端で反射された負圧波によつて集合管入口の圧力が大気圧以下に下げられてから、はじめて負圧波が反射される。排気管の長さ $l$ が十分長い場合(5・72m)、排気吹出しによつて第1排気管に発生する圧力波の最大正圧は、排気弁開時のシリンダ圧力が2・0, 3・5, 5・0 atm のとき、それぞれ0・50, 0・83, 1・08 atm である。

#### a. 集合管の平行部長さの影響

エゼクタの研究<sup>(1)</sup>からも明らかなように集合管の平行部は第1、第2排気管の気流が混合し、第2排気管の空気を吸出して大きい負圧を発生するため適当な長さを必要とする。第3・5図はこの関係を示すもので、排気弁開時のシリンダ圧力3・5 atm における集合管の長さ $l$ と、第2排気管に生じた初期の最大正圧、正圧の継続時間および最大負圧との関係をあらわしている。集合管長さの変化は平行部の長さをかえることによつて与えた。正圧の継続時間は集合管長さとともに長く



第 3.6 図 第 2 排気管の最大負圧 (短い排気管)



第 3.7 図 第 1, 第 2 排気管の最大負圧 (長い排気管)

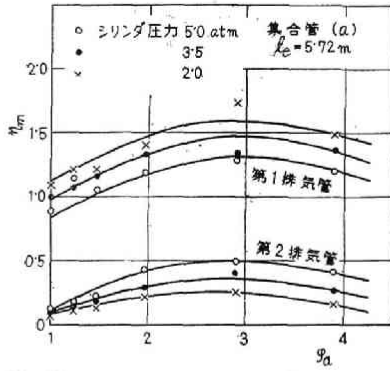


なるが、最大の正・負圧は集合管がある程度長くなるとほぼ一定になる。第2排気管に発生する負圧波を大きくするには、集合管の長さをかなり長くせねばならないが、同時に初期に反射される正圧波もまた大きくなるので、集合管の長さはこの正圧波の与える影響を考慮して決定されねばならない。なお第2排気管に生じる初期の正圧の継続時間は、第1排気管に最初与えられる正圧波の継続時間にあまり関係なく、集合管長さによつて決まると考えられる。第1排気管の正圧波の継続時間が長くなると、負の反射波の継続時間も長くなるから、第2排気管に生じる初期の正圧の影響は少くなる。以後の実験では集合管の平行部出口までの長さを第3・2図のように455 mm とした。

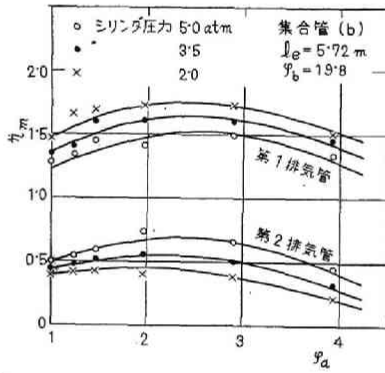
#### b. 反射波の負圧

第3・6図は排気管における損失を少なくするため両排気管の長さを短くして、第2排気管に発生する負圧の最大値を求めたものである。この負圧の最大値がもつとも大きくなる集合管の平行部と排気管の面積比 $\varphi_a$ が存在する。これは集合管における断面変化および気流の混合による損失の増加と、外部に放散される速度エネルギーによる損失の減少との平衡によつて与えられる。この面積比 $\varphi_a$ の影響を求めるのに、排気管長さの短い場合は、排気弁における損失の影響も測定結果に含まれるから、排気管を十分長くし、排気弁の閉止後そこに反射波が達するようにして、最初排気吹出しにより第1排気管に与えられる一定の正の圧力波に対する負圧の最大値を、第1、第2排気管について求めたものが第3・7図である。第2排気管に発生する負圧は、第1排気管のそれよりかなり小さいが、負圧が最大となる面積比 $\varphi_a$ の値については第1排気管とほぼ同じである。また集合管(b)の負圧は集合管(a)のそれよりかなり大きく、ディフューザの有効なことがわかる。

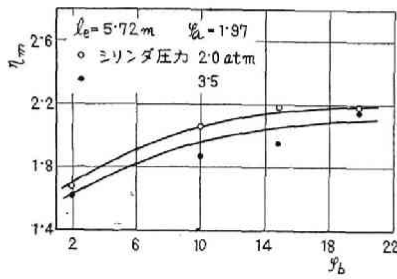
#### c. 負の反射波のエネルギー



第 3.8 図 集合管と排気管の面積比  $\phi_a$  の影響



第 3.9 図 集合管と排気管の面積比  $\phi_a$  の影響



第 3.10 図 集合管のデフューザ出口と排気管の面積比  $\phi_b$  の影響

発生する負圧波の大きさは、波の形状なども関係し、負圧の最大値のみであらわし得ないから、一定の与えられた正圧波に対して、

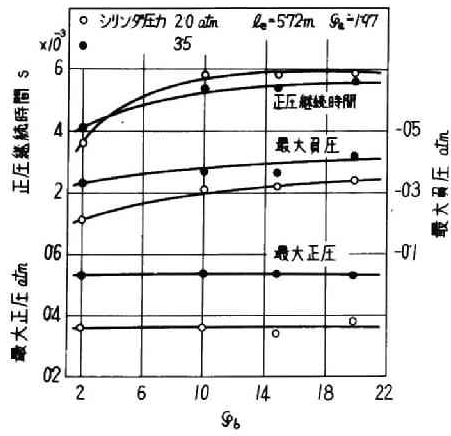
$$\eta_m = \frac{\text{排気管中に生じる負圧波のエネルギー}}{\text{1本の排気管の場合に生じる負圧波のエネルギー}}$$

で定義される  $\eta_m$  を用いて表示すると第3・8, 3・9図になる。第1排気管の  $\eta_m$  はいずれも1より大きく、1本の排気管のみを使用する場合より大きい効果が發揮されている。これは排気管において絞られる断面がなく、また排気集合管が段付あるいは円すい管に類似した作用をなし、真直な1本の排気管では外部に放出される速度エネルギーの一部を回収するためである。第2排気管の  $\eta_m$  は第1排気管のそれよりかなり小さいが、 $\eta_m$  の最大となる面積比  $\phi_a$  の値は、第1排気管とはほぼ一致することは第3・7図の結果と同じである。

第3・9図の集合管(b)においては、ディフューザのため外部に放散されるエネルギーが減少し、第3・8図の集合管(a)と比べて、 $\eta_m$  が大きくなる。また  $\eta_m$  の最大値は集合管における断面変化による損失と外部に放散される速度エネルギーの和が最小となるときに与えられるから、 $\eta_m$  が最大となる面積比  $\phi_a$  も、断面変化による損失が少くなる小さい方に若干移っている。

#### d・集合管のディフューザの影響

第3・10図は集合管(b)のディフューザの影響を示すもので、第1、第2排気管の負圧波のエネルギーの和を用いて  $\eta_m$  を求め、ディフューザ出口と排気管の面積比  $\phi_b$  との関係であらわしてある。 $\phi_b$  を大きくするほど  $\eta_m$  は増加している。しかしディフューザが長くなり、ディフューザおよびその開口端で反射される負圧波がおくれるため、第2排気管に反射される初期の正圧波は大きくなる。また発生する音も非常に強くなるので注意を要する。第2排気管に反射される初期の正



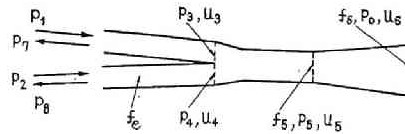
第3-11図 集合管 (b) のディフューザ出口と排気管の面積比  $S_b$  の影響

圧の継続時間および最大の正・負圧を第3・11図に示す。正圧の最大値にはあまり変化が認められないが、正圧の継続時間はディフューザを取付けるとかなり長くなる。

### 3・4 集合管と排気管の最良面積比の算出

#### a. 計算方法

集合管においては、その長さがあまり長くないので、近似的に定常流の関係が成立するものと仮定する。第3・



第3・12図

12図に示すように、第1、第2排気管よりそれぞれ圧力  $p_1$ ,  $p_2$  なる圧力波が同時に集合管に達し、そこで集合管における定常流れの条件を満たす圧力  $p_3$ ,  $p_4$ , 流速  $u_3$ ,  $u_4$  の状態になり、圧力  $p_7$ ,  $p_8$  なる圧力波がそれぞれ反射されるものとする。第1、第2排気管出口の状態をそれぞれ添字3、4で、集合管の平行部出口、ディフューザ出口の状態をそれぞれ添字5、6であらわす。また集合管における摩擦損失はないものとし、第1、2排気管より集合管に空気が流れる場合について解を求める。

圧力  $p_1$ ,  $p_2$  の圧力波によつて圧力  $p_7$ ,  $p_8$  の反射波が生じるとき、それら圧力波の間には特性方程式から明らかなように

$$U_1 = \alpha (P_1 - 1) , U_2 = \alpha (P_2 - 1)$$

$$U_3 - U_1 = \alpha (P_1 - P_3) , U_4 - U_2 = \alpha (P_2 - P_4)$$

$$P_1 - 1 = P_3 - P_7 \dots\dots\dots (3 \cdot 6)$$

$$P_2 - 1 = P_4 - P_8 \dots\dots\dots (3 \cdot 7)$$

の関係が成立する。前の4式より  $U_1$ ,  $U_2$  を消去すれば、

$$U_3 = \alpha (2P_1 - P_3 - 1) \dots\dots\dots (3 \cdot 8)$$

$$U_4 = \alpha (2P_2 - P_4 - 1) \dots\dots\dots (3 \cdot 9)$$

第2排気管出口の流速が音速以下  $U_4 < P_4$  の場合について考える。(3・7), (3・9) 式を用いればこの条件は次のように変



形される。

$$\frac{P_2 + P_3 - 1}{2P_2 - 1} > \frac{\alpha}{1 + \alpha}$$

第1排気管出口の流速が音速以下  $U_3 < P_3$  , すなわち

$$\frac{P_1 + P_7 - 1}{2P_1 - 1} > \frac{\alpha}{1 + \alpha}$$

の場合は第1、第2排気管出口圧力を等しいものと仮定する。

$P_3 = P_4$  であるから、(3.6)、(3.7)式を用いて変形すれば

$$P_7 = P_3 + P_2 - P_1 \dots\dots\dots (3.10)$$

排気管内圧力波の圧力が大きくなつても、排気管出口の流速は音速に保たれ、音速以上にはなり得ないから、音速に達したときの排気管出口圧力は、流速が音速に保たれる条件より定まる。したがつて第1排気管出口流速が音速の場合は  $P_3 = U_3$  となる。(3.6)、(3.8)式を用いて変形すれば次式が与えられる。

$$P_7 = \frac{(\alpha - 1)P_1 + 1}{\alpha + 1} \dots\dots\dots (3.11)$$

集合管の平行部出口の流速  $U_5$  が音速以下、すなわち

$$U_5 < P_5$$

ここで  $U_5 = u_5 / a_0^*$  ,  $a_0^*$  : 集合管の平行部出口の基準音速  
 の場合は、連続の式を求めると、

$$\rho_3 u_3 + \rho_4 u_4 = \varphi_a \rho_5 u_5 = \varphi_b u_5 \rho_5 \dots\dots\dots (3.12)$$

ここで  $\varphi_a = f_5 / f_3$  ,  $\varphi_b = f_5 / f_4$

同様に運動量の式より

$$P_3 + (\varphi_a - 1)P_4 + \rho_3 u_3^2 + \rho_4 u_4^2 = \varphi_a P_5 + \varphi_a \rho_5 u_5^2 \dots\dots\dots (3.13)$$

またエネルギーの式より

$$\begin{aligned} \rho_3 u_3 \left( \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{P_3}{\rho_3} + \frac{u_3^2}{2} \right) + \rho_4 u_4 \left( \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{P_4}{\rho_4} + \frac{u_4^2}{2} \right) \\ = \varphi_a \rho_5 u_5 \left( \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{P_5}{\rho_5} + \frac{u_5^2}{2} \right) \end{aligned}$$





$$= \varphi_b \rho_6 u_6 \left\{ \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_0}{\rho_6} + \frac{u_6^2}{2} \right\} \dots \dots \dots (3 \cdot 14)$$

集合管における損失のため、集合管の平行部出口の基準状態（大気圧）は、第1、第2排気管のそれとは異なる。したがってこの場合の基準音速を  $a'_0$  であらわす。なおディフューザにおける損失を考慮しないから、集合管の平行部出口とディフューザの基準状態は同一である。(3・12)式を変形すれば

$$\begin{aligned} \left( \frac{p_3}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \frac{u_3}{a_0} + \left( \frac{p_4}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \frac{u_4}{a_0} &= \varphi_a \left( \frac{p_5}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \frac{u_5}{a'_0} \cdot \frac{\rho'_0}{\rho_0} \frac{a'_0}{a_0} \\ &= \varphi_b \frac{u_6}{a'_0} \cdot \frac{\rho_6}{\rho_0} \frac{a'_0}{a_0} \end{aligned}$$

ここで  $\rho'_0$  : 集合管の平行部出口の基準密度

ディフューザ出口圧力は外気圧  $p_0$  に等しい故、密度は基準密度に等しくなる。したがって  $\rho_6 = \rho'_0$  であり、また

$$\frac{\rho'_0}{\rho_0} = \left( \frac{a_0}{a'_0} \right)^2$$

であるから、上式は

$$\begin{aligned} P_3^\alpha U_3 + P_4^\alpha U_4 &= \varphi_a P_5^\alpha U_5 \cdot a_0 / a'_0 \\ &= \varphi_b U_6 \cdot a_0 / a'_0 \dots \dots \dots (3 \cdot 15) \end{aligned}$$

同様に (3・13), (3・14) 式を無次元化すれば

$$\begin{aligned} P_3^{\alpha+2} + (\varphi_a - 1) P_4^{\alpha+2} + \kappa P_3^\alpha U_3^2 + \kappa P_4^\alpha U_4^2 \\ = \varphi_a P_5^{\alpha+2} + \kappa \varphi_a P_5^\alpha U_5^2 \dots \dots \dots (3 \cdot 16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_3^\alpha U_3 (\alpha P_3^2 + U_3^2) + P_4^\alpha U_4 (\alpha P_4^2 + U_4^2) \\ = \varphi_a P_5^\alpha U_5 (\alpha P_5^2 + U_5^2) \cdot a'_0 / a_0 \\ = \varphi_b U_6 (\alpha + U_6^2) \cdot a'_0 / a_0 \dots \dots \dots (3 \cdot 17) \end{aligned}$$

集合管(a)については、ディフューザがないから、 $\varphi_b = \varphi_a$ ,



$U_6 = U_5, P_6 = 1$  において、(3・6) ~ (3・9), (3・15) ~ (3・17) 式より  $a_0/a'_0, U_3, U_4, U_5, P_3, P_4$  を消去すれば

$$\begin{aligned} & \{ (P_2 + P_3 - 1)^{\alpha+2} - 1 \} \{ (P_2 + P_3 - 1)^{\alpha+2} + \alpha + 1 \} \varphi_a^2 \\ & + A \{ 2 (P_2 + P_3 - 1)^{\alpha+2} + \alpha \} \varphi_a + A^2 - \kappa^2 \alpha^2 B = 0 \dots \end{aligned} \quad (3 \cdot 18)$$

ただし

$$\begin{aligned} A &= (P_1 + P_7 - 1)^{\alpha+2} - (P_2 + P_3 - 1)^{\alpha+2} \\ &+ \kappa \alpha^2 (P_1 + P_7 - 1)^\alpha (P_1 - P_7)^2 + \kappa \alpha^2 (P_2 + P_3 - 1)^\alpha (P_2 - P_3)^2 \\ B &= (P_1 + P_7 - 1)^{2\alpha} (P_1 - P_7)^2 \{ (P_1 + P_7 - 1)^2 + \alpha (P_1 - P_7)^2 \} \\ &+ (P_2 + P_3 - 1)^{2\alpha} (P_2 - P_3)^2 \{ (P_2 + P_3 - 1)^2 + \alpha (P_2 - P_3)^2 \} \\ &+ (P_1 + P_7 - 1)^\alpha (P_2 + P_3 - 1)^\alpha (P_1 - P_7)(P_2 - P_3) \\ &\times \{ (P_1 + P_7 - 1)^2 + (P_2 + P_3 - 1)^2 + \alpha (P_1 - P_7)^2 + \alpha (P_2 - P_3)^2 \} \end{aligned}$$

排気管出口流速によつて決まる (3・10), (3・11) の条件式と、(3・18) 式を連立して解けば、与えられた圧力波の圧力  $P_1, P_2$ , 集合管の面積比  $\varphi_a$  に対して、第1、第2排気管に反射される負圧波の圧力  $P_7, P_3$  を求めることができる。

集合管(b)については、集合管(a)と同様に (3・6) ~ (3・9), (3・15) ~ (3・17) 式より、 $a_0/a'_0, U_3, U_4, U_5, U_6, P_3, P_4$  を消去すれば、次の連立方程式が導かれる。

$$\left. \begin{aligned} & \frac{P_6^2 \alpha (1 - P_3^2) (1/\varphi_a^2 - P_3^2 \alpha / \varphi_b^2)}{(1/\varphi_a^2 - P_3^2 \alpha / \varphi_b^2)^2} - \alpha B = 0 \\ & \frac{\kappa \alpha P_6^\alpha (1 - P_3^2)}{\varphi_a (1/\varphi_a^2 - P_3^2 \alpha / \varphi_b^2)} + \{ P_3^{\alpha+2} - (P_2 + P_3 - 1)^{\alpha+2} \} \varphi_a - A = 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3 \cdot 19)$$

ただし A、B は (3・18) 式と同一である。

排気管出口流速によつて決まる (3・10), (3・11) 式と

(3・19) 式より  $P_3$  を消去すれば、反射される負圧波の圧力  $P_7, P_3$  が求まる。

第1、第2排気管出口流速がともに音速の場合に反射され



る圧力波は集合管に関係なく、排気管出口の流速が音速に保たれる条件  $U_3 = P_3$ ,  $U_4 = P_4$  より定まる。したがってこの場合は、(3.6) ~ (3.9) 式を用いると、 $P_7, P_8$  は

$$\left. \begin{aligned} P_7 &= \frac{(\alpha - 1) P_1 + 1}{\alpha + 1} \\ P_8 &= \frac{(\alpha - 1) P_2 + 1}{\alpha + 1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.20)$$

また集合管の平行部出口の流速  $U_5$  が音速に達したときの圧力  $P_5$  は、 $U_5$  が音速に保たれる条件、 $U_5 = P_5$  を満足せねばならない。したがって  $U_5, P_5$  はディフューザに関係なく定まるから、(3.15) ~ (3.17) 式のディフューザに関する項は不要となり、反射波の圧力  $P_7, P_8$  を求めるにあたり、集合管(a)、(b)の区別を要しない。(3.15) ~ (3.17) 式は  $U_5 = P_5$  におけば、

$$P_3^\alpha U_3 + P_4^\alpha U_4 = \varphi_a P_5^{\alpha+1} \cdot a_0/a_0' \dots\dots\dots (3.21)$$

$$P_3^{\alpha+2} + (\varphi_a - 1) P_4^{\alpha+2} + \kappa P_3^\alpha U_3^2 + \kappa P_4^\alpha U_4^2 = (1 + \kappa) \varphi_a P_5^{\alpha+2} \dots\dots\dots (3.22)$$

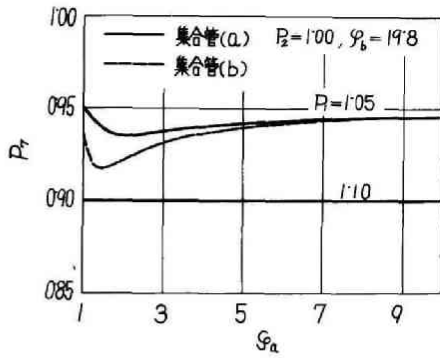
$$\begin{aligned} P_3^\alpha U_3 (\alpha P_3^2 + U_3^2) + P_4^\alpha U_4 (\alpha P_4^2 + U_4^2) \\ = (1 + \alpha) \varphi_a P_5^{\alpha+3} \cdot a_0'/a_0 \dots\dots\dots (3.23) \end{aligned}$$

この3式および(3.6) ~ (3.9)式より次式が導かれる。

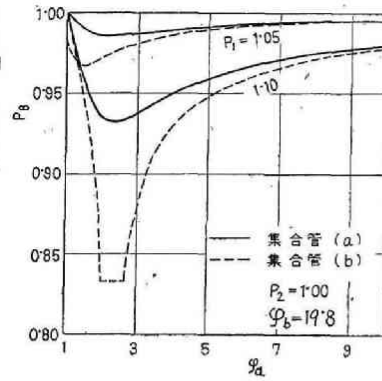
$$\begin{aligned} (P_2 + P_8 - 1)^{2\alpha+4} \varphi_a^2 + 2A (P_2 + P_8 - 1)^{\alpha+2} \varphi_a \\ + A^2 - 4\alpha(\alpha+1)B = 0 \dots\dots\dots (3.24) \end{aligned}$$

$P_7, P_8$  は上式と(3.10)または(3.11)式を連立して解けば与えられる。

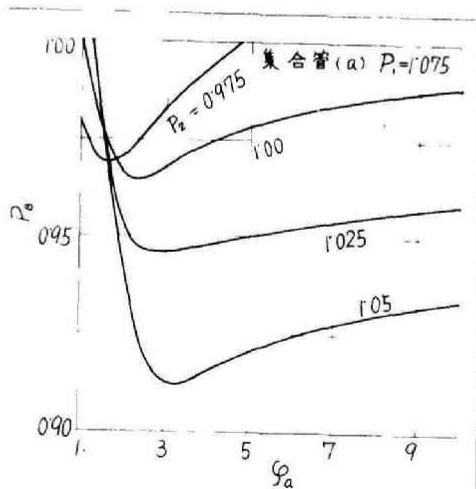
一つの排気管および集合管からは外気に向つて流出し、他方の排気管のみ流入が行なわれる場合については、(3.13)の運動量の式において流入する部分の運動量をあらわす項の符号を逆にし、また(3.14)のエネルギー式を、集合管、排気



第3-13図 第1排気管の反射波の負圧 $P_1$ と面積比 $G_a$ の関係(計算)



第3-14図 第2排気管の反射波の負圧 $P_2$ と面積比 $G_a$ の関係(計算)



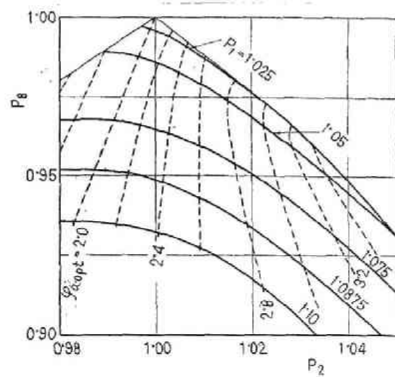
第3-15図 第2排気管の反射波の負圧 $P_2$ と面積比 $G_a$ の関係(計算)

管への流れにそれぞれ適用される2式にわければよい。

b. 集合管の平行部と排気管の面積比の影響

第3・13, 3・14 図は $\epsilon = 1.4$  として計算した一例であつて、第2排気管が静止状態( $P_2 = 1$ )にあり、圧力 $P_1$ なる圧力波が第1排気管に与えられる場合に相当する。両図とも発生する負圧が最大となる面積比 $\varphi_a$ が存在する。圧力が一定の圧力波については、発生する反射波の負圧が最大となるとき、反射波のエネルギーももつとも大きくなる。実験において集合管に向う圧力波は、種々の圧力をもつ波の合成によつて作られているから、負の反射波のエネルギーが最大となる面積比は、おのおのの圧力に対して最大の負圧を与える面積比の平均的な値をとるはずである。第3・14 図の発生する負圧が最大となる面積比 $\varphi_a$  については、第3・8, 3・9 図と比較してわかるように実験結果とはほぼ一致するが、全体として若干小さくなつている。また集合管(b)で発生する負圧は、集合管(a)と比べ実験結果より非常に大きくあらわれているが、これは大きい負圧波は伝ばの途中で消滅し測定されないためと思われる。また集合管(b)において $P_1 = 1.10$  の場合、第2排気管出口流速も音速に達するので、 $P_2$ は(3・20)式で示されるように $5/6$ 以下にはならない。第1排気管出口流速は $P_1 = 1.10$  の場合常に音速になるので、第3・13 図のように、反射波の圧力 $P_2$ は集合管(a)、(b)ともに $0.90$  となつて変化しない。第1、第2排気管出口流速がともに音速に達しない場合( $P_1 = 1.05$ )、最大負圧を発生する面積比 $\varphi_a$ は第1、第2排気管とも同一である。

第3・15 図は集合管(a)について、最初第2排気管にも圧力波が与えられている場合であつて、第2排気管における反射波の圧力 $P_2$ と面積比 $\varphi_a$ の関係をあらわしている。反射波の負圧が最大となる、すなわち $P_2$ が最小となる面積比 $\varphi_a$ は、排気管に与えられる圧力波によつてかなり変つている。



第 3-16 図 集管(a)の最良面積比  $\varphi_{a,opt}$  (計算)



c. 集合管の平行部と排気管の最良面積比

第2排気管に最大負圧を発生させる面積比  $\varphi_{aopt}$  は、集合管(b)については(3・19)式を解いて求める以外、簡単に求めることはできない。集合管(a)については、 $P_8$ が最小になる条件

$$\frac{dP_8}{d\varphi_a} = 0$$

および、この場合  $P_7$ についても(3・10)または(3・11)式から明らかのように

$$\frac{dP_7}{d\varphi_a} = 0$$

となるから、(3・18)式をまず  $\varphi_a$  で微分し、さらにこの2条件式を代入すれば、負圧の最大となる最良面積比  $\varphi_{aopt}$  が求まる。

$$\varphi_{aopt} = - \frac{A \{ 2 (P_2 + P_8 - 1)^{\alpha+2} + \alpha \}}{2 \{ (P_2 + P_8 - 1)^{\alpha+2} - 1 \} \{ (P_2 + P_8 - 1)^{\alpha+2} + \alpha + 1 \}} \dots\dots\dots (3 \cdot 25)$$

これを(3・18)式に代入すれば

$$(\alpha+2)2A^2 + 4\kappa^2\alpha^3 \{ (P_2 + P_8 - 1)^{\alpha+2} - 1 \} \times \{ (P_2 + P_8 - 1)^{\alpha+2} + \alpha + 1 \} B = 0 \dots\dots (3 \cdot 26)$$

(3・10)または(3・11)式と(3・26)式より、反射波の圧力  $P_7$ ,  $P_8$  の最小値が求まる。それらの値を(3・25)式に代入すれば  $\varphi_{aopt}$  が与えられる。第3・16図はかようにして求めた集合管(a)の最良面積比  $\varphi_{aopt}$  およびそのときの  $P_8$  である。

$P_2 = 1$  が実験を行つた状態に相当する。最良の面積比は圧力波の圧力  $P_1$ ,  $P_2$  のいずれの変化によつてもかなり影響をうけ、得られる負圧波は  $P_1$ ,  $P_2$  の増加につれて大きくなる。

3・5 結 言



多シリンダ機関において、いくつかの排気管を同時に短い集合管につなぐ場合に、一つの排気管に生じた排気吹出しともなう圧力波により、その排気管のみならず、他の排気管にも負圧波を発生させて、シリンダの掃気作用を助長させる可能性を検討したが、その結果は次のように要約できる。

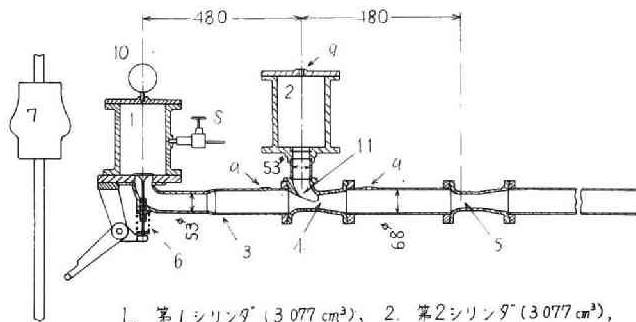
(1) 1本の排気管のみを使用する場合より、かなりすぐれた効果を期待できる。また集合管としてはディフューザをともなつた形の方が有効である。

(2) 集合管の平行部には適当な長さが必要なことは、エゼクタと同じであるが、その長さは初期に反射される正圧波の影響を考慮して決めねばならない。

(3) 最大の負圧を発生する集合管と排気管の面積比が存在する。この面積比は排気管を集合管に向う正圧波の圧力によつて左右され、集合管中の流動を定常流れと仮定して行つた解析結果より推定できる。実際の最大負圧を発生する面積比は、この計算結果より若干大きくなる。

#### 文 献

- (1) 例えば 機械工学便覧 13 - 144.  
渡部, 渡辺, 安藤, 機械学会論文集, 22 卷  
120 号 (昭 31), 596 頁.



1. 第1シリンダ<sup>7</sup> (3 077 cm<sup>3</sup>), 2. 第2シリンダ<sup>7</sup> (3 077 cm<sup>3</sup>),  
 3. 排気集合管, 4. 第1絞り, 5. 第2絞り,  
 6. 排気弁, 7. 落下おもり, 8. 弁, 9. インジケー  
 タ取付孔, 10. 圧力計, 11. 枝管

第4-1図 実験装置

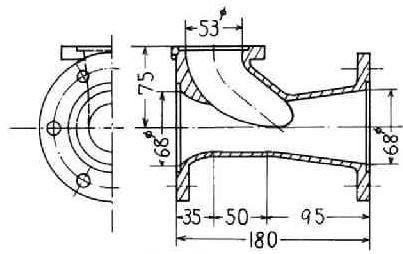
## 第4章 排気集合管における絞りの効果

### 4・1 緒言

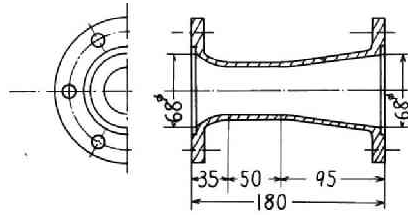
すでに述べたように、内燃機関の排気吹出しによつて、排気管系にかなり大きい圧力変動が生じ、シリンダの掃気および排気に影響する。二サイクル機関ではシリンダの掃気が圧力勾配によつてなされるから、排気圧力の変動にとくに鋭敏である。単シリンダ機関では排気管系の同調によつて掃気作用を助長せしめることが可能であるが、排気集合管をもつ多シリンダ機関では、排気管系の同調とともに、他の現象すなわち排気干渉の問題が重要になる。排気干渉の生じる1枝管の位置に、ベンチュリに相当する絞りを組入れるならば、排気ガスの排出がおくれるにもかかわらず、1枝管の圧力を下げて、排気干渉を軽減できるので、シリンダの掃気を助長させることが可能である。この章では、絞りの面積比が排気干渉の軽減、排気集合管内の負圧波による掃気の助長、排気集合管内の圧力振動の防止などに及ぼす影響について述べる。

### 4・2 実験装置および実験方法

第4・1図は実験装置の概要である。第1章で述べた装置の排気弁より168mmのところから排気管の直径を除々に拡大し、直径68mmの排気集合管を取付けた。排気集合管には、排気弁より480mmごとに、絞りの面積比が等しい第1、第2絞りを設け、第1絞りには直径53mmの1枝管を介して、第1シリンダと同じ容積の第2シリンダを固定した。また第2シリンダの入口には排気弁に相当する絞りを取付けてある。まず弁から圧縮空気を送つて、第1シリンダの圧力を排気吹出し圧力まで高める。圧力計で圧力を測定後、カムの形をし



第1 絞り



第2 絞り

第4.2図 絞り

た落下おもりを落して、排気弁を1回のみ開閉し、シリンダの空気を排気集合管に噴出させ、排気吹出しに類似した状態をつくる。そうして第1絞り出入口および第2シリンダの圧力変化を、歪線インジケータを用いて測定した。さらに第2シリンダを取りはずし、枝管を閉じて、そのときの枝管圧力をも測定した。また排気集合管内圧力振動の減衰に対する絞りの効果を求めるにあたっては、第2シリンダおよび第1絞りをとりはずし、第2絞りを排気集合管の先端に取付け、圧力変化を排気弁出口より248mmの位置で測定した。第4・2図は使用した第1、第2絞りの詳細である。第1絞りは入口より円弧をもつて、所定の絞り面積になるまで直径を縮小し、最小断面積の部分が50mm続くようにした。さらにその後直径を排気集合管の直径に等しくなるまで徐々に拡大した。

枝管は絞りの最小断面積の部分に接続されており、絞りの面積（最小断面積）が枝管のそれより小さいときは、接続にあたって枝管の断面積を、絞りの面積に等しくなるまでゆるやかに縮小した。また枝管の断面積が絞りの面積よりも大きいときは、断面積をかえることなく、絞りに接続した。なお枝管は排気集合管に39~40°の傾きをもつてつながるようにしてある。同図の第2絞りは、第1絞りから枝管を除いたものであつて、他の寸法は全く同一である。

#### 4・3 理論的考察

##### a. 計算方法

絞りにおける状態は、両側より絞りに向つて、排気集合管内を伝ばし、反射される圧力波を解析すれば求まる。実験においては排気弁その他の条件が関係するから、まず圧力波に及ぼす絞りのみの影響を調べる。

計算にあたって次の仮定を設ける。

- (1) 排気集合管内の流れを一次元流れとする。



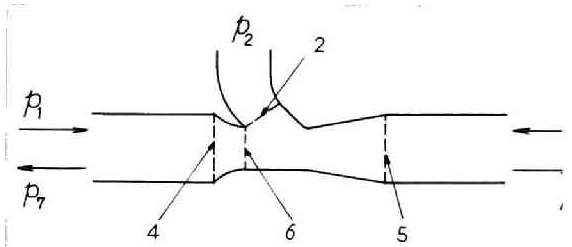


- (2) 絞りの断面積が最小となる部分の圧力は一様である。
- (3) 排気集合管の両側より、圧力  $P_1, P_2$  なる圧力波が同時に絞りに達し、絞りの部分で定常流れの関係を満たす状態となり、圧力  $P_1, P_2$  の圧力波がそれぞれ反射される。この間絞り出入口の状態には時間的ずれにもとづく相違を生じない。
- (4) 枝管は単なる孔と考え、そこより絞りの部分の圧力  $P_0$  と 枝管入口圧力  $P_2$  との差で、空気の流出入が行なわれる。
- (5) 枝管内流速の影響は、運動量保存の関係式を求めるときに省略できる。
- (6) 摩擦損失はないものとし、損失は断面変化、気流の混合によるもののみである。

第4.3図に記入してあるが、絞り各部の断面における状態および圧力波の状態を次に示す添字によつてあらわす。

添字

- 0 : 基準状態 (大気圧)
- 1 : 左側より絞りに向つて伝ばする圧力波
- 2 : 枝管入口の状態
- 3 : 右側より絞りに向つて伝ばする圧力波
- 4 : 絞りの左側における排気集合管の状態
- 5 : 絞りの右側における排気集合管の状態
- 6 : 絞りの左側の端の断面における状態
- 7 : 絞りで左に反射される圧力波
- 8 : 絞りで右に反射される圧力波



第4.3図

まず第4.3図において、空気が排気集合管を左から右に流れ、枝管から外に流出する場合について解を求める。

- (i) 絞りにおける流速  $U_0$  が音速以下の場合 排気集合管を



左側より絞りに向つて伝はし、反射される圧力波の圧力  $P$ 、流速  $U$  の間には、特性方程式から明らかなように、

$$1 - P_7 = P_1 - P_4 \quad \dots\dots\dots (4 \cdot 1)$$

$$U_4 = \alpha (2P_1 - P_4 - 1) \quad \dots\dots\dots (4 \cdot 2)$$

の関係がある。同様に排気集合管の右側より伝はし、反射される圧力波の間には、

$$1 - P_6 = P_3 - P_5 \quad \dots\dots\dots (4 \cdot 3)$$

$$U_5 = \alpha (1 + P_3 - 2P_5) \quad \dots\dots\dots (4 \cdot 4)$$

ここで  $U_5 = u_5/a_0'$ 、絞りにおける損失のため、絞りの右側の基準状態は左側のそれとはことなるから、基準音速を  $a_0'$  であらわす。

第 4・3 図の断面 4, 6 間の連続およびエネルギーの式は、断面積を  $f$ 、空気の密度、流速をそれぞれ  $\rho$ 、 $u$  とすれば、

$$f_4 \rho_4 u_4 = f_6 \rho_6 u_6$$

$$\frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_4}{\rho_4} + \frac{u_4^2}{2} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_6}{\rho_6} + \frac{u_6^2}{2}$$

断熱変化の関係を用い無次元化する。

$$P_4^\alpha U_4 = \varphi_0 P_6^\alpha U_6 \quad \dots\dots\dots (4 \cdot 5)$$

$$\alpha P_4^2 + U_4^2 = \alpha P_6^2 + U_6^2 \quad \dots\dots\dots (4 \cdot 6)$$

ここで  $\varphi_0 = f_6/f_4$  (絞り・排気集合管面積比)

断面 5, 6 間のエネルギーおよび運動量の式は

$$\frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_6}{\rho_6} + \frac{u_6^2}{2} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_5}{\rho_5} + \frac{u_5^2}{2}$$

$$f_4 (p_5 - p_6) = f_6 \rho_6 u_6^2 - f_4 \rho_5 u_5^2$$

$U_5 = u_5/a_0'$ 、 $\rho_5 = P_5^\alpha \cdot \kappa p_0/a_0'^2$  を用いて無次元化すれば、

$$\alpha P_6^2 + U_6^2 = (\alpha P_5^2 + U_5^2) \cdot (\alpha_0'/\alpha_0)^2 \quad \dots\dots\dots (4 \cdot 7)$$

$$P_5^{\alpha+2} - P_6^{\alpha+2} = \kappa (\varphi_0 P_6^\alpha U_6^2 - P_5^\alpha U_5^2) \quad \dots\dots\dots (4 \cdot 8)$$

絞りにおける連続の式は

$$f_4 \rho_4 u_4 = f_4 \rho_5 u_5 + f_2 \rho_2 \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_6}{\rho_6} \left\{ 1 - \left( \frac{p_2}{p_6} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right\}}$$



同様に無次元化すれば

$$P_4^\alpha U_4 = P_5^\alpha U_5 \cdot a_0/a_0' + \xi \sqrt{\alpha(P_6^2 - P_2^2)} \cdot P_2^\alpha \dots \dots \dots (4 \cdot 9)$$

ここで  $\xi = f_2/f_4$  ( 枝管・排気集合管面積比)

(4・1)、(4・2)、(4・5)、(4・6)式より  $P_4, U_4, U_5$  を消去すれば、

$$(P_1 - P_7 - 1)^2 + \alpha (P_1 - P_7)^2 = P_6^2 + \frac{\alpha (P_1 + P_7 - 1)^{2\alpha} (P_1 - P_7)^2}{\varphi_0^2 P_6^{2\alpha}} \dots \dots \dots (4 \cdot 10)$$

(4・1) ~ (4・5)、(4・8)式より  $P_4, P_5, U_4, U_5, U_6$  を消去すれば

$$(P_3 + P_8 - 1)^{\alpha+2} - P_6^{\alpha+2} = \kappa \alpha^2 \left\{ \frac{(P_1 + P_7 - 1)^{2\alpha} (P_1 - P_7)^2}{\varphi_0 P_6^\alpha} - (P_3 + P_8 - 1)^\alpha (P_8 - P_3)^2 \right\} \dots \dots \dots (4 \cdot 11)$$

(4・1) ~ (4・4)、(4・6)、(4・7)、(4・9)式より  $a_0'/a_0, P_4, P_5, U_4, U_5, U_6$  を消去すれば

$$\begin{aligned} & \alpha (P_3 + P_8 - 1)^2 \alpha (P_8 - P_3)^2 \{ (P_3 + P_8 - 1)^2 + \alpha (P_8 - P_3)^2 \} \\ & = \{ (P_1 + P_7 - 1)^2 + \alpha (P_1 - P_7)^2 \} \\ & \quad \times \{ \sqrt{\alpha} (P_1 + P_7 - 1)^\alpha (P_1 - P_7) - \xi \sqrt{P_6^2 - P_2^2} \cdot P_2^\alpha \}^2 \\ & \dots \dots \dots (4 \cdot 12) \end{aligned}$$

最初  $P_1, P_2, P_3$  および面積比  $\varphi_0, \xi$  を与えれば、絞りにおける反射波の圧力  $P_7, P_8$  および絞りの圧力  $P_6$  は、(4・10) ~ (4・12) 式を解くことにより求められる。

(ii) 絞りにおける流速  $U_6$  が音速に達した場合 絞りにおける流速は音速以上にはなり得ないから、絞りの圧力は音速に保たれるための条件、 $P_6 = U_6$  によつて定まる。したがつて運動量の (4・8) 式は成立しない。(4・5)、(4・6)式は

$$P_4^\alpha U_4 = \varphi_0 P_6^{\alpha+1} \dots \dots \dots (4 \cdot 13)$$

$$\alpha P_4^2 + U_4^2 = (\alpha + 1) P_6^2 \dots \dots \dots (4 \cdot 14)$$



この2式に(4・1), (4・2)式を代入すれば

$$P_6^{\alpha+1} = \frac{\alpha}{\varphi_0} (P_1 + P_7 - 1)^\alpha (P_1 - P_7) \dots \dots \dots (4 \cdot 15)$$

$$P_6^2 = \frac{\alpha}{\alpha+1} \{ (P_1 + P_7 - 1)^2 + \alpha (P_1 - P_7)^2 \} \dots \dots \dots (4 \cdot 16)$$

上式より  $P_6$  を消去すると

$$\varphi_0 = \frac{(\alpha+1)^{\frac{\alpha+1}{2}} (P_1 + P_7 - 1)^\alpha (P_1 - P_7)}{\alpha^{\frac{\alpha-1}{2}} \{ (P_1 + P_7 - 1)^2 + \alpha (P_1 - P_7)^2 \}^{\frac{\alpha+1}{2}}} \dots \dots \dots (4 \cdot 17)$$

$P_1, P_2, P_3, \varphi_0, \xi$  を与えれば、(4・17)式より反射波の圧力  $P_7$  が求まる。それを(4・16)式に代入すれば絞りの圧力  $P_6$  を、また(4・12)式より反射波の圧力  $P_3$  を求めることができる。

枝管より絞りに流入する場合は、枝管および排気集合管の左側の基準音速を等しいものとすれば、(4・7), (4・9)式はそれぞれ次のようになる。

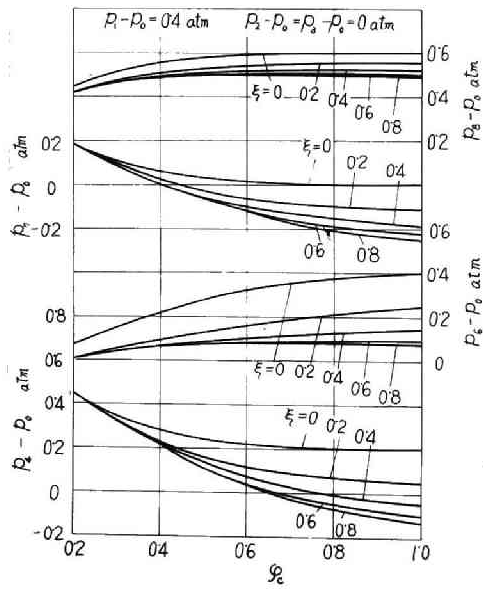
$$P_4^\alpha U_4 \{ \alpha P_4^2 + U_4^2 \} + \xi \alpha \sqrt{\alpha (P_2^2 - P_6^2)} \cdot P_2^2 P_6^\alpha = P_5^\alpha U_5 (\alpha P_5^2 + U_5^2) \cdot (a_0' / a_0) \dots \dots \dots (4 \cdot 18)$$

$$P_4^\alpha U_4 = P_5^\alpha U_5 \cdot a_0 / a_0' - \xi \sqrt{\alpha (P_2^2 - P_6^2)} \cdot P_6^\alpha \dots \dots \dots (4 \cdot 19)$$

(4・19)式を(4・18)式に代入して  $a_0' / a_0$  を消去し、さらに(4・1) ~ (4・4)式によつて  $P_4, P_5, U_4, U_5$  を消去すると

$$\begin{aligned} & \alpha (P_3 + P_8 - 1)^{2\alpha} (P_3 - P_8)^2 \{ (P_3 + P_8 - 1)^2 + \alpha (P_3 - P_8)^2 \} \\ & = \left[ \sqrt{\alpha} (P_1 + P_7 - 1)^\alpha (P_1 - P_7) \{ (P_1 + P_7 - 1)^2 + \alpha (P_1 - P_7)^2 \} \right. \\ & \quad \left. + \xi \sqrt{P_2^2 - P_6^2} \cdot P_2^2 P_6^\alpha \right] \\ & \times \left\{ \sqrt{\alpha} (P_1 + P_7 - 1)^\alpha (P_1 - P_7) + \xi \sqrt{P_2^2 - P_6^2} \cdot P_6^\alpha \right\} \\ & \dots \dots \dots (4 \cdot 20) \end{aligned}$$

したがつて(4・10), (4・11), (4・20)式より、 $P_6, P_7, P_8$  が求まる。



第 4.4 図 絞り面積比の影響



絞りが排気集合管の先端に位置し、かつ枝管のない場合、絞りの流速が音速に達しないときの解は次のようになる。

(i) 排気集合管より流出する場合、絞りの圧力  $P_6$  は外圧に等しいから

$$P_6 = 1 \dots\dots\dots (4 \cdot 21)$$

とおけば (4-10) 式は

$$(P_1 + P_7 - 1)^2 + \alpha (P_1 - P_7)^2 = 1 + \frac{\alpha (P_1 + P_7 - 1)^{2\alpha} (P_1 - P_7)^2}{\varphi_0^2} \dots\dots\dots (4 \cdot 22)$$

となり、反射波の圧力  $P_7$  が求まる。

(ii) 排気集合管に流入する場合、エネルギーの式より

$$\begin{aligned} \alpha &= (\alpha P_1^2 + U_1^2) (a_0/a_0')^2 \dots\dots\dots \\ &= \alpha P_6^2 + U_6^2 \dots\dots\dots (4 \cdot 23) \end{aligned}$$

運動量の式は

$$P_1^{\alpha+2} - P_6^{\alpha+2} = \kappa \{ \varphi_0 P_6^\alpha U_6^2 - P_1^\alpha U_1^2 \} \dots\dots\dots (4 \cdot 24)$$

連続の式より

$$P_1^\alpha U_1 = \varphi_0 P_6^\alpha U_6 \cdot a_0/a_0' \dots\dots\dots (4 \cdot 25)$$

この3式および (4-1), (4-2) 式より  $a_0/a_0'$ ,  $P_1, U_1, U_6$  を消去すれば、

$$\begin{aligned} (P_1 + P_7 - 1)^{\alpha+2} - P_6^{\alpha+2} \\ = \kappa \alpha \{ \varphi_0 P_6^\alpha (1 - P_6^2) - \alpha (P_1 + P_7 - 1)^\alpha (P_1 - P_7)^2 \} \dots\dots (4 \cdot 26) \end{aligned}$$

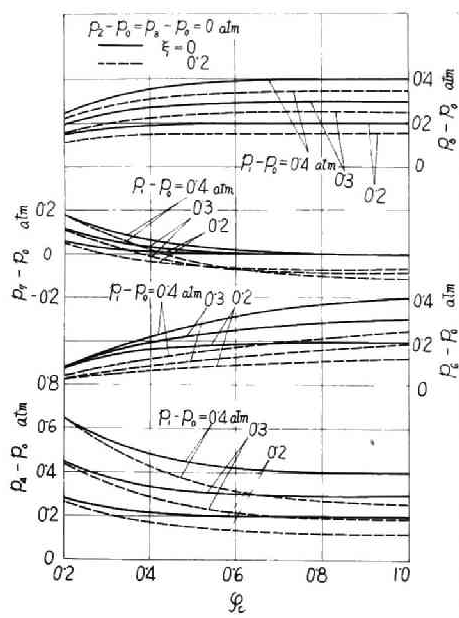
$$\begin{aligned} \alpha \{ (P_1 + P_7 - 1)^2 + \alpha (P_1 - P_7)^2 \} (P_1 + P_7 - 1)^{2\alpha} (P_1 - P_7)^2 \\ = \varphi_0^2 P_6^{2\alpha} (1 - P_6^2) \dots\dots\dots (4 \cdot 27) \end{aligned}$$

(4-26), (4-27) 式より  $P_6$  を消去すれば反射波の圧力  $P_7$  が求まる。

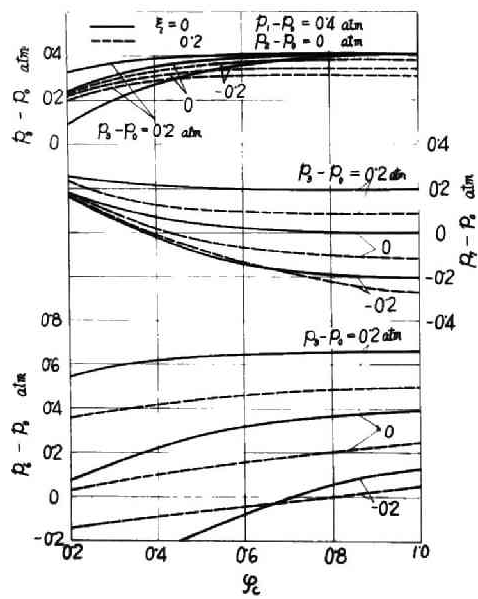
以下に  $\kappa = 1.4$  として計算した結果を示す。

b. 絞り・排気集合管面積比の影響

第4.4図は絞りに向つて  $p_1 - p_0 = 0.4 \text{ atm}$  なる圧力波が伝ばし、絞りに達したときに生じる絞りの圧力  $p_6 - p_0$ , 絞り入



第4-5図 圧力波の圧力  $P_1 - P_0$  の影響



第4-6図 圧力波の圧力  $P_3 - R$  の影響

口圧力  $p_4 - p_0$ ，反射波および絞りを通過する圧力波の圧力  $p_7 - p_0$ ， $p_8 - p_0$  を求めた結果である。絞り入口圧力  $p_4 - p_0$  は、絞りの面積比  $\varphi_0$  を小さくするほど抵抗がますため高くなる。しかし反射される圧力波の圧力  $p_7 - p_0$  はさほど高くはならず、反射波の与える影響は  $p_4 - p_0$  から類推されるほど顕著ではない。絞り入口圧力  $p_4 - p_0$  が過度に高くなることは、排気集合管を太くすれば避けられる。この場合排気集合管内の圧力変動は小さくなるが、この小さい圧力変動に対して絞りの効果が有効であるかどうかを考慮すればよい。

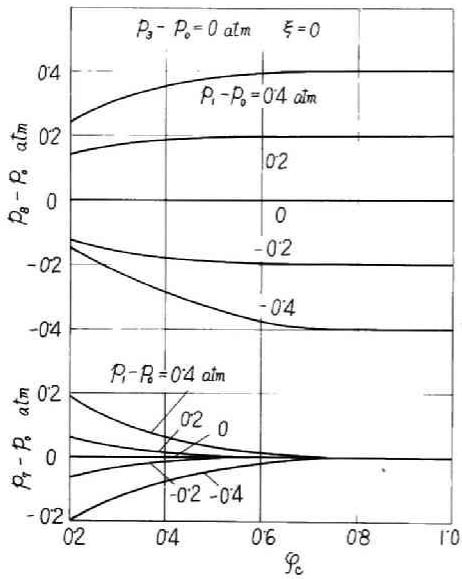
絞りを通過する圧力波の圧力  $p_8 - p_0$  は、絞りの面積比  $\varphi_0$  が約 0.6 以下になるまで、ほとんど一定であり、さらに面積比が小さくなっても変化量は少い。これに反し、反射波の圧力  $p_7 - p_0$  の変化量はかなり大きく、面積比が大きくなると負圧を生じる。この負圧は枝管から外への流出によるから、面積比を小さくし負圧を減少させねばならぬことがわかる。

枝管と排気集合管の面積比  $\xi$  が大きくなるにつれ、枝管より外への流出量がますので、 $p_8 - p_0$ ， $p_4 - p_0$  は当然低くなる。流出量は  $\xi \sqrt{p_6 - p_2}$  にほぼ比例すると見なし得る。したがって  $p_2 = p_0$  であるから、 $p_8 - p_0$  より、この流出量を推察できる。

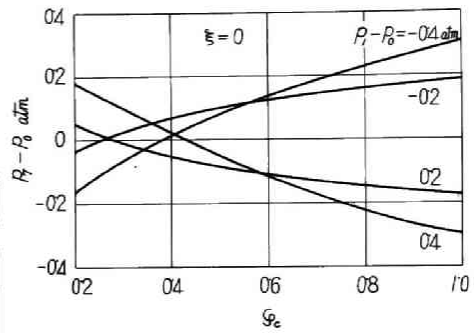
絞りの圧力  $p_6 - p_0$  は絞りの面積比を小さくするほど低くなり、排気干渉を軽減できるが、その効果は枝管・排気集合管面積比が小さいほど大きい。

#### c. 圧力波の圧力と絞りの面積比の関係

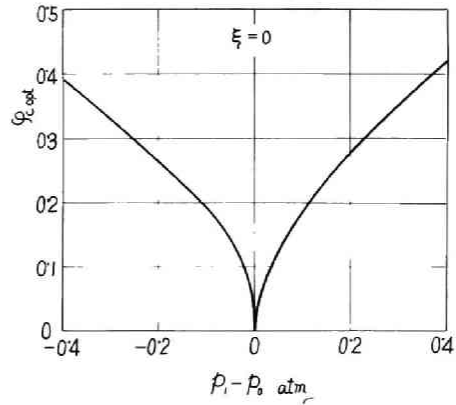
圧力波が一方からのみ絞りに伝ばする場合の一例を第 4.5 図に示す。絞りの面積比の影響は圧力波の圧力  $p_1 - p_0$  が変化してもほぼ同一の傾向を示す。これは絞りの両側より圧力波が伝ばする場合においても同様である。しかし面積比の影響は、 $p_1 - p_0$  が高くなるにつれ次第に大きくなり、また第 4.6 図に示すように、圧力波の圧力  $p_8 - p_0$  が小さく、さらに負圧



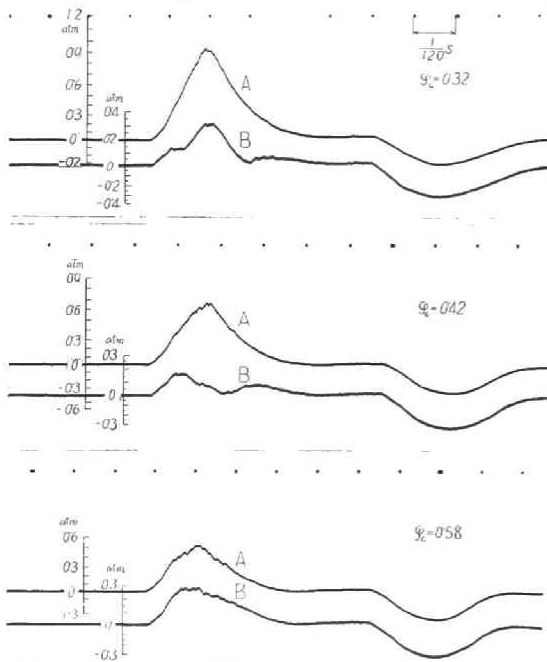
第4-7図 絞りが排気集合管の中間にある場合の絞面積比の影響



第4-8図 絞りが排気集合管の先端にあるときの反射波の圧力

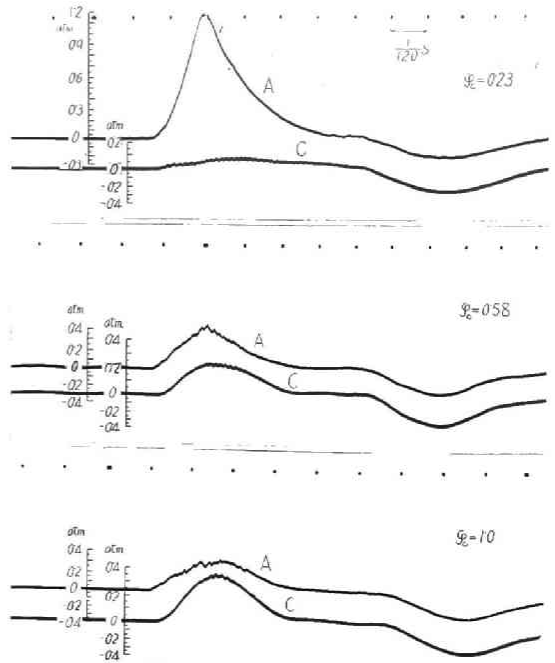


第4-9図 反射波を生じない絞面積比  $\xi_{c,opt}$



第1シリンダ初圧 4.0 atm, 集合管長さ 7.7 m, 第2絞りはなし, A. 第1絞り入口圧力, B. 枝管圧力.

第4-10図 圧力変化



第1シリンダ初圧 4.0 atm, 集合管長さ 7.7 m, 第2絞りはなし, A. 第1絞り入口圧力, C. 第2シリンダ圧力.

第4-11図 圧力変化

になるにつれ、著るしくあらわれる。

#### b : 圧力振動の減衰に対する絞りの効果

絞りを排気集合管の適当な位置に設ければ、排気干渉の軽減以外に、圧力振動の防止に役立てることができる。第4・7図は絞りが排気集合管の中間にあり、圧力  $p_1 - p_0 = 0.4 \text{ atm}$  の圧力波が絞りに伝はする場合について、反射波の圧力  $p_1 - p_0$  および絞りを通過する圧力波の圧力  $p_3 - p_0$  を求めた結果である。絞りの影響は面積比が0.6より大きいときはほとんど認められない。面積比を減じると、絞りを通過する圧力波は小さくなるが、反射波が大きくなり、圧力波を絞りによつて全く減衰せしめることはできない。このため反射および絞りを通過する圧力波の圧力を等しくして、排気集合管内の圧力を一様に近づけることにより、圧力波の減衰を計らねばならない。

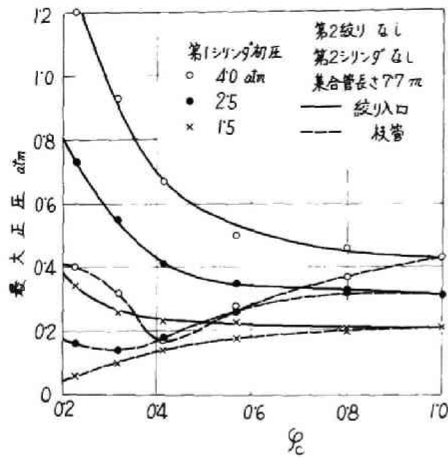
絞りが排気集合管の先端にある場合は、第4・8図に示すように、適当な絞り面積比を用いれば、反射波を生ぜず、圧力波を消滅させることができる。この面積比  $\varphi_{\text{opt}}$  と圧力波の圧力  $p_1 - p_0$  の関係は第4・9図のようになる。

絞りによつて圧力振動の減衰を計るには、絞りの面積比をかなり小さくせねばならず、またその効果は絞りの位置を排気集合管の先端に近づけるほど大きくなることが推察できる。

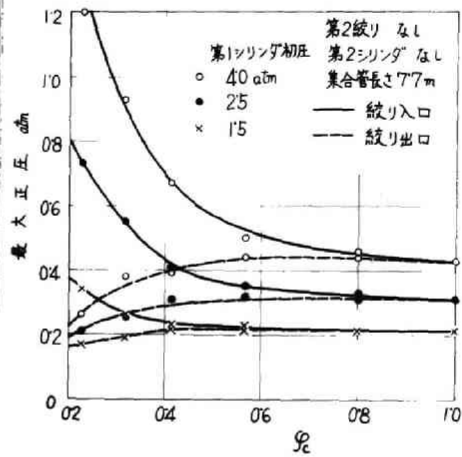
### 4・4 実験結果

#### a . 排気集合管が長い場合

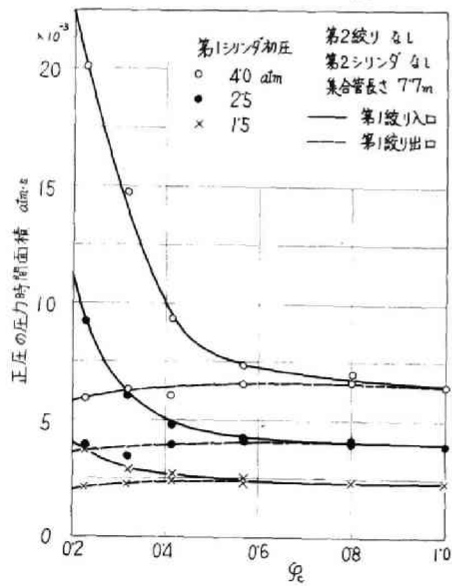
排気集合管の先端で反射される圧力波の影響が測定結果に含まれぬよう、排気集合管を十分長く7.7 mとし、排気吹出しによつて生じる圧力波と開口端からの反射波を分離して圧力変化を求めた。第2シリンダには排気弁に相当する直径48mmの絞りを取付けた。第4・10、4・11図は測定した圧力変化の一例である。第4・12図は第2シリンダを取りはずし、枝管を閉じ



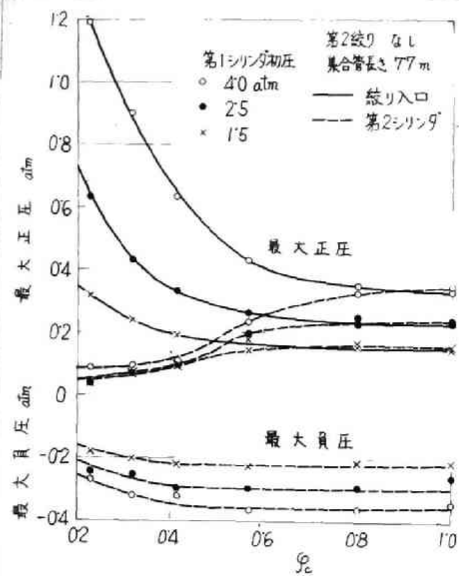
第4-12図 第1絞り入口および枝管における最大正圧 (長い排気集合管の場合)



第4-13図 第1絞り出入口最大正圧 (長い排気集合管の場合)



第4-14図 第1絞り出入口における正圧の圧力時間面積 (長い排気集合管の場合)



第4-15図 第1絞り入口および第2シリンダにおける最大正・負圧 (長い排気集合管の場合)

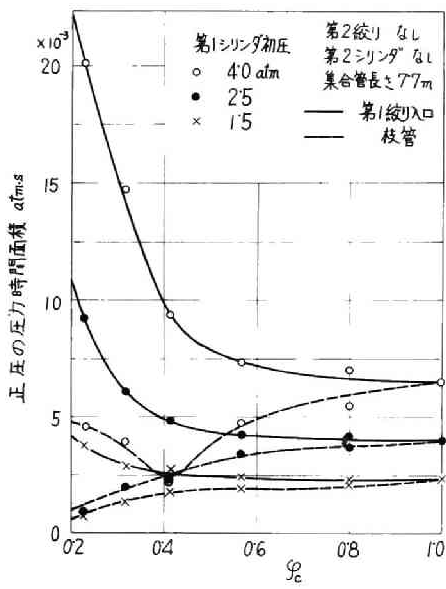
て、排気吹出し時に測定される最大正圧を求めた結果である。絞りの面積比を小さくするにつれ、絞りの圧力が低くなるので、枝管の最大圧力も減少する。しかし絞り入口圧力は次第に高くなるので、過度に絞りの面積を減じると、枝管圧力は再び高くなる。第1シリンダの初圧が低いほどすなわち排気吹出しによる正圧波が小さいほど、枝管の圧力が再び高くなり始める面積比は小さくなる。第4・10図からわかるように、枝管圧力は排気吹出しとともに上昇し始める。絞りで反射される正圧波が排気弁に達し、そこの圧力を高めるときは、排気吹出しによつて作られる正圧が一層大きくなり、枝管圧力の増大をもきたす。絞り面積比が小さいほど、絞りで反射される正圧波は大きくなるから、 $\varphi_0 = 0.32$ では枝管圧力が急に大きくなり、圧力変化に段を生じている。

絞り出口圧力は第4・13図のように、絞り面積比を小さくするにつれ減少する。しかし第1シリンダからの排出がおくれるので、排気吹出しによつて生じる最初の正圧の圧力時間面積(atm・s)を求めると、第4・14図に示すようにあまり変化は認められない。

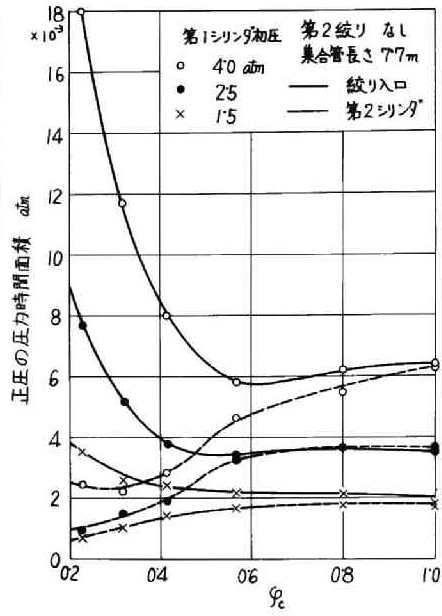
第4・15図は第2シリンダを取付けた場合である。第2シリンダの最大正圧は枝管のそれよりかなり低く、絞り面積比を小さくしても、最大正圧が再び高くなることはない。

第4・13図からわかるように、絞り出口の最大正圧は、他の最大正圧と比べ、面積比によつて変化する量が少い。これは絞りを通過する圧力波にあまり変化が認められないことを意味している。したがつてこの圧力波の開口端における反射によつて生じる第2シリンダの最大負圧の面積比による変化は、第4・15図に記入してあるように、最大正圧の変化よりはるかに小さい。故に絞りは排気干渉の軽減に有効であるが、負圧波による掃気の助長にはあまり影響しないことがわかる。

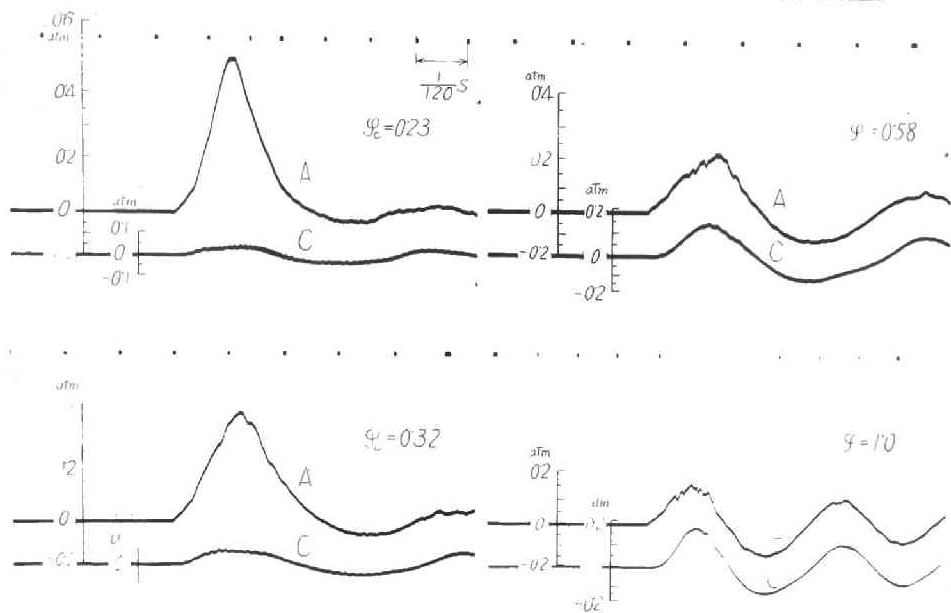
絞りの効果については、最大圧力のみでなく、正圧の継続



第4-16図 第1絞り入口および枝管における正圧の圧力時間面積 (長い排気集合管の場合)



第4-17図 第1絞り入口および第2シリンダにおける正圧の圧力時間面積 (長い排気集合管の場合)



第1シリンダ初圧 2.5 atm, 集合管長さ 1.44 m, 第2絞りなし,  
A. 第1絞り入口圧力, C. 第2シリンダ圧力,

第4-18図 圧力変化



時間が問題になるから、正圧を時間で積分し、圧力時間面積を求めると第4・16、4・17 図となり、最大圧力と同様の傾向を示す。

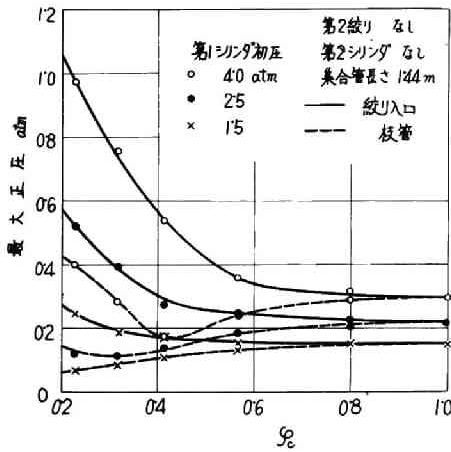
#### b. 排気集合管が短い場合

圧力変化の一例を第4・18 図に示す。排気集合管の開口端で反射される負圧波の影響が含まれるので、第4・19, 4・20 図のように、最大正圧は排気集合管が長い場合よりかなり低くなる。排気吹出しによつて生じる正圧波と開口端における負の反射波とが重なるので、圧力変動は少く、第2シリンダの最大負圧も小さくなる。絞りの面積比による第2シリンダの最大正・負圧の変化量はほぼ等しい。排気吹出しによる正圧の継続時間は負圧波によつて短縮されるから、排気吹出しによる最初の正圧の圧力時間面積は、排気集合管の長い場合より小さくなり、その相違は最大正圧の相違よりかなり著るしい。この関係を第4・21、4・22 図に示す。

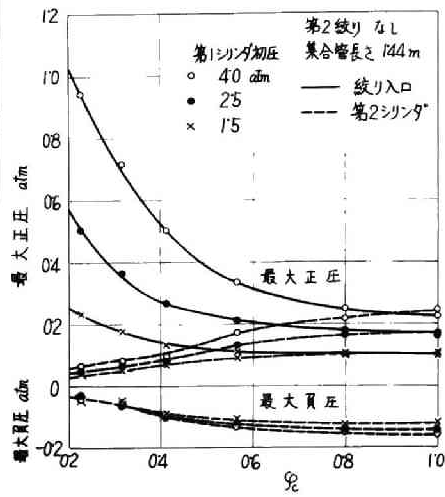
この測定では絞り面積比を小さくするにつれ絞りの面積が小さくなるので、流路面積の不足により第2シリンダへの空気の流出入が制限される恐れがある。第2シリンダ入口の排気弁に相当する絞りの直径を48mmから32mmに変え、その面積を44%に減じた結果が第4・23 図である。第2シリンダ入口の絞りによる相違は、絞り・排気集合管面積比 $\phi_0$ による相違よりもはるかに小さく、最大正・負圧に及ぼす影響は流路面積の不足によるものではなく、絞りの面積比 $\phi_0$ のみによるとみなすことができる。

#### c. 第2絞りの影響

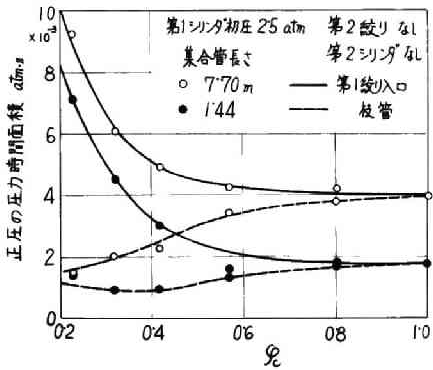
第2絞りを取付ければ、その抵抗のため第1絞り出口圧力が高くなる。したがつて空気の流出がおくれ、第1絞り入口、枝管、第2シリンダ圧力ともに高くなる。第4・24、4・25 図に示すように、第2絞りの影響は枝管においてもつとも大きく、絞り面積比が小さくなるほど著るしい。このため絞



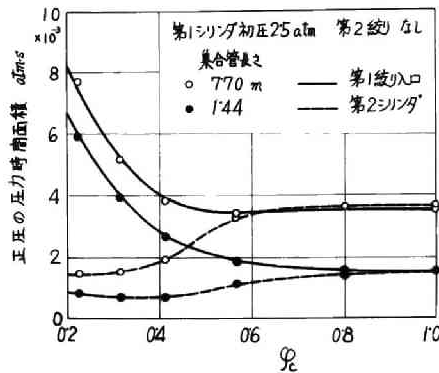
第4-19図 第1絞りおよび枝管における最大正圧 (短い排気集合管の場合)



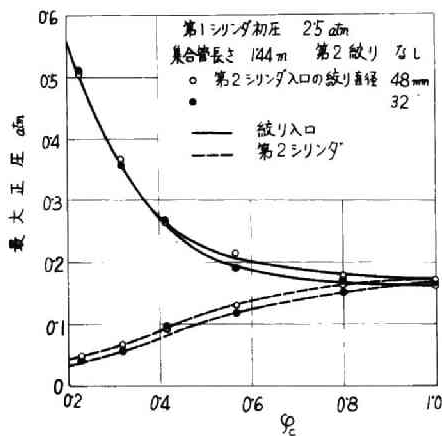
第4-20図 第1絞り入口および第2シリンダにおける最大正・負圧 (短い排気集合管の場合)



第4-21図 第1絞り入口および枝管における正圧の圧力時間面積に及ぼす排気集合管長さの影響



第4-22図 第1絞り入口および第2シリンダにおける正圧の圧力時間面積に及ぼす排気集合管長さの影響



第4-23図 第2シリンダ入口の絞りの影響

りの効果は失われる。

#### d. 圧力振動の減衰に対する絞りの効果

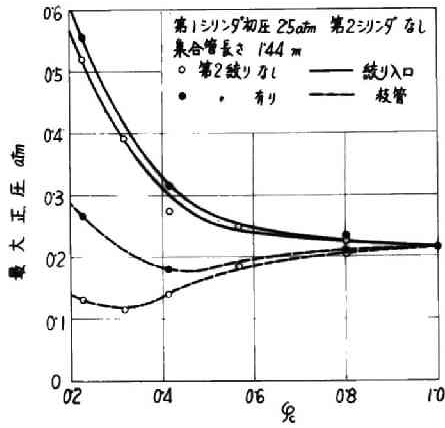
第2絞りのみを排気集合管の先端に取り付け、絞りで反射される圧力波が排気弁の閉止後、そこに達するようにして、反射波の最大正・負圧を排気弁の位置で求めると、第4-26図になる。排気吹出しによつて排気集合管に生じる正圧波の最大圧力は、第1シリンダ初圧が4・0、1・5 atmの場合、それぞれ0・43、0・21 atmである。反射波を生じない絞りの面積比は、圧力波の圧力によつて変化する。絞りに伝ばする圧力波は種々の圧力をもっている。したがつて同図に示されるように、絞りの面積比  $\phi_0$  が1以外は、反射波には正・負圧がともに含まれている。それ故絞りによつて圧力波を全く減衰せしめることはできず、最大正・負圧がともに小さくなる面積比がもつとも望ましい。この面積比は排気集合管を絞りに向つて伝ばする圧力波によつて決まり、圧力波が大きいほど面積比を大きくせねばならぬことは、理論計算の結果と同じである。

#### 4・5 結 言

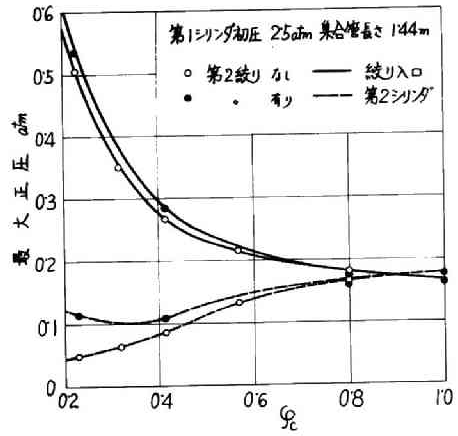
排気集合管における絞りの効果を要約すると次のようになる。

(1) 排気干渉を生じる枝管のところに絞りを設ければ、枝管圧力を下げ干渉を軽減できる。絞り入口圧力は、絞り・排気集合管面積比を小さくするほど高くなるから、排気干渉の軽減と排気吹出しのおくれの両者を比較して面積比を決定すべきである。絞り入口圧力が過度に高くなることは、排気集合管を太くすれば解決される。この場合圧力変動は小さくなるが、その小さい変動に対して絞りの効果を検討すればよい。

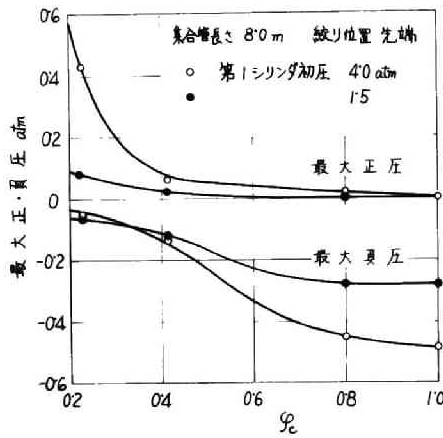
(2) 排気集合管の開口端における負の反射波の効果は、排



第4-24図 絞り入口および枝管最大正圧に及ぼす第2絞りの影響



第4-25図 絞り入口および第2シリンダの最大正圧に及ぼす第2絞りの影響



第4-26図 反射波の最大正・負圧

吹出しによつて生じる正圧波と反射波を分離するよう考慮すれば、絞りによつてあまり影響されない。

(3) 絞りによる圧力振動の防止はかなり有効であり、絞りが排気集合管の先端にあるときは、絞りの最良の面積比が存在する。



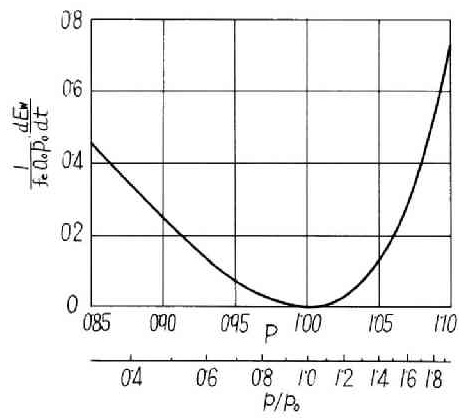
## 第 5 章 段付および円すい形排気管 による負圧の発生

### 5・1 緒 言

二・四サイクル機関を問わず内燃機関の排気管系に生じる圧力振動によつて、シリンダの掃気作用を助長でき、また段付あるいは円すい形排気管を用いれば、いつそうその効果を大きくできることは、古くよりよく知られ幾多の研究が行われている<sup>(1)~(5)</sup>。しかしながらこれらの研究は共振理論にもとづくなど、定性的な検討を加えているものが多く、定量的に取扱つたものは、特性曲線法によると解析の可能なことが示されている以外にはほとんど見うけられない。

排気管の任意の一断面における状態は、特性曲線法による解析からも明らかなどおり、機関側より排気管の開口端に向つて伝ばする圧力波と、開口端で反射され機関側に向う圧力波との合成としてあらわされる。シリンダの掃気作用を助長する機関側に向う負圧波は、開口端に向つて伝ばする正の圧力波の反射波として与えられ、その大きさは開口端における圧力波の反射の状態によつて決まる。したがつて排気管の一断面を通過して開口端に向う正の圧力波と、その負の反射波のエネルギーを求めれば、両者の比より機関側で発生した正の圧力波がどれほど掃気作用に対して有効な負圧波として反射されるかを知ることができる。この章では空気模型装置を用いて、排気管を開口端に向つて伝ばする正の圧力波を発生せしめ、それと負の反射波のエネルギーを測つて、負圧波の発生に有効な段付および円すい形排気管の効果を量的に調べる。

なお圧力波のエネルギーの測定を容易にするため、正の圧力波と負の反射波の圧力変化を分離した状態で記録できるようにして実験を行つた。



第5-1図 圧力波の圧力 $P$ とエネルギー $E_w$ の関係



5・2 理論的考察

a. 特性方程式および圧力波のエネルギー

排気管内の流れを一次元流れと仮定し、摩擦損失、エントロピーの変化を無視して平均のエントロピーを用いれば、(2・18)、(2・19)式であらわされる特性方程式は次のようになる。

$$\frac{dx}{d(ta_0)} = U \pm P \dots\dots\dots (5・1)$$

$$dU = \mp \alpha dP \mp 2PU \frac{d \log d_0}{dx} d(ta_0) \dots\dots\dots (5・2)$$

排気管内を伝ばし、開口端で反射される圧力波の状態は、境界条件を与えてこの特性方程式を、位置線図、状態線図により図式的に解けば与えられる。

排気管の任意の一断面を通過する圧力波のエネルギー  $E_w$  は(3・1)式に示されているように流動ガスが基準状態に対してもつている有効エネルギーと流量の積を時間で積分すれば求まる。

排気管断面積が一定で、かつ圧力波が一方向のみに伝ばする場合について考える。このとき圧力波については、(5・2)式を積分し、 $P = 1$ において  $U = 0$ の条件を代入すればわかるように

$$U = \pm \alpha (P - 1) \dots\dots\dots (5・3)$$

の関係が成立しているから、これを(3・1)式に代入する。

$$E_w = \frac{\alpha(\alpha + 2)}{2} f_0 a_0 p_0 \int P^\alpha (P - 1)^2 (\alpha |P - 1| + P + 1) dt \dots\dots\dots (5・4)$$

第5・1図は  $\alpha = 5$  ( $\kappa = 1.4$ )とにおいて、圧力波の圧力  $P$  とエネルギー  $E_w$  の関係を求めたものである。第3・3図の閉止端圧力  $P_s$  の場合と比べ、エネルギー  $E_w$  はきわめて大きくなっている。

b. 境界条件

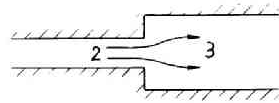


排気管の開口端における境界条件は、開口端より流出する場合、その圧力が外の圧力に等しいから、

$$P = 1 \dots\dots\dots (5 \cdot 5)$$

段付排気管の段における境界条件は、排気管全体の圧力変動に対して、段前後の状態変化の時間的ずれが十分小さいとみなし、段前後の状態の間には定常流の関係が近似的に成立しているものとする。したがって境界条件は段前後における排気管の特性方程式と定常流の関係

式を組合わせて解けば与えられる。ここでは第5・2図のように段における流れが断面積の小さい方から大きい方に向い、かつ段における流速が音速以下の場合について解を求める。



第 5・2 図

段における連続の式は

$$\rho_2 u_2 = \varphi_d \rho_3 u_3$$

ここで  $\varphi_d =$  段の面積比 ( $f_3/f_2$ )

添字 2、3 は段前後の状態

段前後ではエントロピがことなるので、段の大きい断面3における基準音速を  $a'_0$  とし、 $U_3 = u_3/a'_0$  とすれば、上式は次のように無次元化される。

$$P_2^\alpha U_2 = \varphi_d P_3^\alpha U_3 \cdot a_0/a'_0 \dots\dots\dots (5 \cdot 6)$$

同様に段における運動量の式を無次元化すれば

$$\kappa P_2^\alpha U_2^2 + \varphi_d P_2^{\alpha+2} = \kappa \varphi_d P_3^\alpha U_3^2 + \varphi_d P_3^{\alpha+2} \dots\dots\dots (5 \cdot 7)$$

エネルギーの式より

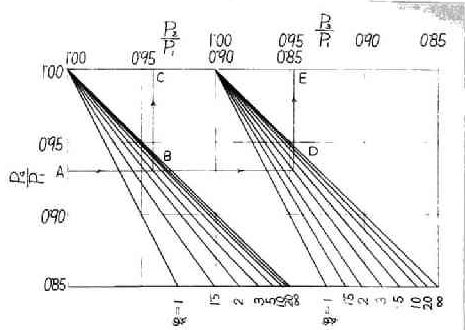
$$\alpha P_2^2 + U_2^2 = (\alpha P_3^2 + U_3^2) \cdot (a'_0/a_0)^2 \dots\dots\dots (5 \cdot 8)$$

段前後における排気管の特性方程式は (5・2) 式を  $d \log d_0 / dx = 0$  とおいて積分すれば、次式で与えられる。

$$\alpha (P_1 - P_2) = U_2 \dots\dots\dots (5 \cdot 9)$$

$$\alpha (P_3 - P_4) = U_3 \dots\dots\dots (5 \cdot 10)$$

添字 1、4 はそれぞれ流速  $U = 0$  のときの値をとるものとす



第5.3圖 段の境界条件

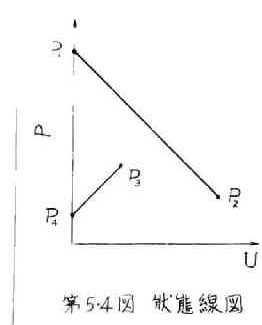
る。

(5・6) ~ (5・10) 式より  $a_0'/a_0$ ,  $U_2$ ,  $U_3$  を消去し、さらに  $P_1$  で割れば

$$\begin{aligned} & \alpha (\alpha + 2) \left(1 - \frac{P_2}{P_1}\right)^2 \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^\alpha + \varphi_d \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\alpha+2} \\ &= \alpha (\alpha + 2) \varphi_d \left(\frac{P_3}{P_1} - \frac{P_4}{P_1}\right)^2 \left(\frac{P_3}{P_1}\right)^\alpha + \varphi_d \left(\frac{P_3}{P_1}\right)^{\alpha+2} \dots \dots (5 \cdot 11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left\{ \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^2 + \alpha \left(1 - \frac{P_2}{P_1}\right)^2 \right\} \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{2\alpha} \left(1 - \frac{P_2}{P_1}\right)^2 \\ &= \varphi_d^2 \left\{ \left(\frac{P_3}{P_1}\right)^2 + \alpha \left(\frac{P_3}{P_1} - \frac{P_4}{P_1}\right)^2 \right\} \left(\frac{P_3}{P_1}\right)^{2\alpha} \left(\frac{P_3}{P_1} - \frac{P_4}{P_1}\right)^2 \dots \dots (5 \cdot 12) \end{aligned}$$

$P_4/P_1$ ,  $\varphi_d$  を与えれば、(5・11)、(5・12) 式を解くことにより、 $P_2/P_1$ ,  $P_3/P_1$  が求まる。 $\alpha = 5$  ( $\kappa = 1.4$ ) として計算した結果が第 5・3 図である。境界条件の作図方法は、位置線図 ( $\rho a_0 - x$  平面) で両側から段に向つて伝ばし、段において合致する圧力波の特性曲線を求め、それに対応する第 5・4 図の状態線図 ( $P - U$  平面) 上の特性曲線が  $P$  軸と交わる点を求めれば、その点がそれぞれ  $P_1$ ,  $P_4$  の値を示す。したがつて  $P_4/P_1$  を計算すれば、与えられた  $\varphi_d$  に対する  $P_2/P_1$ ,  $P_3/P_1$  の値を、第 5・3 図の A - B - C、A - B - D - E の作図によつて知ることができる。



第 5.4 図 状態線図

第 5・4 図の状態線図の前記特性曲線上で、圧力が  $P_2$ ,  $P_3$  の点をそれぞれ求めれば、それらが段前後の状態をあらわす。

c. エネルギー反射率

排気管の先にとりつけられた段付および円すい管の効果は、



排気管より外に放出される圧力波のエネルギーを、負の反射波として回収する程度によつてあらわし得る。したがつて次式で定義されるエネルギー反射率  $\eta_r$  で、段付および円すい形排気管の効果を表示した。

$$\eta_r = \frac{\text{排気管を開口端に向う正圧波に対する負の反射波のエネルギー}}{\text{排気管を開口端に向う正圧波のエネルギー}}$$

なおここでは負圧波の発生する時期については考慮していない。

#### d. 段付排気管のエネルギー反射率

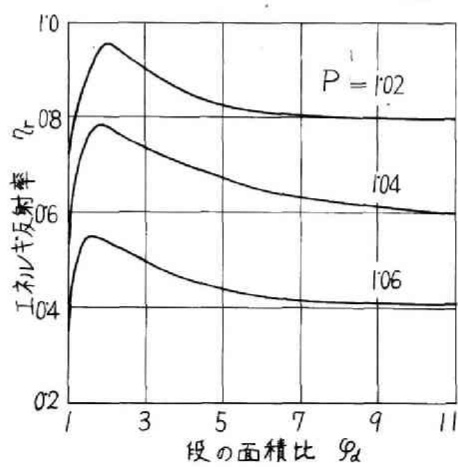
開口端に向う正圧波のエネルギー反射率に関係する主な要素は、圧力波の圧力  $P$ 、その圧力波が任意の断面を通過するに要する時間  $t_w$ 、段の面積比  $\varphi_d$  および段より開口端までの排気管長さ  $L$  などである。これらは三つの無次元量  $P$ ,  $\varphi_d$ ,  $2L/a_0 t_w$  に要約できると考えられる。

ここで  $2L/a_0 t_w = 1$  は段および開口端で反射される負圧波が分れている場合であり、 $2L/a_0 t_w = 0$  は両者が全く重なっている場合である。したがつて  $2L/a_0 t_w = 0$  および  $1$  についてエネルギー反射率を求めておけば、その中間の状態は推定できる。

(i)  $2L/a_0 t_w = 0$  の場合 定常流れの関係が段および開口端も含めて、近似的に成立するとみなすことができる。したがつて、段における境界条件は、段の開口端側の状態を考慮することなく求まる。段の開口端側の圧力は外気圧に等しい ( $P_3 = 1$ ) から、(5.6) ~ (5.8) 式は

$$\begin{aligned} P_2^\alpha U_2 &= \varphi_d U_3 \cdot a_0 / a_0' \\ \kappa P_2^\alpha U_2^2 + \varphi_d P_2^{\alpha+2} &= \kappa \varphi_d U_3^2 + \varphi_d \\ \alpha P_2^2 + U_2^2 &= (\alpha + U_3^2) \cdot (a_0' / a_0)^2 \end{aligned}$$

この3式より  $a_0' / a_0$ ,  $U_3$  を消去すれば



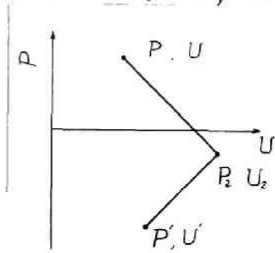
第5.6図 段付排気管のエネルギー反射率  
( $2L/a_0 t_w = 0$ )



$$\alpha (P_2^{\alpha+2} - 1)(P_2^{\alpha+2} + \alpha + 1) \varphi_d^2 + (\alpha + 2)(2P_2^{\alpha+2} + \alpha) \times P_2^\alpha U_2^2 \varphi_d - (\alpha + 2)^2 P_2^{2\alpha+2} U_2^2 = 0 \dots\dots\dots (5 \cdot 13)$$

上式および (5・9) 式から  $P_2, U_2$  が求まる。

エネルギー反射率を計算するにあたり、まず開口端に向う正の圧力波の圧力  $P$  が一定の場合について検討する。正の圧力波が反射されてできる負圧波が任意の一断面を通過するに要する時間は、正圧波のそれよりも短くなる。第 5・5 図のように圧力、速度が  $P, U$  なる正圧波が段に達して、 $P_2, U_2$  となり、 $P', U'$  の負圧波が反射されるとき、任意の一断面を負圧波が通過するに要する時間が、正圧波のそれに対して短くなる割合を簡単に次のように仮定する。



$$\frac{1/(P' - U') + 1/(P_2 + U_2)}{1/(P + U) + 1/(P_2 - U_2)} \quad \text{第5.5図 状態線図}$$

負の反射波の圧力  $P'$ 、流速  $U'$  と境界条件を満す圧力  $P_2$ 、流速  $U_2$  の間には特性方程式から明らかなように

$$U_2 - U' = \alpha (P_2 - P') \dots\dots\dots (5 \cdot 14)$$

また正圧波の圧力  $P$ 、流速  $U$  については

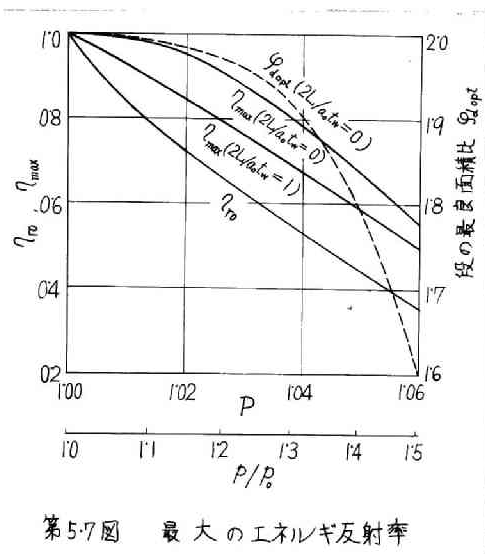
$$U_2 - U = \alpha (P - P_2) \dots\dots\dots (5 \cdot 15)$$

(5・3) 式の関係を保つ正圧波については正の符号をとり、負の反射波については負の符号を用いて代入し  $U, U_2, U'$  を消去すれば

$$P' = 1 + P_2 - P \dots\dots\dots (5 \cdot 16)$$

となり負の反射波の圧力が求まる。

第 5・6 図は  $\alpha = 1.4$  とし、エネルギー反射率を計算した結果である。圧力  $P$  が大きくなるほど正の圧力波のエネルギーの多くが外に放散され、エネルギー反射率  $\eta_r$  は小さくなる。しかし圧力が大きくなるにつれ、直管 ( $\varphi_d = 1$ ) の場合に反射さ



第5.7図 最大のエネルギー反射率

れるエネルギーに対して、段によつて回収されるエネルギーの占める割合は増加する。例えばエネルギー反射率  $\eta_r$  は、 $\varphi_d = 1$  において  $0.352$  ( $P=1.06$ )、 $0.722$  ( $P=1.02$ ) であるが、段付管によつて得られるエネルギー反射率の最大値はそれぞれ  $0.552$ 、 $0.951$  であり、 $\varphi_d = 1$  の場合と比較して、 $56.8\%$  ( $P=1.06$ )、 $31.7\%$  ( $P=1.02$ ) 大きい。したがつて圧力波の圧力がますにつれ、段付排気管の効果は大きくなる。エネルギー反射率は段における断面積の変化による損失と、開口端で外部に放散されるエネルギーとの和が最小となるとき、もつとも大きくなる。これは負の反射波が最大となる状態に相当する。(5.16)式からわかるように、段における圧力  $P_2$  を最小にすれば、負の反射波の圧力  $P'$  も最小になる。正符号の(5.3)式を(5.15)式に代入すれば

$$U_2 = \alpha (2P - P_2 - 1) \dots\dots\dots (5.17)$$

これを(5.13)式に代入して  $U_2$  を消去し、 $\varphi_d$  で微分して

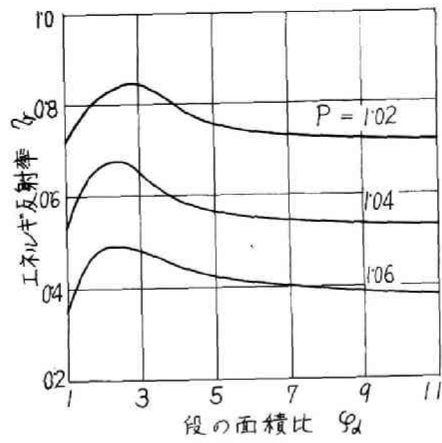
$$\frac{dP_2}{d\varphi_d} = 0$$

とおけば

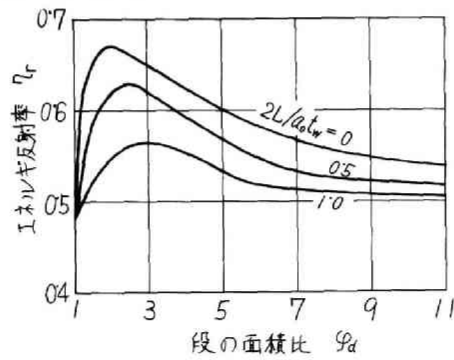
$$2(P_2^{\alpha+2} - 1)(P_2^{\alpha+2} + \alpha + 1)\varphi_d + \alpha(\alpha + 2)P_2^\alpha(2P_2^{\alpha+2} + \alpha)(2P - P_2 - 1)^2 = 0 \dots\dots\dots (5.18)$$

この(5.18)式および(5.13)、(5.17)式より  $P_2$ 、 $U_2$  を消去すれば、 $P_2$  を最小ならしめる、したがつてエネルギー反射率の最大となる面積比  $\varphi_{dopt}$  が求まる。第5.7図にこのようにして求めた正の圧力波の圧力  $P$  に対し、もつとも有効な面積比  $\varphi_{dopt}$  とそのときのエネルギー反射率とを示す。なお比較のため直管 ( $\varphi_d = 1$ ) のエネルギー反射率  $\eta_{r0}$  を併記してある。最良面積比  $\varphi_{dopt}$  は2以下であり、正圧波の圧力  $P$  がますにつれ小さくなる。

(ii)  $2L/a_0t_w = 1$  の場合 段および開口端において反射



第5.8図 段付排気管のエネルギー反射率  
( $2L/a_0 t_w = 1$ )



第5.9図 段付排気管のエネルギー反射率  
(正弦波)

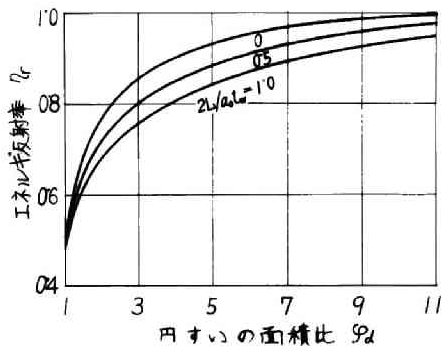
された負圧波のエネルギーの和を用い、エネルギー反射率を求めた。負圧波が任意の一断面を通過するに要する時間は、正圧波のそれよりも短くなるから、その短くなる割合を  $2L/a_0 t_w = 0$  のときと同様にして求めた。第5・8図に示すように、この場合もエネルギー反射率の最大となる面積比が存在する。

$2L/a_0 t_w = 0$  の場合と比べ、段前後における圧力差が少くなり、断面変化による損失が減少するので、エネルギー反射率の最大となる面積比は大きい方に移り、またエネルギー反射率は面積比の変化に対して、あまり鋭敏ではなくなる。しかしながら開口端で放散されるエネルギーの増加、開口端で反射された負圧波の一部が段で再び開口端の方に反射されることなどから、エネルギー反射率は  $2L/a_0 t_w = 0$  のときよりも小さくなっている。なお  $2L/a_0 t_w$  が大きくなるにつれ、負の反射波の継続時間は当然長くなる。第5・7図に正圧波の圧力  $P$  に対する最大のエネルギー反射率を併記してある。エネルギー反射率の最大となる面積比は2～3の範囲にあり、 $P$ の増加とともに小さい方に移っている。また段付排気管の効果は、圧力  $P$ が高くなるにつれて大きくなるが、最大のエネルギー反射率が第5・8図のように、圧力の増大につれて小さくなることは  $2L/a_0 t_w = 0$  の場合と同様である。

(5・1)、(5・2) 式を用い特性曲線法によつて、

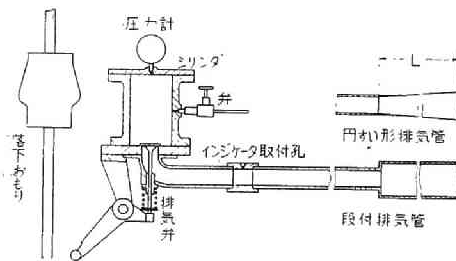
$$\left. \begin{aligned} P &= 1 + 0.05 \sin \frac{\pi}{t_w} t, & U &= 0.25 \sin \frac{\pi}{t_w} t \\ & (0 \leq t \leq t_w) \\ P &= 1, & U &= 0 \quad (t > t_w) \end{aligned} \right\} (5.19)$$

なる正弦波が開口端に向つて伝ばする場合について解析した結果が第5・9図である。解析にあつて衝撃波の発生を見たが、液面前後の状態の間に(5・2)式の関係が近似的に成立するものと仮定し、伝ば速度は液面前後の状態における伝ば速度の平均値をとつた。段付排気管の効果は、負圧波の発生する



L. 円すいの管長と

第5.10図 円すい形排気管のエネルギー反射率  
(正弦波)



第5.11図 実験装置

時期をも考慮せねばならないが、面積比がほぼ  $1.5 \sim 3$  において最良の状態の得られることがわかる。

#### e. 円すい形排気管のエネルギー反射率

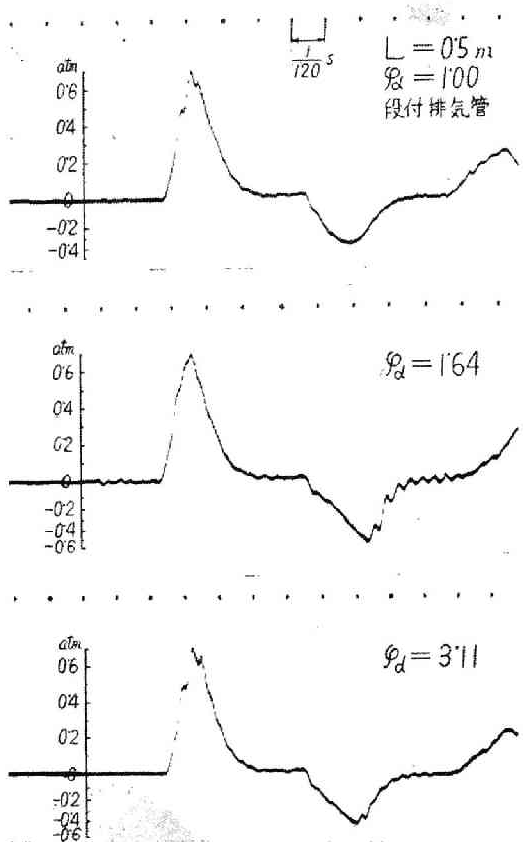
円すい形排気管において反射されずに失われるエネルギーは、開口端で放散されるエネルギー、摩擦損失および衝撃波による損失である。外部に放散されるエネルギーは面積比  $\phi_d$  (円すい管出入口面積比) を大きくするほど少くなり、また衝撃波による損失は円すい管の断面積変化をゆるやかにすれば防ぎ得るが、これらは摩擦損失との関連において考慮されねばならない。円すい形排気管では段付排気管のように簡単に取扱うことができず、また面積比を大きくするほどエネルギー反射率はよくなるので、単に段付排気管との比較にとどめた。(5.19) 式であらわされる正弦波について、(5.1), (5.2) 式を用いて解析した結果が第 5.10 図である。段付排気管と比較し非常に大きいエネルギー反射率を得ることができる。面積比は大きくなるにつれてエネルギー反射率にあまり影響しなくなる。

#### f. 直管のエネルギー反射率

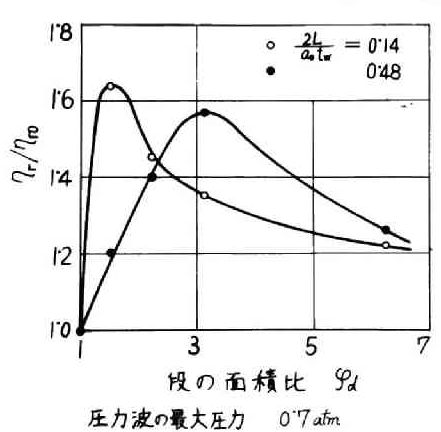
直管のエネルギー反射率  $\tau_{ro}$  は、正の圧力波の圧力のみによつてきまる。第 5.7 図のように圧力が大きくなるにつれエネルギー反射率は減小する。しかし得られる負圧波のエネルギーの絶対値は次第に増加している。

### 5.3 実験装置および実験方法

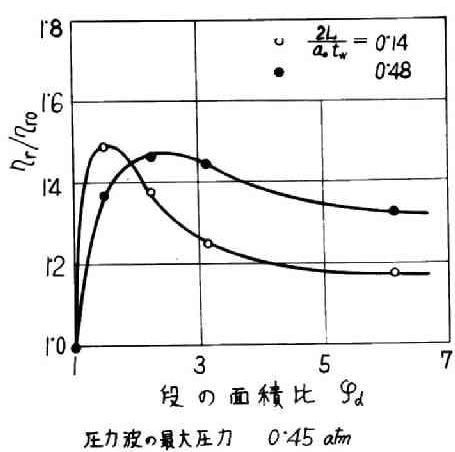
第 5.11 図は実験装置の概要である。すでに第 1 章で述べた装置のシリンダ容積を小さくし ( $2.045 \text{ cm}^3$ )、排気管の先に段付および円すい形排気管を取付けている。弁よりシリンダに圧縮空気を送り、圧力計で圧力を測定後カムの形をした落下おもりを落して、排気弁を一回のみ開閉し、シリンダの空気を排気管に噴出させ、発生する正の圧力波および負の反射波の圧力変化を光電管インシケータを用いて記録する。使用し



第 5.12 図 圧力変化



第 5.13 図 段付排気管のエネルギー反射率



第 5.14 図 段付排気管のエネルギー反射率



た段付および円すい形排気管の長さ  $L$  は  $0.5$  ,  $1.7$  m の 2 種類である。排気弁開口時間は  $0.034$  s であり、正の圧力波および負の反射波を分離して測定できるように、排気弁から排気管の段または円すい管の入口までの長さを  $5.0$  m とし、排気弁の閉止後反射波が排気弁に達するようにしてある。シリンダには  $3.0$  および  $1.9$  atm の圧縮空気を送り、発生した圧力波の最大圧力はそれぞれ  $0.7$  ,  $0.45$  atm である。

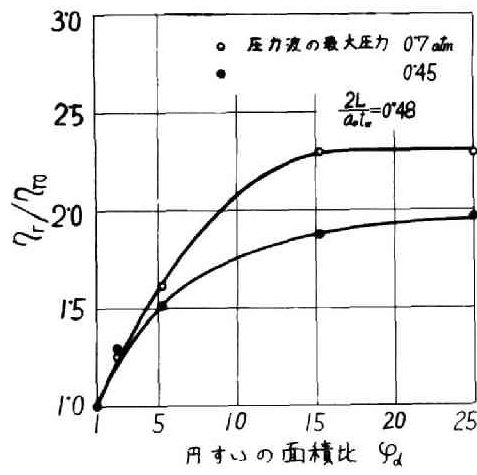
#### 5.4 実験結果

第 5.12 図に測定した圧力変化の一例を示す。正の圧力波のエネルギーは測定した圧力変化より (5.4) 式を用いて求めることができる。負の反射波のエネルギーについては、反射波が圧力の測定位置に達したとき、排気弁は閉じているから、反射波は排気弁のところで閉止端の条件を満たす圧力  $p_s$  になっている。圧力測定位置は排気弁より若干はなれているが、このための誤差はわずかであり測定された圧力が閉止端の圧力  $p_s$  をあらわすとみなしてさしつかえない。したがって測定された圧力より、(3.5)式を用いて反射波のエネルギーを求めることができる。

##### a. 段付排気管

摩擦損失など排気管内の損失がかなり大きいので、段付排気管のエネルギー反射率を、直管のエネルギー反射率  $\eta_{T0}$  との比であらわした結果が第 5.13, 5.14 図である。圧力波の圧力が大きいほど段付排気管の効果は直管と比較して大きくなる。またエネルギー反射率の最大となる面積比についても計算結果と傾向的によく一致している。 $2L/a_0 t_w$  が小さい場合、エネルギー反射率の最大値は大きくなり、また面積比の影響がかなり鋭敏にあらわれる。

##### b. 円すい形排気管



第5.15図 円すい形排気管のエネルギー反射率

円すい管の長さ $l$ を $1.7\text{ m}$ とし、面積比は円すいの拡がり角によつて変えた。測定結果を第5・15図に示す。段付排気管よりさらに大きい効果の期待できることがわかる。面積比をある程度以上大きくしても、あまり効果のないことは計算結果と同じである。このエネルギー反射率がほぼ一定となる面積比は、段付排気管の最良の面積比よりもかなり大きい。

### 5・5 結 言

排気管効果によつてシリンダの掃気の助長をはかるとき、段付および円すい形排気管の使用によつて期待し得る効果を、掃気に対し有効な負の反射波のエネルギーを求めて検討した。その結果、直管、段付排気管、円すい形排気管の順で大きな負圧波が発生し、その負圧波のエネルギーは直管と比べて、段付排気管では $1.5$ 倍、円すい形排気管では $2$ 倍にもなることがわかつた。また段付排気管については段以後開口端までの長さを短くするほど面積比の影響が鋭敏にあらわれること、およびエネルギー反射率の最大となる面積比が存在し、その値が $1.5 \sim 3$ の間にあることがわかつた。円すい形排気管については面積比を大きくするほど有効であるが、大きくなるにつれてエネルギー反射率の改善の割合は少くなる。なお負圧波によつてシリンダの掃気を助長せしめるには、負圧波を発生させる時期について十分考慮しなければならない。この排気管内圧力振動と機関回転速度の同調に関しては第2編第2章に述べる。

### 文 献

- (1) H. O. Farmer, Inst. Mech. Engrs., Proc., Vol. 138, 1938, P. 367.
- (2) S. J. Davis, Engg., Vol. 143, 1937, p. 685, 715; Vol. 149, 1940, p. 515.



- (3) F. J. Wallace & M. H. Nassif, Inst. Mech. Engrs.,  
Proc., Vol. 168, 1954, p. 515.
- (4) F. J. Wallace, Engg., Vol. 178, 1954, p. 524.
- (5) F. J. Wallace & G. Boxer, Inst. Mech. Engrs., Proc.,  
Vol. 170, 1956, p. 1131.



## 第6章 排気圧力の測定

### 6・1 緒 言

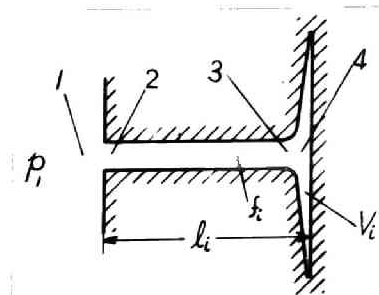
排気圧力の変動はかなり大きく、機関性能に著るしく影響する。また排気タービン過給機関では、排気タービンに対し利用の対象となる排気エネルギーを知り、機関と過給機の適切な組合せを計らねばならない。それゆえ、排気圧力の正確な把握が望まれ、測定精度を高めることが必要になる。圧力の測定に使用されるインシケータの受圧板は、排気圧力が比較的<sup>(1)</sup>低く、大きい電氣的な出力を取出すことが困難なため、燃焼圧力の測定に用いられるものよりも、大形になっている。このためインシケータ継手の通路、受圧板の部分の容積からなる振動系の固有振動数はかなり低く、低圧用インシケータについてその値を計算すると $1000 \text{ c/s}$  以下のものもみうけられ、急激な圧力変化に追従できず、測定誤差を生じるとともに、継手の振動系において、固有振動の起る恐れがある。この章では、継手通路が測定精度に及ぼす影響ならびに固有振動が発生した場合の処置について述べる。

### 6・2 排気圧力測定に及ぼすインシケータ継手の影響

#### a. 計算方法

第6・1図に示すように、継手の長さ、断面積を $l_1, f_1$ 、受圧板の部分の容積を $V_1$ とし、次の添字をもって各部の状態をあらわす。

- 添字 0 : 基準状態
- 1 : 継手の外の状態
- 2 : 継手の外側の端の状態



第6・1図





3 : 継手の受圧板側の端の状態

4 : 受圧板における状態

計算にあたってまず次の仮定をもうける。

(1) 継手内の流れは一次元流れであり、摩擦損失、外部との熱交換などはない。

(2) 受圧板の部分の容積内における状態は一様であり、流速は無視できる。また状態変化は断熱変化の関係で近似できる。

(3) 継手内の圧力波の伝ば速度は一定で、基準音速  $a_0$  に等しい。

継手内の特性方程式は (2・19) 式から明らかに

$$dU = \pm \alpha dP \dots\dots\dots (6 \cdot 1)$$

継手内の状態はこの特性方程式を境界条件を用いて解けば与えられる。継手の外側の端における境界条件は、

インジェクタに流入する場合はエネルギーの式より

$$\alpha P_1^2 = \alpha P_2^2 + U_2^2 \dots\dots\dots (6 \cdot 2)$$

インジェクタより流出する場合は、継手の端の圧力  $P_2$  が外の圧力  $P_1$  に等しいから

$$P_1 = P_2 \dots\dots\dots (6 \cdot 3)$$

継手の受圧板側の端における境界条件は、継手より受圧板側に流入する場合

$$P_3 = P_1 \dots\dots\dots (6 \cdot 4)$$

受圧板側より継手の方に流出する場合

$$\alpha P_3^2 + U_3^2 = \alpha P_1^2 \dots\dots\dots (6 \cdot 5)$$

つぎに受圧板側の端の流量に関する境界条件を求める。受圧板の部分に流入するガス量は

$$V_1 \frac{d\rho_1}{dt} = f_1 \rho_3 u_3 \dots\dots\dots (6 \cdot 6)$$

一方受圧板の部分における状態は断熱変化の関係であらわすと、



$$p_4 / \rho_4^\kappa = \text{一定}$$

したがって

$$\frac{\kappa}{\rho_4} \frac{d\rho_4}{dt} = \frac{1}{p_4} \frac{dp_4}{dt} \dots\dots\dots (6 \cdot 7)$$

(6・7)式を(6・6)式に代入すれば

$$\frac{1}{p_4} \frac{dp_4}{dt} = \frac{\kappa f_1}{V_1} \frac{\rho_3}{\rho_4} u_3$$

$\rho_3 = \rho_0 (p_3/p_0)^{1/\kappa}$ ,  $\rho_4 = \rho_0 (p_4/p_0)^{1/\kappa}$  を代入すれば

$$\frac{1}{p_4} \frac{dp_4}{dt} = \frac{\kappa f_1 a_0}{V_1} \cdot \frac{(p_3/p_0)^{1/\kappa}}{(p_4/p_0)^{1/\kappa}} \frac{u_3}{a_0} \dots\dots\dots (6 \cdot 8)$$

一方

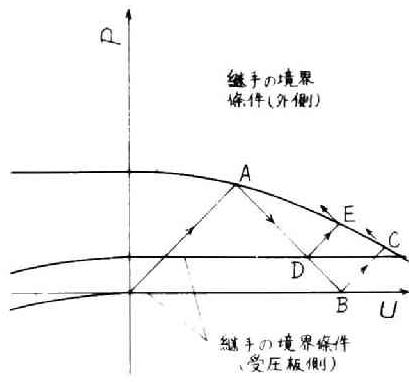
$$\frac{1}{p_4} \frac{dp_4}{dt} = \frac{2\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{1}{(p_4/p_0)^{\kappa-1/2\kappa}} \frac{d(p_4/p_0)^{\kappa-1/2\kappa}}{dt} \dots\dots\dots (6 \cdot 9)$$

であるから、この2式より次式が求まる。

$$\frac{dP_4}{d(t a_0/l_1)} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{f_1 l_1}{V_1} \cdot P_3^\alpha P_4^{1-\alpha} U_3 \dots\dots\dots (6 \cdot 10)$$

上式が流量に関する境界条件である。特性方程式(6・1), 境界条件(6・2)~(6・5), (6・10)式からわかるように、角速度 $\omega$ で周期的に変化する圧力 $p_1$ に対し、 $2\pi a_0/\omega l_1$ ,  $V_1/f_1 l_1$ が等しければ、受圧板に加えられる圧力変化は全く同じ形になる。したがって受圧板のうける圧力は一つの既知の状態より推定できる。

継手の外の圧力 $p_1$ が、はじめ一定であつて、急にある値に変化し、以後その圧力に保たれるような変化を考えると、時間軸に無次元化された $t a_0/l_1$ を用いれば、受圧板のうける圧力変化の形は $V_1/f_1 l_1$ によつてのみ変化することがわかる。 $p_1$ の圧力変化が



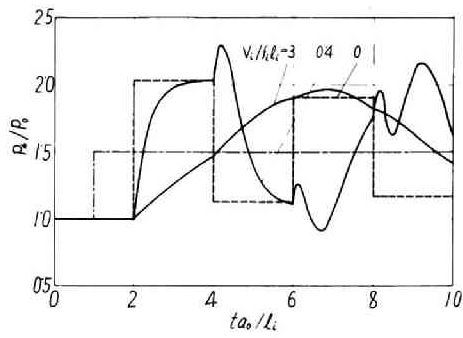
第6-2図 状態線図

$$\left. \begin{aligned} p_1 / p_0 &= 1 & (l a_0 / l_1 < 1) \\ p_1 / p_0 &= 1.5 & (l a_0 / l_1 \geq 1) \end{aligned} \right\} \dots (6.11)$$

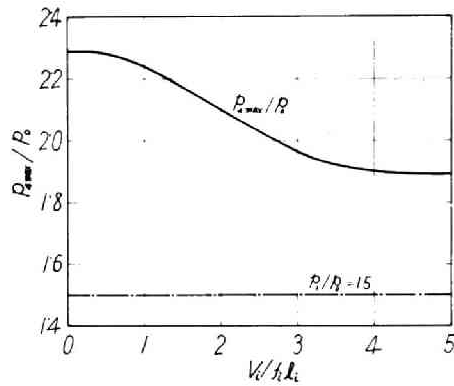
なる場合について、 $\alpha = 5$  ( $\kappa = 1.4$ )として受圧板に加えら  
れる圧力変化を求め、継手の影響を簡単に検討することとし  
た。

計算方法は、第6.2図に示すように、まず状態線図(P-U  
平面)をえがき、 $P_1 = 1.5^{1/7}$ における(6.2)、(6.3)式  
の境界条件を書き入れる。P, U軸の目盛の尺度を $\alpha : 1$ に  
しておけば(6.1)の特性方程式の勾配は $\pm 45^\circ$ になる。計  
算は逐次計算による。まず圧力波が継手を一往復する時間  
 $2l_1/a_0$ を適当に等分し、その等分された微小時間の間は、  
ガスの継手への流出入が一様な状態で行われるとする。

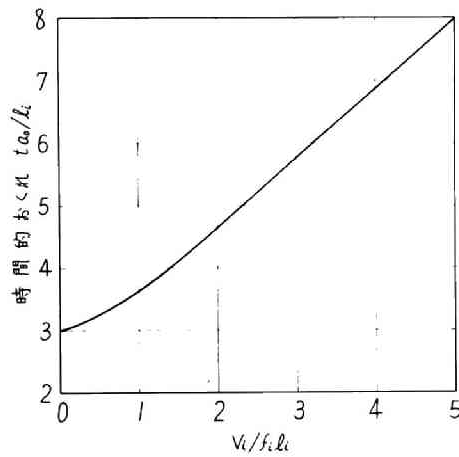
$l a_0 / l_1 = 1$ からはじまる最初の時間区分では、静止状態に  
ある継手に流入が行われるから、継手の外側の端に作られる  
状態は、第6.2図の $P = 1, U = 0$ なる点を通り軸と $45^\circ$   
の傾きをもつ線を引けば、(6.2)、(6.3)式であらわされる  
曲線との交点Aによつて与えられる。継手の端に生じたこの  
圧力波が、継手の受圧板側の端に達したときの圧力 $P_3$ 、流速  
 $U_3$ は、点Aを通る今一つの特性曲線を引き、 $P_1 = 1$ における  
(6.4)、(6.5)の境界条件式をあらわす曲線との交点Bを  
求めれば、その点Bの状態によつて与えられる。したがつて  
最初の時間区分における $P_1$ の変化は点Bであらわされる $P_3$ 、  
 $U_3$ を用い(6.10)式で計算できる。次の時間区分における流  
入の状態は、最初の時間区分における流入によつて $P_1$ が若干  
変化しているから、変化後の $P_1$ に対する境界条件を求めれば、  
点Aを通る特性曲線との交点Dによつて与えられる。順次計  
算を進め、最初の時間区分で生じた圧力波が継手の外側の端  
に反射されてもどつて来たときの状態は、点Bを通るもう一  
つの特性曲線と外側の端における境界条件を示す曲線との交  
点Cによつて与えられる。同様に次の時間区分における状態



第 6-3 回 圧力  $P/P_0$  が 1.0 より 1.5 に急に変化するとき、受圧板に与えられる圧力変化



第 6-4 回 受圧板に与えられる最大圧力  $P_{max}/P_0$  と  $V_i/a_0$  の関係



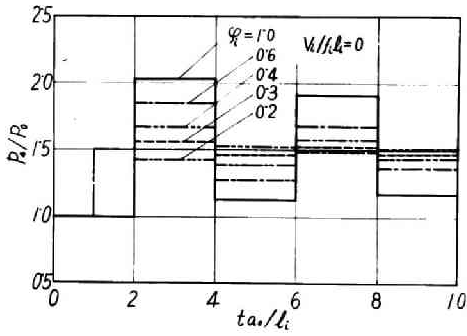
第 6-5 回 受圧板に与えられる圧力が最大に達するまでの時間のおくれと  $V_i/a_0$  の関係

は点Eで示される。この計算を繰返えせば受圧板に加わる圧力 $P_1$ の変化を求めることができる。

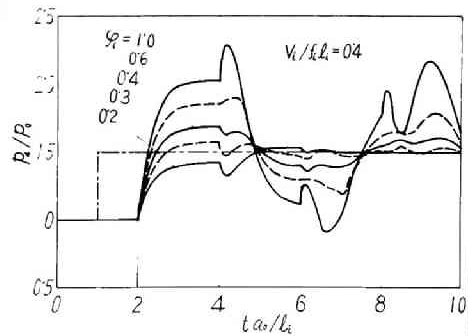
#### b. 継手の影響

第6.3図は $p_1/p_0$ が1より1.5に急に変化するとき、受圧板に与えられる圧力変化を求めた結果である。同図の一点鎖線が $p_1/p_0$ の変化である。継手内ガスの慣性効果によつて、受圧板に加えられる圧力は必ず実際の圧力より高くなる。発生する圧力振動の振動数は $V_1/f_1 l_1$ の増加とともに低くなる。最大圧力は $V_1/f_1 l_1$ が大きくなるにつれ実際の圧力に近づくが、圧力変化の時間的おくれは著るしく大きくなる。第6.4図にこれら最大圧力 $P_{\max}/p_0$ と $V_1/f_1 l_1$ の関係を、第6.5図に継手の外の圧力 $p_1/p_0$ が変化してから、受圧板に加わる圧力が最大値に達するまでの時間的おくれを示す。 $V_1/f_1 l_1$ が小さくなるにつれ、最大圧力の生じる位置は、最初の圧力波が受圧板に達して反射され、それが再び継手の外側の端で反射され受圧板に達するとき近づき、しかし最大圧力の継続する時間は短くなり $V_1/f_1 l_1 = 0$ で0となる。したがつて最大圧力 $P_{\max}/p_0$ は、第6.4図では $V_1/f_1 l_1 = 0$ において2.29となつてゐるが、その継続時間が0のため、第6.3図の圧力変化には、この最大値はあらわれない。 $V_1/f_1 l_1$ のいずれの場合においても固有振動が発生する。その波形は $V_1/f_1 l_1$ が大きくなるにつれ複雑な形より正弦波に似た形に近づく。時間的おくれは第6.5図の縦軸の単位が $ta_0/l_1$ であることからわかるように、継手の長さ $l_1$ を短くすることにより軽減される。したがつて継手の長さを短くし、さらに $V_1/f_1 l_1$ を小さくするため継手の断面積 $f_1$ をできるだけ大きくして、時間的おくれを減少せしめ、最大圧力については、継手の慣性効果を適当に制御して実際の圧力に近づけ、測定精度の向上をはかるべきである。

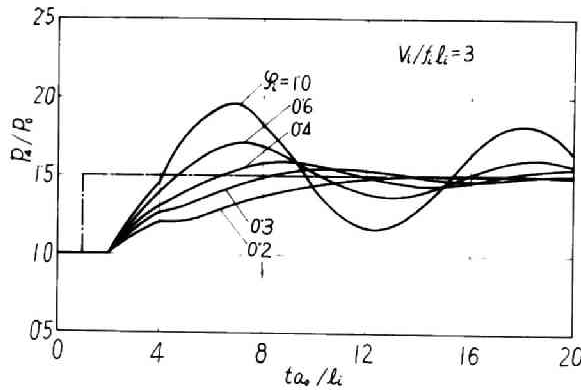
受圧板に加わる最大圧力を実際の圧力に近づけ、また固有



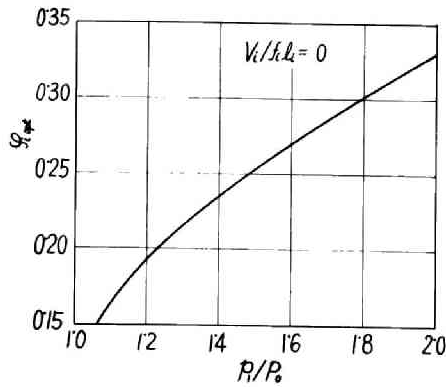
第6-6図 継手における絞りの効果 ( $V_i/f_i l_i = 0$ )



第6-7図 継手における絞りの効果 ( $V_i/f_i l_i = 0.4$ )



第6-8図 継手における絞りの効果 ( $V_i/f_i l_i = 3$ )



第6-9図 圧力  $R/R_0$  が 1.0 から急に変化するときの圧力と最良の絞り面積比  $\phi_{opt}$  の関係



振動の発生を防止するには、継手に抵抗を与えて流速を弱め、慣性効果を減衰させればよい。継手を細くすると摩擦抵抗を大きくできるが、固有振動数の低下がいちじるしくなる。したがって継手を細い管に細分して摩擦抵抗をますか、絞りを使用して抵抗を与えねばならない。継手の摩擦抵抗、絞りの抵抗ともに類似した結果を示すから、ここでは取扱いを簡単にするため、継手の外側の端に絞りを取付けた場合について考察する。絞りにおける境界条件は、第2章のノズルおよび排気弁における境界条件と全く同一である。流速がすべて亜音速の場合について求めると、継手に流入する場合は排気弁の境界条件(2・29)式より

$$\varphi_1 \psi_1 \frac{\sqrt{P_1^2 - P_2^2}}{1 + (1 - \psi_1^2) \left\{ \left( \frac{P_1}{P_2} \right)^2 - 1 \right\}} = \frac{\sqrt{\alpha P_1^2 U_2}}{\alpha P_1^2 - U_2^2} \dots\dots\dots (6 \cdot 12)$$

ここで  $\varphi_1$  : 絞り・継手面積比

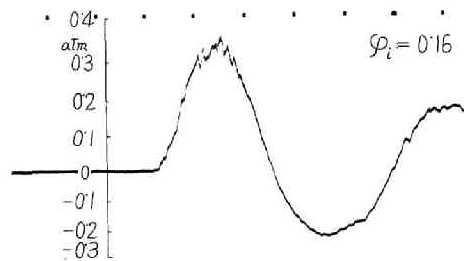
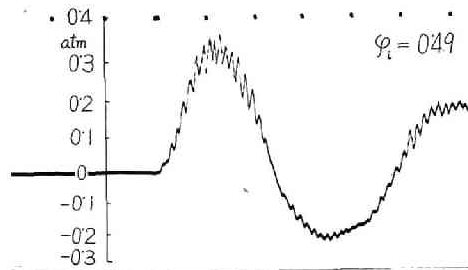
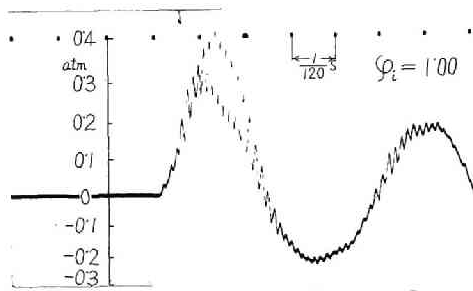
$\psi_1$  : 絞りの速度係数

継手より流出する場合はノズルの境界条件(2・40)式より

$$\frac{\varphi_1 \psi_1 \sqrt{\alpha (P_2^2 - P_1^2) + U_2^2}}{1 + \frac{(1 - \psi_1^2)}{\alpha P_1^2} \{ \alpha (P_2^2 - P_1^2) + U_2^2 \}} \left( \frac{P_1}{P_2} \right)^\alpha = U_2 \dots\dots\dots (6 \cdot 13)$$

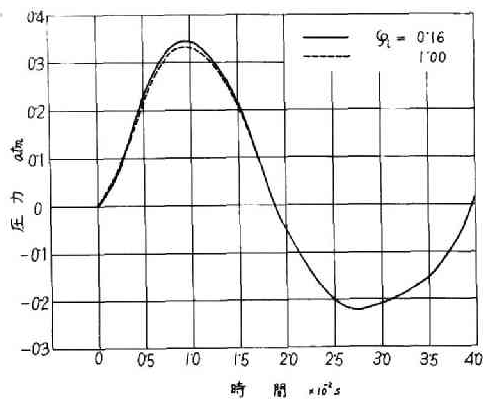
計算にあたっては、(6・2)、(6・3)式の代りに(6・12)、(6・13)式の境界条件を用いればよい。

第6・6、6・7、6・8図にそれぞれ  $V_1/f_1 l_1 = 0, 0.4, 3$  における継手の絞りの影響を示す。第6・6図の  $V_1/f_1 l_1 = 0$  においては、受圧板に加えられる圧力が直ちに継手の外の圧力と等しくなる面積比がある。この面積比は与えられる圧力変化によつて変る。 $p_1/p_0$  が1から変化するときの圧力とこの面積比の関係を示す。同図からわかるように変動



$V_i / f_i l_i = 0.47$ , 継手長さ 68.5 mm

第6.10図 圧力変化(絞りの効果)



第6.11図 圧力変化の比較(第6.10図の圧力変化と機軸振動の  
中実もどつて書きかえたもの)

する全圧力の領域にわたつて有効な面積比を求めることは不可能である。 $V_1/f_1 l_1 = 0.4$ においても、受圧板のうける圧力が、継手の外の圧力にはほぼ追従する面積比が認められる。最大圧力に達するまでの時間的なおくれは、面積比によつてあまり変化しない。 $V_1/f_1 l_1 = 3$ の第6.8図においては、絞りの面積比を小さくするほど最大圧力は外の圧力に近づくが、時間的なおくれはいちじるしく大きくなる。絞りなど抵抗による継手の慣性効果の減衰は、 $V_1/f_1 l_1$ が小さい場合有効であり、受圧板に加えられる圧力を実際の圧力変化に近づけ、固有振動の発生をも防止できる。しかし $V_1/f_1 l_1$ が大きくなるにつれ、抵抗の効果は少くなる。

圧力変化の測定においては、継手の固有振動数を圧力変化の振動数より十分高くしてあるから、圧力変化に含まれる高次の振動に対する測定誤差、固有振動の発生が問題になる。第2章で述べた装置において、測定された圧力変化に固有振動が認められるとき、絞りの効果を歪線インジケータを用いて求めた結果が第6.10図である。圧力変化に含まれる周期の短い振動が固有振動であつて、継手の外側の端に取付けた絞りの面積比 $\phi_1$ を小さくするにつれ、その振巾は減少する。固有振動の周期は、排気管内圧力の変化時間よりも十分短いから、絞りによる時間的なおくれの影響は認められず、第6.11図に示すように、圧力変化には固有振動以外の相違を生じない。

### 6 - 3 継手の周波数特性

#### a. 音響学的周波数特性の計算法

圧力変化を微小変化とみなせば、継手の周波数特性は音響学的な取扱によつて容易に求まる。継手内の状態は、左右に伝ばする圧力波の合成としてあらわされる。圧力波の伝ば速度を $a_0$ 一定と仮定しているから、継手内の任意の断面におけ



る圧力  $P$  は、左右に伝ばする圧力波をフーリエ級数で示すと次のようになる。

$$P - 1 = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ A_{0n} \cos n\omega \left( t - \frac{x_1}{a_0} \right) + A_{sn} \sin n\omega \left( t - \frac{x_1}{a_0} \right) \right\} \\ + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ B_{0n} \cos n\omega \left( t + \frac{x_1}{a_0} \right) + B_{sn} \sin n\omega \left( t + \frac{x_1}{a_0} \right) \right\} \dots\dots\dots (6 \cdot 14)$$

ここで  $A_{0n}, A_{sn}, B_{0n}, B_{sn} (n = 1, 2, \dots)$  は定数、 $x_1$  : 継手の外側の端より継手に沿つて測つた距離、 $\omega$  : 角速度

左右に伝ばする圧力波の圧力  $P$  と流速  $U$  の間には、(6・1) 式を積分すればわかるように、

$$U = \pm \alpha (P - 1) \dots\dots\dots (6 \cdot 15)$$

の関係があるから、<sup>(任意の断面の)</sup>流速  $U$  をフーリエ級数であらわすと

$$U = \alpha \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ A_{0n} \cos n\omega \left( t - \frac{x_1}{a_0} \right) + A_{sn} \sin n\omega \left( t - \frac{x_1}{a_0} \right) \right\} \\ - \alpha \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ B_{0n} \cos n\omega \left( t + \frac{x_1}{a_0} \right) + B_{sn} \sin n\omega \left( t + \frac{x_1}{a_0} \right) \right\} \dots\dots\dots (6 \cdot 16)$$

受圧板に加えられる圧力  $P_1$  をフーリエ級数であらわすと

$$P_1 - 1 = \sum_{n=1}^{\infty} (C_{0n} \cos n\omega t + C_{sn} \sin n\omega t) \dots\dots\dots (6 \cdot 17)$$

ここで  $C_{0n}, C_{sn} (n = 1, 2, \dots)$  は定数

音響学的に取扱う故、継手の外側の端における境界条件は、継手の端の圧力が外の圧力に等しいことから求まる。ここでは端の条件に、絞りなど継手に与える抵抗をも含めるものとし、次式であらわす。

$$\alpha P_2 + r U_2 = \alpha P_1 \dots\dots\dots (6 \cdot 18)$$

ここで  $r$  : 抵抗をあらわす係数



継手の受圧板側の端における境界条件は、端の圧力が受圧板の部分の容積内における圧力に等しいから、

$$P_3 = P_4 \quad \dots\dots\dots (6 \cdot 19)$$

受圧板側の端における流量に対する境界条件は、(6・10)式に(6・19)式を代入し、微小波故  $P_4 = 1$  とおけば、

$$\frac{dP_4}{dt} = \frac{f_1 a_0}{\alpha V_1} U_3 \quad \dots\dots\dots (6 \cdot 20)$$

継手の外に与えられる圧力変化を

$$P_1 - 1 = \sum_{n=1}^{\infty} (\Delta P_{cn} \cos n\omega t + \Delta P_{sn} \sin n\omega t) \quad \dots\dots\dots (6 \cdot 21)$$

ここで、 $\Delta P_{cn}$ ,  $\Delta P_{sn}$ , ( $n = 1, 2, \dots$ ) は定数とすると、受圧板に加えられる圧力  $P_4$  は、(6・18) ~ (6・20) 式の境界条件に(6・14), (6・16) (6・17), (6・21) 式を代入し、定数  $C_{cn}$ ,  $C_{sn}$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) を決定すれば与えられる。定数はそれぞれ次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} A_{cn} &= \frac{r D_n^2 + E_n^2}{r^2 D_n^2 + E_n^2} \cdot \frac{\Delta P_{cn}}{2} + \frac{(1-r) D_n E_n}{r^2 D_n^2 + E_n^2} \cdot \frac{\Delta P_{sn}}{2} \\ A_{sn} &= -\frac{(1-r) D_n E_n}{r^2 D_n^2 + E_n^2} \cdot \frac{\Delta P_{cn}}{2} + \frac{r D_n^2 + E_n^2}{r^2 D_n^2 + E_n^2} \cdot \frac{\Delta P_{sn}}{2} \\ B_{cn} &= \frac{E_n^2 - r D_n^2}{r^2 D_n^2 + E_n^2} \cdot \frac{\Delta P_{cn}}{2} - \frac{(1+r) D_n E_n}{r^2 D_n^2 + E_n^2} \cdot \frac{\Delta P_{sn}}{2} \\ B_{sn} &= \frac{(1+r) D_n E_n}{r^2 D_n^2 + E_n^2} \cdot \frac{\Delta P_{cn}}{2} + \frac{E_n^2 - r D_n^2}{r^2 D_n^2 + E_n^2} \cdot \frac{\Delta P_{sn}}{2} \\ C_{cn} &= \frac{E_n}{r^2 D_n^2 + E_n^2} \cdot \Delta P_{cn} - \frac{r D_n}{r^2 D_n^2 + E_n^2} \cdot \Delta P_{sn} \\ C_{sn} &= \frac{r D_n}{r^2 D_n^2 + E_n^2} \cdot \Delta P_{cn} + \frac{E_n}{r^2 D_n^2 + E_n^2} \cdot \Delta P_{sn} \end{aligned} \right\} \dots\dots (6 \cdot 22)$$





$$(n = 1, 2, \dots)$$

ここで

$$D_n = \sin \frac{n \omega l_1}{a_0} + \frac{n \omega V_1}{a_0 f_1} \cos \frac{n \omega l_1}{a_0}$$

$$E_n = \cos \frac{n \omega l_1}{a_0} - \frac{n \omega V_1}{a_0 f_1} \sin \frac{n \omega l_1}{a_0}$$

$$(n = 1, 2, \dots)$$

したがって受圧板に加えられる圧力変化は、 $C_{cn}$ ,  $C_{sn}$  を (6・17) 式に代入すれば求まる。継手の外に与えられる圧力変化を

$$P_1 = 1 + \Delta P \sin \omega t \dots \dots \dots (6 \cdot 23)$$

なる正弦波とすれば、定数  $C_{cn}$ ,  $C_{sn}$  は

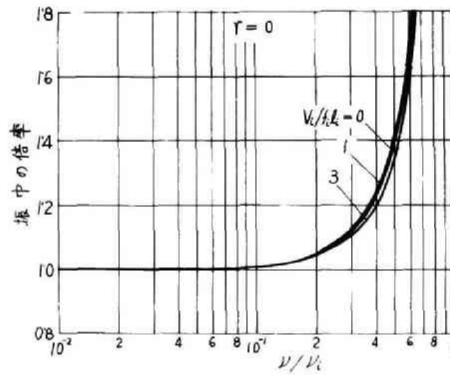
$$\left. \begin{aligned} C_{c1} &= -\frac{r D_1}{r^2 D_1^2 + E_1^2} \Delta P \\ C_{s1} &= \frac{E_1}{r^2 D_1^2 + E_1^2} \Delta P \\ C_{cn} &= C_{sn} = 0 \quad (n \geq 2) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6 \cdot 24)$$

上式を (6・17) 式に代入すれば

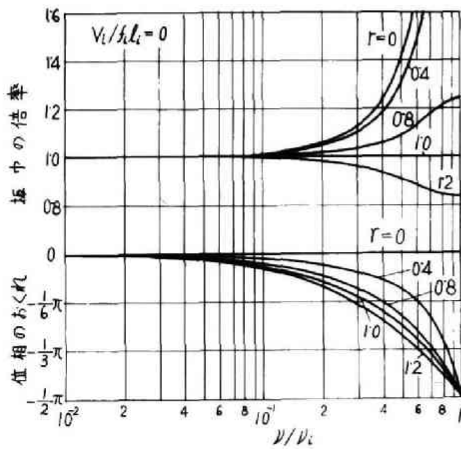
$$\left. \begin{aligned} P_1 &= 1 + \frac{\Delta P}{\sqrt{r^2 D_1^2 + E_1^2}} \sin (\omega t + \theta_1) \\ \theta_1 &= \tan^{-1} \left( -\frac{r D_1}{E_1} \right) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6 \cdot 25)$$

(6・23) 式と比べればわかるように測定される圧力変化は実際の圧力と等しくならない。振巾の倍率、位相のおくれ  $\theta_1$  は次のようになる。

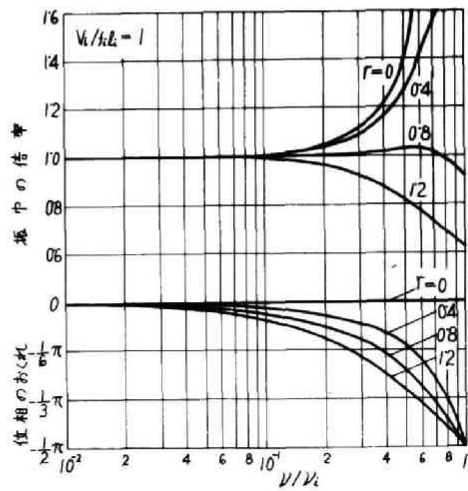
$$\text{振巾の倍率} = \frac{1}{\sqrt{\left( \sin \frac{\omega l_1}{a_0} + \frac{\omega V_1}{a_0 f_1} \cos \frac{\omega l_1}{a_0} \right)^2 r^2 + \left( \cos \frac{\omega l_1}{a_0} - \frac{\omega V_1}{a_0 f_1} \sin \frac{\omega l_1}{a_0} \right)^2}} \dots \dots \dots (6 \cdot 26)$$



第6-12図 継手の周波数特性



第6-13図 継手の周波数特性に及ぼす絞りの影響 ( $V_1/kL=0$ )



第6-14図 継手の周波数特性に及ぼす絞りの影響 ( $V_1/kL=1$ )

$$\theta_1 = \tan^{-1} \left\{ \frac{r \left( \sin \frac{\omega l_1}{a_0} + \frac{\omega V_1}{a_0 f_1} \cos \frac{\omega l_1}{a_0} \right)}{\cos \frac{\omega l_1}{a_0} - \frac{\omega V_1}{a_0 f_1} \sin \frac{\omega l_1}{a_0}} \right\} \dots\dots\dots (6 \cdot 27)$$

継手における損失、抵抗のない場合は、 $r = 0$ であるから、

$$\text{振巾の倍率} = \frac{1}{\left| \cos \frac{\omega l_1}{a_0} - \frac{\omega V_1}{a_0 f_1} \sin \frac{\omega l_1}{a_0} \right|} \dots\dots\dots (6 \cdot 28)$$

なおこのときは位相のおくれを生じない。実際の場合、継手における摩擦損失、(6・2)、(6・5)式に示されるように継手に流入するときの抵抗のため、 $r = 0$ の状態は存在せず、したがって位相のおくれがある。

継手の固有振動数 $\nu_1$ は(6・28)式の分母を0とおけば、次式で与えられる。

$$\frac{2 \pi \nu_1 l_1}{a_0} \tan \frac{2 \pi \nu_1 l_1}{a_0} = \frac{l_1 f_1}{V_1} \dots\dots\dots (6 \cdot 29)$$

b. 継手の抵抗が周波数特性に及ぼす影響

(6・29)式からわかるように継手の固有振動数 $\nu_1$ は $V_1/f_1 l_1$ の増加とともに低くなる。継手の外に与えられる周期的圧力変動の振動数を $\nu$ とし、継手の周波数特性を求めると第6・12図になる。振動数が固有振動数の $1/10$ 以上になると振巾の倍率はかなり大きくなる。圧力変化の測定にあたっては、継手の固有振動数を十分高くするが、圧力変化に含まれる高次の振動の影響は避けられないと思われる。継手の端に絞りを付けるなど継手に適当な抵抗を与えると周波数特性は第6・13、6・14図のようになる。 $V_1/f_1 l_1 = 0$ の第6・13図においては、抵抗をあらわす係数 $r = 1$ の場合、振巾の倍率に変化はなく、第6・14図の $V_1/f_1 l_1 = 1$ においては、振巾の倍率があまり変化しない $r$ の値がある。しかし位相のおくれはいずれの場合もかなり大きい。したがって絞りを取りつける



など、継手に適当な抵抗を与えれば、振巾に関しては測定値の正確さを期待できる。しかし位相のおくれがかなり大きくなるから、振巾の誤差、位相のおくれ両者の影響を考慮しなければならぬ。実際の圧力測定にあたっては第6・11図に示したように、固有振動が発生するため、振巾の減衰が重要になり、また固有振動の周期が圧力の変化時間よりも十分短いので、位相のおくれはあまり問題にならない。

#### 6・4 結 言

排気圧力の測定にさいして、継手の及ぼす影響を求めた。その結果測定精度を高めるには次の点を考慮せねばならぬことがわかった。

(1) 継手の長さを短く、断面積を大きくすること、すなわち継手、受圧板の部分の容積からなる振動系の固有振動数を高め、圧力変化の振動数の10倍以上にすれば測定誤差を生じない。

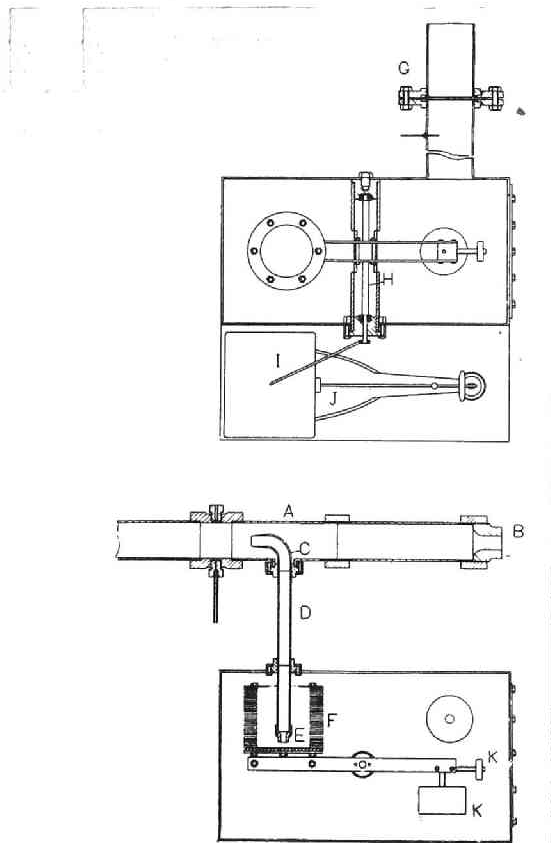
(2) 絞りなど適当な抵抗を与え、継手の慣性効果を弱めれば、圧力変化の振巾に関するかぎり測定精度を高めることができる。しかし位相のおくれが大きくなるので、慣性効果の制御にあたっては振巾の誤差、位相のおくれの両者の影響を考慮しなければならない。

(3) 測定された圧力変化に固有振動の発生が見られるときは、継手に絞りを設けるなど適当な抵抗を与えれば、固有振動の減衰を計ることができる。この場合固有振動の周期が圧力の変化時間より十分短かければ位相のおくれは問題にならない。

注

(1) 継手の管端補正 ( $0.82 \times$  継手半径)を行つて(6・29)式より固有振動数を求めると

歪線インジケータ (共和無線PF-02型)	490	C/S (15°C)
光電管インジケータ	610~920	C/S (15°C)



第11圖 測定装置

## 第 2. 編 実 際 機 関 に よ る 研 究

### 第 1 章 排 気 タ ー ビ ン 入 口 に お け る 排 気 有 効 エ ネ ル ギ の 測 定

#### 1・1 緒 言

排気タービン過給ディーゼル機関において、排気タービンに対して利用の対象となるタービン入口の排気有効エネルギーを測定することは、排気タービンの効率あるいは機関と過給機の組合せの適合性などを知る上にも必要である。しかし動圧過給方式の機関では排気有効エネルギーの大部分が排気吹出しエネルギーとして与えられる関係上、排気の流れが脈動しており、排気有効エネルギーを測るには排気タービン前の排気ガス圧力、温度、流量の瞬間値を測定せねばならず、非常な困難を伴う。この章では、排気タービンに流入するのと相似な状態で、排気タービンに近い排気管の一部より排気ガスを抽出して外部に噴出させ、その噴出ガスの運動量および流量の平均値を測定して噴出速度を求めれば、排気ガス温度、流量などの瞬間値を測定することなく、容易にタービン入口の排気有効エネルギーを知ることができると考えられるので、かかる方法について検討する。

#### 1・2 測 定 方 法

##### a. 測 定 装 置

第 1・1 図 は 使 用 し た 装 置 の 概 要 で あ る 。 四 サ イ ク ル ・ デ ィ ーゼル機関（単シリンダ、シリンダ直径×行程 140mm×200mm）に取付けられた排気管（直径 53mm）A の先端に排気タービンに相当するノズル B を設けた。排気管の一部に排気管と平行





に取付けられた抽出口 C より排気ガスの一部を抽出し、導入管 D を経て排気タービンに相似な計測用ノズル E から、箱の中におさまられたかご形衝動板 F に向つて噴出させる。噴出ガスは直角に曲げられ衝動板上のアルミニウム円環の間を通つてかご形衝動板をはなれ、その運動量を衝動板に与える。抽出された排気ガスの流量は、箱の中で圧力の脈動を静められた後、オリフィス G によつて測定される。計測用ノズル出口には流量測定のため、若干の背圧がかかっているが、その値は排気タービンの背圧程度になるよう考慮した。かご形衝動板は 2 個の玉軸受で支えられた軸 H のまわりに自由に回転でき、噴出ガスの運動量は軸端に取付けられた腕 I を介して、台秤 J により推力として測定される。かご形衝動板は直径 120 mm の衝動板上に黄銅金網 2 3 枚を重ね、さらにアルミニウム円環（外径 120 mm、内径 80 mm）を座金を用いて 1 mm 間隔に 6 枚、2 mm 間隔に 3 2 枚、締めつけて作られている。またかご形衝動板、腕 I および釣合おもり K を含めた全体の重心を、釣合おもりによつて軸 H の中心にほとんど一致するよう調整し、台秤 J にはかご形衝動板のわずかな重さのみがかかるようにしてあり、1 g の推力をも検出できる。なおかご形衝動板、釣合おもりの慣性モーメントが大きいから、噴出ガスの脈動によつて起る衝動板の振動の振巾はきわめて小さい。

単位重量あたりの排気有効エネルギー  $E_{ag}$  は、台秤で測定された推力  $Y$  を用いれば次式で与えられる。

$$E_{ag} = \frac{1}{2g} \left( \frac{Yg}{G_g} \right)^2 = \frac{Y^2g}{2G_g^2} \dots\dots\dots (1 \cdot 1)$$

ただし  $G_g$  : 抽出した排気ガス流量

ここで測定した排気有効エネルギーは、噴出ガスの平均の運動量から算出されているので、噴出速度および流量の瞬間値を用いて有効エネルギーの時間的分布を求め、それを積分して

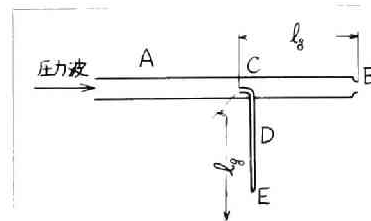


得られる有効エネルギーの平均値よりも若干小さくなる。しかしその誤差はわずかであり、また排気タービンを1段衝動タービンとすれば、排気有効エネルギーは運動量の形でタービンに移されるから、運動量の平均値を用いて有効エネルギーを求める方が妥当であるとも考えられる。

b. 相似の条件

排気ガスを抽出するさい、計測用ノズル入口の状態は排気タービンノズル入口の状態と同じでなければならない。しかしかかる状態を一つの計測用ノズルで作ることは困難であるから、排気タービンをノズルに置換えて相似の状態を作ることとした。排気ガスの抽出口より排気タービン側の損失の相違を考慮しなければ、圧力波が抽出口よりノズルに達するまでの時間およびノズルにおける圧力波の反射の状態を等しくすることが、満されねばならぬ相似の条件になる。したがって導入管長さを抽出口よりノズルまでの排気管長さに、また計測用ノズル・導入管面積比をノズル・排気管面積比に等しくすれば、排気タービンに流入するのと同じ状態の排気ガスを抽出できる。

抽出ガスの状態が相似の状態からはずれた場合の影響を、第1・2図のように無限に長い排気管を排気タービンに相当するノズルBに向つて、無次元化した圧力Pおよび流速Uがそれぞれ



第 1-2 図

$$\left. \begin{aligned}
 P &= 1 + 0.06 \sin \frac{\pi}{t_w} t, \quad U = 0.3 \sin \frac{\pi}{t_w} t \\
 & \qquad \qquad \qquad (0 \leq t \leq t_w) \\
 P &= 1, \quad U = 0 \qquad \qquad (t > t_w)
 \end{aligned} \right\} \dots\dots (1.2)$$

なる圧力波が伝ばし、ノズルおよび計測用ノズルで反射される場合について調べた。第1編第2章の計算図表を利用するため、排気ガスの比熱比  $\gamma_0$  が空気の比熱比  $\gamma$  に等しいもの



とし、また計算は排気管、導入管における損失およびエントロピーの変化を無視して平均のエントロピーを用い、圧力波の伝ば速度は一定であつて基準音速  $a_0$  に等しいものと仮定し、特性曲線法によつた。

排気管、導入管における特性方程式は第1編(6・1)式と同様に、次式であらわされる。

$$dU = \pm \alpha dP \dots\dots\dots (1.3)$$

排気タービンに相当するノズルおよび計測用ノズルにおける境界条件式は、第1編第2章に述べたノズルの境界条件式と全く同じである。すなわちノズルの外の圧力を基準圧力(大気圧)  $p_0$  とすれば境界条件式はノズルより流出し、ノズル出口流速が音速の場合は、(2・36)、(2・37)式より、

$$\frac{\alpha \varphi_n \psi_n}{(\alpha+1)^{\frac{\alpha+1}{2}} (\alpha+1-\psi_n^2)} \cdot \frac{(\alpha P^2 + U^2)^{\frac{\alpha+1}{2}}}{P^\alpha} = U \dots\dots (1.4)$$

$$\frac{G}{a_0 r_0 f_0} = P^\alpha U \dots\dots\dots (1.5)$$

計測用ノズルの場合は  $\varphi_n$ ,  $\psi_n$ ,  $f_0$  の代りに計測用ノズル・導入管面積比  $\varphi_g$ , 計測用ノズル速度係数  $\psi_g$ , 導入管断面積  $f_g$  を用いればよい。

ノズル出口流速が亜音速の場合は、(2・40)、(2・41)式より

$$\frac{\alpha \varphi_n \psi_n \sqrt{\alpha (P^2 - 1) + U^2} \cdot P^{-\alpha}}{\alpha + (1 - \psi_n^2) \{ \alpha (P^2 - 1) + U^2 \}} = U \dots\dots\dots (1.6)$$

$$\frac{G}{a_0 r_0 f_0} = P^\alpha U \dots\dots\dots (1.7)$$

またノズルより逆に流入し、ノズル出口流速が亜音速の場合は、(2・29)、(2・30)式より



$$\varphi_n \psi_n \frac{\sqrt{1 - P^2} \cdot P^{-2}}{1 + (1 - \psi_n^2)(P^{-2} - 1)} = \frac{\sqrt{\alpha} U}{\alpha - U^2} \dots\dots\dots (1 \cdot 8)$$

$$\frac{G}{a_0 r_0 f_0} = \varphi_n \psi_n \frac{\sqrt{\alpha (1 - P^2)} \cdot P^\alpha}{1 + (1 - \psi_n^2)(P^{-2} - 1)} \dots\dots\dots (1 \cdot 9)$$

抽出口における境界条件については、導入管が排気管より十分細く、排気管の状態が導入管の存在によつて影響されないと仮定して求める。したがつて排気管に関する境界条件はなく、導入管に関する境界条件は次のようになる。

導入管に排気管から流入する場合は、エネルギーの式より

$$\frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{u_2^2}{2}$$

- ここで 添字 1 : 抽出口の排気管側の状態  
 2 : 抽出口の導入管側の状態

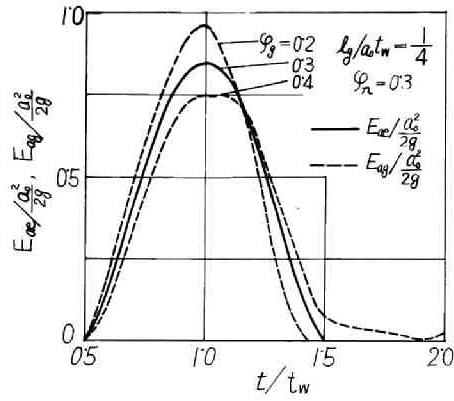
断熱変化の式を用いて上式を無次元化すれば境界条件式は

$$\alpha P_1^2 + U_1^2 = \alpha P_2^2 + U_2^2 \dots\dots\dots (1 \cdot 10)$$

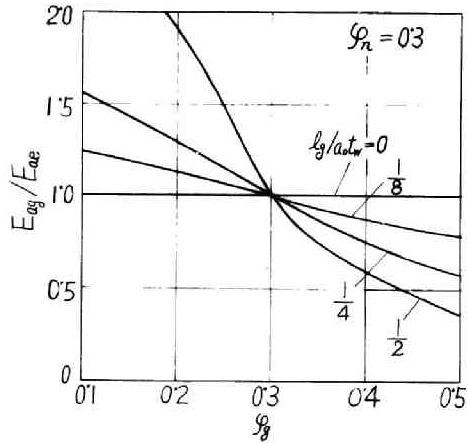
導入管より排気管に流出する場合も、抽出口における導入管内の圧力が、排気管の全圧に等しいから同様に無次元化してあらわすと

$$\alpha P_1^2 + U_1^2 = \alpha P_2^2 \dots\dots\dots (1 \cdot 11)$$

(1・3) 式の特性格方程式を (1・4) ~ (1・11) 式の境界条件を用いて解き、ノズル入口の状態を求めれば、ノズル出口に伝達された単位重量あたりの排気有効エネルギー  $E_{a0}$  は



第13図 計測用ノズル出口の増え有効エネルギー $E_{ag}$ の時間的分布に及ぼす計測用ノズル・導入管面積比の影響



第14図 計測用ノズル・導入管面積比 $\phi_g$ の影響



$$E_{ae} = \frac{\int a_0^2 G / 2g \cdot \psi_n^2 \{ \alpha (P^2 - 1) + U^2 \} dt}{\int G dt} \dots\dots\dots (1.12)$$

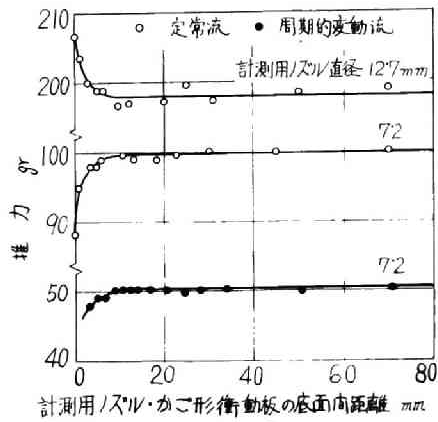
計測用ノズル出口における排気有効エネルギー  $E_{ag}$  も計測用ノズル入口の状態より (1.12) 式で与えられる。ただし  $\psi_n$  を  $\psi_g$  に代えねばならない。

$\kappa = 1.4$ ,  $\psi_n = \psi_g = 0.98$  とし、ノズル・排気管面積比  $\varphi_n = 0.3$  一定で、計測用ノズル・導入管面積比が変わる場合の影響を求めた一例が第 1.3, 1.4 図である。第 1.3 図はノズルおよび計測用ノズル出口に達した単位重量あたりの排気有効エネルギー  $E_{ae}$ ,  $E_{ag}$  について、瞬間値の時間的分布を求めたものである。計測用ノズルの面積比  $\varphi_g$  が小さくなるにつれ排気有効エネルギーはかなり高くなる。したがって  $\varphi_g$  がノズル・排気管面積比  $\varphi_n$  からはなれるにつれ相当の誤差を生じる。第 1.4 図は計測用ノズルおよびノズル出口に達した単位重量あたりの平均の有効エネルギーを求め、両者の比であらわした結果である。第 1.3 図と同様に計測用ノズル・導入管面積比  $\varphi_g$  がノズルの面積比  $\varphi_n$  からはなれると誤差を生じ、その値は圧力波が導入管 (長さ:  $l_g$ ) を伝ばするに要する時間  $l_g/a_0$  とその圧力波の継続時間  $t_w$  の関係によつて左右されることがわかる。すなわち  $l_g/a_0$  が  $t_w$  よりも小さくなるほど計測用ノズル・導入管面積比の相違による誤差は少い。

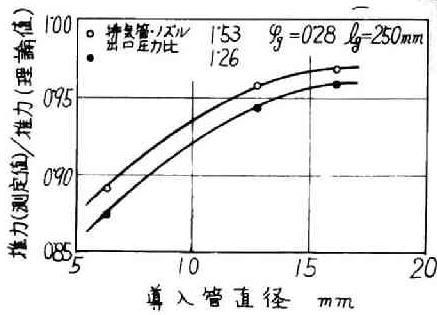
### 1.3 装置の検定

#### a. 計測用ノズルとかご形衝動板の底面間の距離

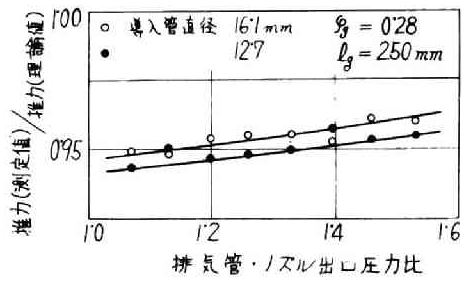
かご形衝動板が噴出する排気ガスの運動量をすべて吸収できることはすでに明らかにされており<sup>(1)</sup>、また第 1 編第 2 章においてもこのことを確めている。噴出ガスの状態がかご形衝動板の存在によつて影響されないために、計測用ノズル出口とかご形衝動板の底面の間には適当な距離が必要である。圧



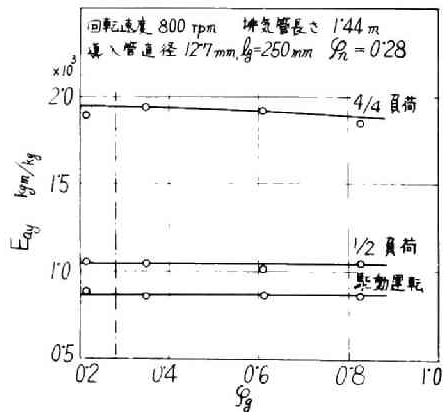
第1.5図 噴出ガスの推力に及ぼすかご形衝動板の位置の影響



第1.6図 計測用ノズルおよび導入管の損失



第1.7図 計測用ノズルおよび導入管の損失



第1.8図 計測用ノズル・導入管面積比  $g_g$  の影響

縮空気を用いて計測用ノズルから連続的に一定速度の空気を噴出させ、またディーゼル機関を駆動運転してピストンの押し出しにより周期的に空気を噴出させ、かご形衝動板に与えられる推力を測定した結果が第1.5図である。ノズル出口とかご形衝動板の底面間距離がある値以上になると推力は一定になり、噴出ガスの状態がかご形衝動板の存在によつて影響されないことがわかる。測定はこの距離を20mmとして行つた。

b. 導入管および計測用ノズルの損失

抽出する排気ガス量が少くなるよう、導入管直径は小さい方が望ましいが、あまり小さいと測定誤差が増し、また導入管における損失も大きくなる。圧縮空気を用いて計測用ノズルから連続的に一定速度で噴出する空気の推力を測定し、計算で求めた導入管、計測用ノズルの損失がない場合に得られる推力との比で、導入管および計測用ノズルの損失をあらわした結果が第1.6, 1.7図である。損失のない場合の推力は空気流量に次式で与えられる噴出速度を掛ければ求まる。

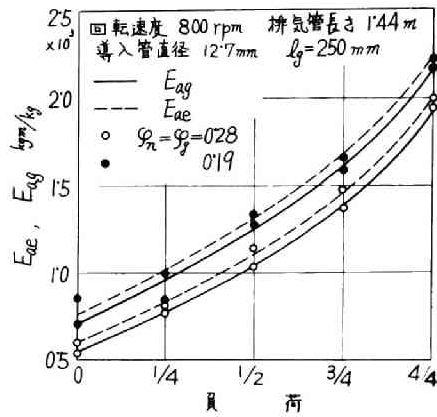
$$u_1 = \sqrt{\frac{2 \kappa g R T_3}{\kappa - 1} \left\{ 1 - \left( \frac{p_1}{p_3} \right)^\frac{\kappa - 1}{\kappa} \right\}} \dots \dots \dots (1.13)$$

ここで  $p_3, T_3$  : 抽出口における排気管内空気の圧力および絶対温度、 $p_1, u_1$  : 計測用ノズル出口における空気の圧力および流速

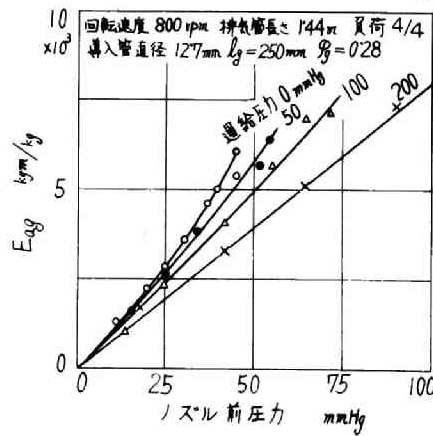
計測用ノズル、導入管の損失は第1.7図に示されるように、排気管・計測用ノズル出口の圧力比によつて若干の相違をきたす。これは圧力変動の大きさに附随して変化する損失となり、排気タービン入口における排気有効エネルギーの測定を困難にする。

c. 計測用ノズル・導入管面積比の影響

第1.8図はノズル・排気管面積比を一定として、計測用ノズル・導入管面積比を変え相似の条件からはずれた場合の影響



第1-9図 ノズルおよび計測用ノズル出口における  
 排気有効エネルギーの比較



第1-10図 測定例

響を調べたものである。測定された排気有効エネルギーはあまり変化していない。この程度の運転条件では圧力変動がそれほど急激ではなく、排気吹出しによつて、クランク角で $40^\circ$ の期間、正の圧力波が生じると仮定すれば、 $l_g/a_0 t_w$ は $1/17$ 程度（ $4/4$  負荷）になり、第1・4図からわかるように計測用ノズル・導入管面積比に対する相似の条件を厳密に考慮しなくてもよいと考えられる。

#### d. ノズルおよび計測用ノズル出口における排気有効エネルギーの比較

第1・9図は排気管に取付けたノズルより噴出する全排気ガスの運動量を、ノズル前方に吊下げた振り式のかご形衝動板を用いて測定し、排気ガス量は機関の吸込み空気量および燃料消費量から求めて、直接測つたノズル出口の排気有効エネルギーを、計測用ノズルにより間接的に測定した結果と比較したものである。第1・6, 1・7図に示されるように導入管、計測用ノズルの損失はかなりあるが、排気管およびノズルの損失と相殺されるため、ノズルおよび計測用ノズル出口の有効エネルギーには大きな相違があらわれていない。

#### 1・4 測定例

計測用ノズル・導入管面積比の影響が、第1・8図に示されているようにあまり大きくないので、ノズル・排気管面積比をかえ、計測用ノズル・導入管面積比は一定として、排気管のノズル入口平均圧力とノズル出口における排気有効エネルギーの関係を求めた一例が第1・10図であり、過給は機関とは別に駆動されるルーツ送風機によつた。一定出力のもとに過給圧力および排気タービンに相当するノズル前圧力を変え、それらが排気有効エネルギーに及ぼす影響を求めた結果である。同一のノズル入口平均圧力においても、過給圧力を高くすると吹抜け空気量が増すため、排気温度が下り、また吹抜け空



気のもつ利用の対象となる有効エネルギーが燃焼ガスのもつ有効エネルギーよりきわめて少いため、排気有効エネルギーは過給圧力が高くなるにつれ小さくなる。

#### 1・5 結 言

動圧過給方式のディーゼル機関において、排気タービンに対し利用の対象となるタービン入口の排気有効エネルギーを測定することは困難であるが、排気ガスの一部を排気タービンに流入するのと相似な状態で外に噴出させ、その噴出ガスの平均の運動量と流量を求めれば、容易な測定の可能なことがわかった。しかし排気タービンはノズルで十分あらわされない特性をもっているから、この点についてはさらに検討せねばならない。

#### 文 献

- (1) Steam-nozzles Research Committee, Engg.,  
Vol. 115, 1923, p. 379.





## 第 2 章 クランク室掃気二サイクル 機関の排気管効果

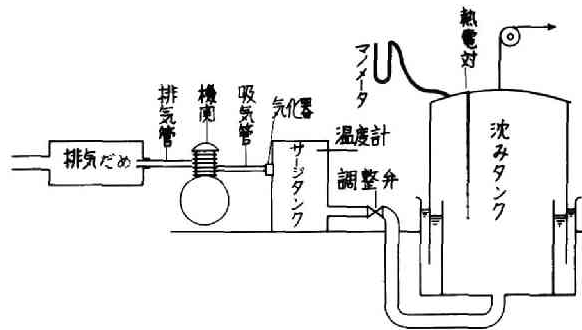
### 2・1 緒 言

排気吹出しにともなつて排気管系に生じる圧力振動により、シリンダの掃気を助長できる。掃気の助長に必要な負圧波を得る方法については第 1 編で詳細に述べた。しかしながら負圧波は掃気孔および排気孔の開いている適当な時期に発生しなければ、掃気の助長には役立たない。クランク室掃気二サイクル機関は、その構造上給気量が限られており、また掃気圧力も低いので、排気管系の圧力振動によつて性能の左右されることがきわめて大きい。したがつてこの章では、排気管系の影響を強く受けるクランク室掃気二サイクル機関によつて、掃気の助長に必要な負圧波を適当な時期に得るための条件を求め、さらに排気管内圧力振動によつて、すなわち排気管効果によつて、どの程度機関性能を改善できるかを調べた。なお実験に用いた気化器付ガンリン機関の混合比調整が難しく、出力による比較をできないので、給気比のみを測定した。

### 2・2 実験装置および実験方法

実験に用いた機関は次のような諸元をもつ、空冷のクランク室掃気二サイクル・ガンリン機関である。

定格出力	5・5 PS / 3 600 rpm	
シリンダ径×行程	65mm × 60 mm	
クランク室有効行程/行程	0・475	
掃気様式	Schnürle 式	
	孔開閉時期	角度面積
吸気孔	上死点前後 6°	564cm <sup>2</sup> deg
掃気孔	下死点前後 55・7°	325cm <sup>2</sup> deg



第2-1図 実験装置

排気孔	下死点前後	72°6'	924 cm <sup>2</sup> deg
吸気管直径	29 mm		
排気管直径	39 mm		

実験装置の概要を第2・1図に示す。最初排気ガスは機関に取付けられた排気管より直接外気に放出されたが、後に排気管の先を行程体積の約200倍の排気だめに差入れ、排気ガスをそこから室外に導いた。なお排気だめが給気比に及ぼす影響は認められなかつた。気化器は吸気管の先端に位置するようにし、直接サージタンクに固定した。また空気清浄器は取りはずしてある。サージタンクは行程体積の約240倍の容積をもち、圧力の脈動を防ぐため三方に薄いゴム膜を張つてあり、調整弁を通じて沈みタンクに連絡されている。給気比の測定は、気化器の絞り弁を全開とし、駆動運転の場合は燃料を供給しなかつた。まず空気圧縮機によつて沈みタンク内に空気を送り、タンクを持ち上げる。次に調整弁を加減しつつ、空気をサージタンクに送り、サージタンク内の圧力が常に大気圧に保たれる状態で実験を行い、沈みタンクが一定距離を降下するに要する時間を求める。この降下時間はストップウォッチに電気回路を組合わせて、自動的におくれなく測定されるようにしている。この間サージタンク内の温度を温度計で、また沈みタンク内の圧力、温度をマノメータおよびタンク内10個所に取付けた熱電対で測り、さらに機関回転速度、排気孔出口における排気温度を測定する。

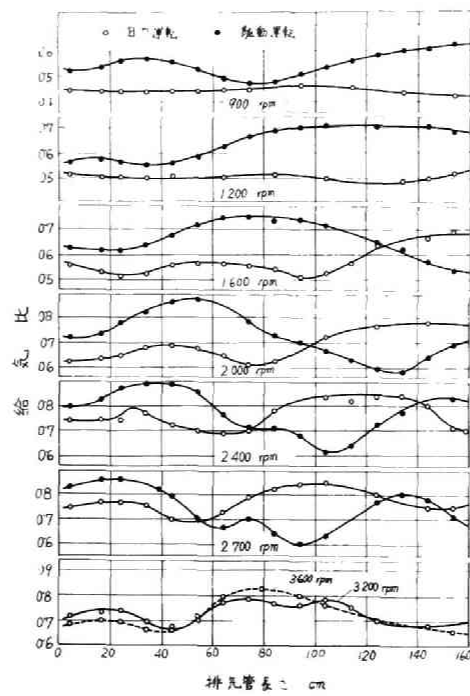
給気比は次式で与えられる。

$$\text{給気比} = \frac{60}{t_m} \frac{V_m}{n V_s} \cdot \frac{p_m T_t}{p_0 T_m} \dots\dots\dots (2 \cdot 1)$$

ここで  $n$  : 機関回転速度 (rpm)

$p_0$  : 大気圧

$p_m$  : 沈みタンク内圧力



第2-2図 排気管長さの影響

$t_m$  : 沈みタンクの降下時間(s)

$T_1$  : サージタンク内空気の絶対温度

$T_m$  : 沈みタンク内空気の絶対温度

$V_m$  : 沈みタンクの降下によつて生じる容積変化量

$V_s$  : 行程体積

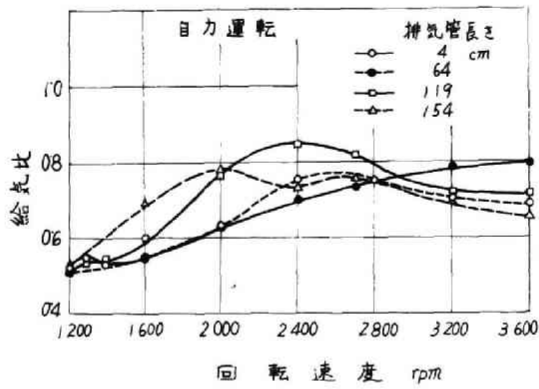
気化器の絞り弁を全開とし、また燃料制量孔面積をも一定としたので、回転速度、吸気管長さが変わるにつれて、混合比はかなり変動している。しかし排気吹出し時のシリンダ圧力は、この程度の変動ではあまり影響されず、給気比の変化によつて影響をうける方がはるかに大きい。吸・排気管の長さにはシリンダ内壁より、吸気管では気化器の先端まで、排気管ではその先までの長さをとつた。

## 2・3 実験結果

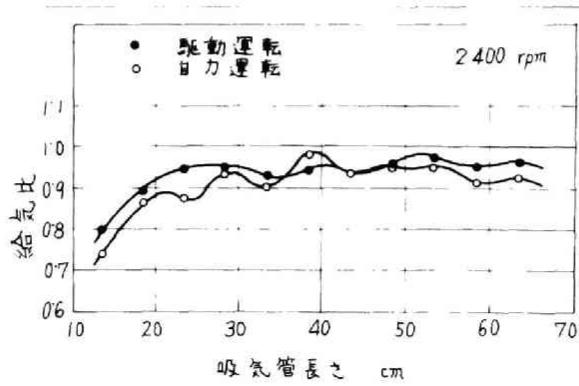
### a. 排気管の効果

第2・2図は一定回転速度で機関を自力運転および駆動運転して、排気管長さが給気比に及ぼす影響を求めた結果である。この場合吸気管長さは構造上0にはならず、最も短い13・3 cmである。同図から明らかのように、適当な長さの排気管を用いるときはかなり給気比を向上できる。しかし自力運転では、もつとも給気比を大きくできる長さよりも排気管が短いときに、給気比は低下し、排気管を取付けない場合よりも悪くなる。このため排気管長さを、高い回転速度において給気比を高めるように選ぶと、低い回転速度における給気比が悪化する恐れがある。これは後述するが吸気管の効果といちじるしく相違する点である。

機関を自力運転する場合、最大の給気比を与える排気管長さは、駆動運転における値よりも長くなつている。これは排気管内のガス温度が高くなり、圧力波の伝ば速度が速くなるためでもあるが、排気吹出しの有無による排気管内圧力波の



第 2.3 図 排気管長さの影響



第 2.4 図 吸気管長さの影響

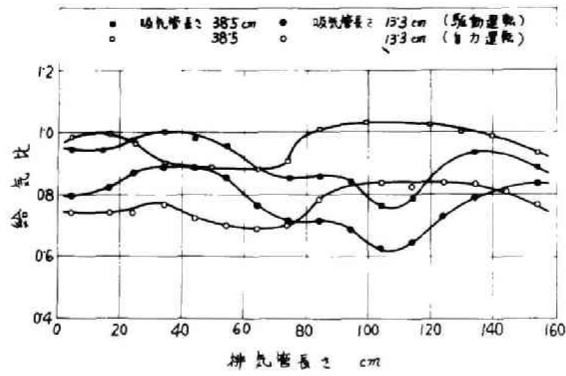
発生時期の相違が影響していると思われる。すなわち排気管内の圧力振動を与える原因として、クランク室の掃気圧力とシリンダからの排気吹出しが考えられる。駆動運転では前者のみであるが、自力運転では後者も加わり、かつ後者の影響の方がはるかに大きい。排気吹出しは掃気に先だつて行われるから、排気管内に発生する圧力波の時期が早くなり、排気管を長くせねばならぬことになる。

第2・3図は自力運転2 400 rpmにおいて給気比が最大となる排気管長さ119 cm、および給気比が排気管のもつとも短い4 cmにおける値よりも低くなる排気管長さ64, 154 cmについて、給気比と回転速度の関係を求めたものである。排気管長さが変わると、給気比の最大となる回転速度も変化する。排気管長さ64, 154 cmにおける給気比の最大値は、排気管長さ119 cmにおける最大値よりも小さい。これは排気管を取りつけない場合の給気比と回転速度の関係に、この最大値が規制されることを意味している。排気管によつて得られる給気比の最大値は、低い回転速度あるいは高い回転速度では、排気管を取付けない場合の給気比が低いため、あまり大きくならない。

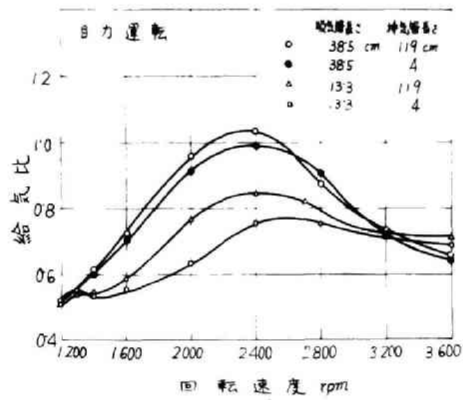
#### b. 吸・排気管効果

吸・排気管の効果はかなり大きく、相互に影響し合っているが、吸・掃気孔が同時に開くことがないため、両者を一応分離して取扱うことができる。しかし給気比の絶対値に関しては両者を分けて考えることはできない。

吸気管のみの効果は第2・4図に示すように、吸気管を構造上許し得る最小値より長くするにつれ給気比は大きくなり、最大値に達する。この間排気管の場合と異り給気比の低下することはない。また自力運転、駆動運転の結果はほとんど一致している。これは吸気管内の圧力振動が、吸気孔開時のクランク室内負圧によつてのみ起されることからうなづける。



第 2-5 図 最適長さの吸気管を用いた場合の排気管効果



第 2-6 図 2400 rpm において最適にな長さの吸・排気管を用いる  
 との回転速度と給気比の関係



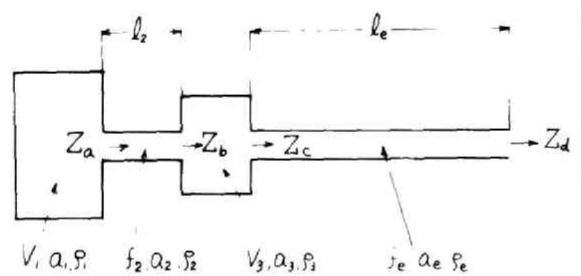
自力運転 2 400 rpm における最適の吸気管長さを第 2・4 図から求めると 38・5 cm になる。第 2・5 図にこの長さの吸気管と、もつとも短い吸気管 (13・3 cm) を取りつけて排気管長さの影響を求めた結果を示す。適当な長さの吸気管を用いても排気管の効果は同一の傾向を示すが、排気管によつて得られる給気比の向上は少くなり、排気管長さが適当でないときの給気比の低下は逆に大きくなっている。2 400 rpm で最適な長さの吸・排気管 (38・5 cm, 119 cm) を用い、回転速度と給気比の関係を求めると第 2・6 図になる。排気管のみを用いる場合、全回転速度の範囲にわたつて悪影響は認められない。吸気管のみを用いる場合は、排気管のみを用いるときよりもかなり給気比が高くなっている。しかし吸気管の効果は高い回転速度ではほとんどなくなり、吸気管を用いない場合よりも悪くなる。排気管には吸気管よりも大きい圧力振動のエネルギーが与えられるにもかかわらず、掃・排気孔における損失、クランク室が限られているための抑制などにより、排気管効果は吸気管の効果に及ばない。適当な長さの吸・排気管をともに用いる場合は、吸気管のみの場合と比較して、給気比の改善は少く、また高い回転速度においては劣っている。すなわち吸・排気管の使用による性能向上は吸気管において著るしく、排気管においてはわずかである。排気管の効果を増加するにはディフューザの使用、その他吸・排気機構の変更など考慮すべきであると思われる。

#### c. 機関回転速度と排気管長さの同調に対する考察

排気管内の圧力波は

- (1) 排気吹出しによつて排気管内にできる圧力波。
- (2) クランク室の掃気圧力によつて与えられる圧力波。
- (3) 排気管内に残留している前のサイクルの圧力波。

からなる。この圧力波によつて超される排気管系の圧力振動が機関の回転速度と同調し、掃気期間の後半において排気孔の圧力を負担にする場合は、掃気が助長されるので給気比を向上で



第 2.7 图

きる。排気管内圧力は、圧力波が前述の3つの原因によつて生じるため、不規則な変化をしており、測定された圧力変化から、これら原因のうちどれがもつとも強く圧力振動に影響するかを調べ、排気管系の圧力振動と機関回転速度を同調させて給気比の向上をはかるための条件を求めることは、はなはだ困難である。したがつてここでは給気比の測定結果から、よき同調を得るための条件を求める。

掃・排気孔の開いている場合のクランク室、掃気路、シリンダおよび排気管からなる排気管系の固有振動数  $\nu_0$  は、掃・排気孔の影響を省略すると、インピーダンスの概念<sup>(1)</sup>から容易に求まる。

第2・7図に示すような簡単な振動系を考え、 $a$ を音速、 $f$ を断面積、 $l$ を管の長さ、 $V$ を容積、 $\rho$ を密度とし、

- 添字 1 : クランク室の状態
- 2 : 掃気路の状態
- 3 : シリンダの状態
- e : 排気管の状態

とすれば、クランク室のインピーダンス  $Z_a$  は

$$Z_a = -a_1^2 \rho_1 / V_1 \dots\dots\dots (2 \cdot 2)$$

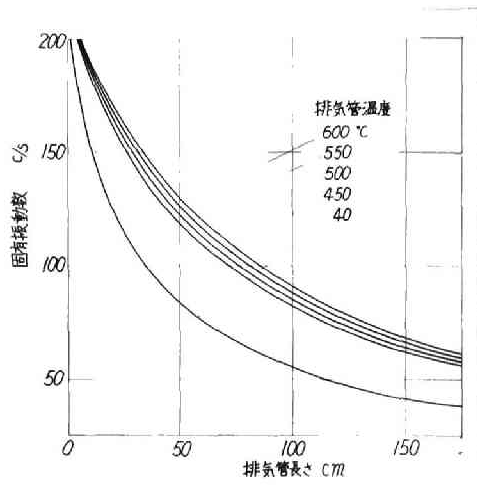
掃気路の両端のインピーダンス  $Z_a, Z_b$  の間には

$$Z_b = \frac{2\pi\nu_0 a_2 \rho_2}{f_2} \cdot \frac{Z_a + \frac{2\pi\nu_0 a_2 \rho_2}{f_2} \tan \frac{2\pi\nu_0 l_2}{a_2}}{-Z_a \tan \frac{2\pi\nu_0 l_2}{a_2} + \frac{2\pi\nu_0 a_2 \rho_2}{f_2}} \dots\dots (2 \cdot 3)$$

$a_1^2 \rho_1 = a_2^2 \rho_2$  であるから、掃気路のクランク室側の端におけるインピーダンス  $Z_a$  にはクランク室、掃気路のいずれの状態を用いてもよい。

シリンダのインピーダンス  $Z_b, Z_0$  の間には

$$\frac{1}{Z_b} - \frac{1}{Z_0} = \frac{V_3}{a_3^2 \rho_3} \dots\dots\dots (2 \cdot 4)$$



第 2-8 図 排気管系の固有振動数

排気管の両端におけるインピーダンス  $Z_0, Z_d$  の間には

$$Z_d = \frac{2\pi\nu_e a_e \rho_e}{f_e} \cdot \frac{Z_0 + \frac{2\pi\nu_e a_e \rho_e}{f_e} \tan \frac{2\pi\nu_e l_e}{a_e}}{-Z_0 \tan \frac{2\pi\nu_e l_e}{a_e} + \frac{2\pi\nu_e a_e \rho_e}{f_e}} \dots\dots (2.5)$$

(2.2) ~ (2.5) 式より  $Z_a, Z_b, Z_0$  を消去し、

$$Z_d = 0 \dots\dots\dots (2.6)$$

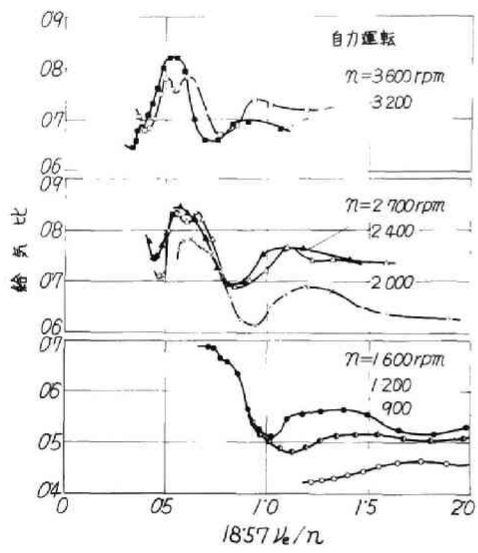
$$a_1^2 \rho_1 = a_2^2 \rho_2 = a_3^2 \rho_3 = a_e^2 \rho_e \dots\dots\dots (2.7)$$

とおけば、排気管系の固有振動数  $\nu_e$  は次式で与えられる。

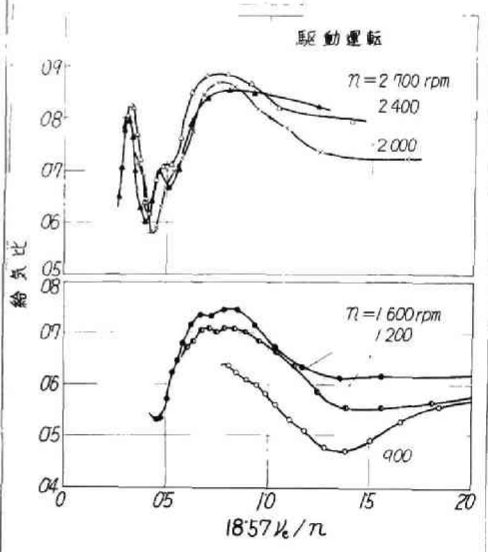
$$V_3 \frac{2\pi\nu_e}{a_e} = \frac{f_e}{\tan \frac{2\pi\nu_e l_e}{a_e}} + \frac{f_2 \tan \frac{2\pi\nu_e l_2}{a_2} + \frac{2\pi\nu_e V_1}{a_2}}{\frac{2\pi\nu_e V_1}{a_2 f_2} \tan \frac{2\pi\nu_e l_2}{a_2} - 1} \cdot \frac{a_2}{a_e} \dots\dots\dots (2.8)$$

$V_1 = 484 \cdot 8 \text{ cm}^3, V_3 = 221 \cdot 8 \text{ cm}^3$  (いずれも掃気期間の平均値)、  
 $f_2 = 5 \cdot 22 \text{ cm}^2, l_2 = 7 \cdot 5 \text{ cm}$  (円形断面におきかえクランク室側のみ管端補正<sup>(2)</sup>を行つた。)、 $f_e = 11 \cdot 9 \text{ cm}^2, a_1 = a_2, a_3 = (a_2 + a_e) / 2, a_1 = 354 \text{ m/s}$ 、排気管内ガスの比熱比、ガス定数をそれぞれ  $1 \cdot 4, 29 \cdot 3 \text{ kgm/}^\circ\text{Kkg}$  とし、排気管の先端にも管端補正を行つて、排気管系の固有振動数を求めた結果が第 2.8 図である。

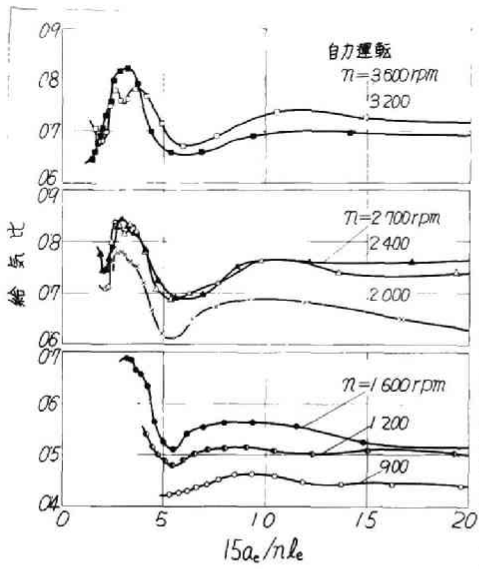
排気吹出し、掃気圧力によつて与えられる圧力振動は、ともに掃気期間の初期から始まると見なすことができる。したがつて掃気期間における圧力振動が、残留する前サイクルの圧力波によつて影響されないとするれば、掃気を助長するための圧力振動と回転速度の同調は、掃気期間のみについて考慮すればよい。掃気期間はクランク角  $111 \cdot 4^\circ$  であるから、この期間における排気管系の圧力振動の回数<sup>(2)</sup>は次式で与えられる。



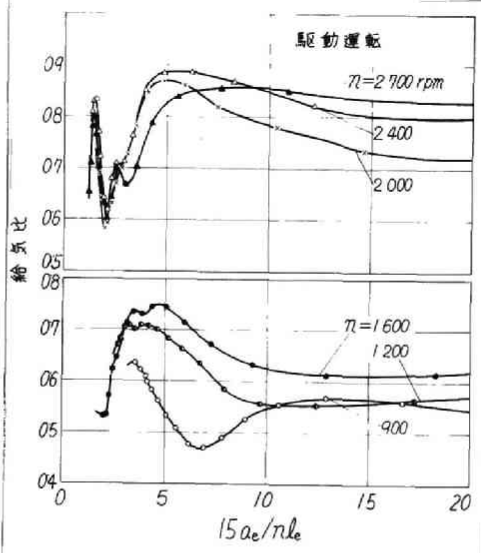
第2-9図 掃気期間に行われる排気管系の圧力振動の回数



第2-10図 掃気期間に行われる排気管系の圧力振動の回数



第2-11図 機関の1回転中に行われる排気管内の圧力振動の回数



第2-12図 機関の1回転中に行われる排気管内の圧力振動の回数

$$\frac{60}{n} \cdot \frac{111 \cdot 4}{360} v_0 = 18 \cdot 57 \frac{v_0}{n}$$

排気孔出口温度を排気管内ガス温度と仮定し、第2・2図の結果を利用して振動回数を求めると、自力、駆動運転の場合について、それぞれ第2・9, 2・10図になる。

また残留する前サイクルの圧力波が、掃気期間の圧力振動に影響する場合は、圧力振動と回転速度の同調は、クランク角の全期間にわたって考慮されねばならない。1回転中に行われる排気管内圧力振動の回数は、排気管系を簡単に一端閉止の管と考えれば

$$\frac{60}{n} \cdot \frac{a_0}{4 l_0} = \frac{15 a_0}{n l_0}$$

で与えられる。前と同様に第2・2図から計算した結果を、自力、駆動運転の場合について第2・11, 2・12図にそれぞれ示す。

第2・9～2・12図からわかるように、最良の給気比を示す振動回数は、回転速度によつてあまり変化しない。しかしその値は自力、駆動運転の場合ではかなりの相違を示している。この相違は排気吹出しの有無によるものであり、自力運転ではクランク室内掃気圧力よりも排気吹出しが、圧力振動に大きく影響していることを推察できる。

駆動運転の場合、第2・10, 2・12図からわかるように、最大の給気比を与える振動回数は、掃気期間についてのみの同調を考えると、回転速度によつて全く変化しない。掃気期間に約 $\frac{3}{4}$ 周期の圧力振動がなされるよう排気管長さを調整すれば、よき同調が得られる。

自力運転では、第2・9, 2・11図から明らかなように、給気比が最大となる振動回数は、全クランク角にわたって同調を考えると、回転速度に関係なく一定となる。これは排気管内に残留する前サイクルの圧力波の影響がかなり大きく、無視





できぬことを意味している。機関の1回転中に3回の圧力振動が行なわれるとき、よき同調が得られる。

#### 2・4 結 言

クランク室掃気二サイクル機関の排気管効果を検討し、負圧波を適当な時期に発生させて掃気を助長させるための条件を求めた。排気管の効果は次のような特性をもっている。

(1) 排気管を一定回転速度のもとで次第に長くして行くと、給気比は一旦低下し、その後再び高くなつて最大値に達する。したがつてある回転速度で排気管を同調させると、それより低い回転速度において給気比の低下する恐れがある。

(2) 排気管の効果は、吸気管の効果を用いる場合、かなり小さくなる。

(3) 排気管内の圧力振動は、排気吹出しによつて影響されることが大きく、排気孔閉止後排気管に残留する圧力波にも十分考慮を払わねばならない。1回転中に圧力振動が3回行なわれるよう排気管長さを調整すれば、よい同調が得られ、給気比を向上できる。駆動運転では掃気期間における圧力振動のみを考え、掃気期間に約 $\frac{3}{4}$ 周期の振動が行なわれるよう排気管長さを調整すればよい。

#### 文 献

- (1) 前川、機械学会第54回講義会教材、25頁。  
    ( 内燃機関におけるガス体流れの諸問題に  
      関する講義会 )
- (2) 伊藤毅、音響工学原論 上巻、276頁。  
    管端補正值 =  $0.82 \times (\text{管の半径})$



## 第3章 クランク室掃気二サイクル機関 のクランク室容積と給気比

### 3・1 緒言

クランク室掃気二サイクル機関では、給気比および掃気圧を高めるため、クランク室すきま容積をできるだけ小さくせねばならぬが、構造上から制約される。一方給気比は前章で述べたように吸・排気管系の圧力振動によつて影響されることが大きく、しばしば100%以上にもなるから、この章では吸・排気管およびクランク室すきま容積が給気比に及ぼす影響を求め、すきま容積が大きくなるために低下する給気比が、どの程度吸・排気管の同調によつて補われるかを調べ、さらに吸・排気管効果によつて給気比の向上を得るための条件について実験的に検討する。

### 3・2 実験方法

使用機関および実験装置は前章で述べたものと同一である。ただ排気管は若干太い直径40mmのものを用いた。また気化器についても同様に絞り弁を全開とし、燃料制量孔面積を一定としているが、排気吹出し時のシリンダ圧力を安定させるため前回よりも濃い混合比で実験を行つた。

クランク室すきま容積は、クランク室壁面に $9.8\text{ cm}^2$ の孔をあけ、外側より容器を取付けて任意の値に変えられるようにした。排気管の長さには、シリンダ内壁より排気管の先端までの長さをとるものとし、吸気管長さには、同じく気化器の先までの長さをとつた。したがつて吸・排気管を取付けなくてもつとも短い場合においても、構造上吸気および排気通路は、それぞれ $13.1$ 、 $17.6\text{ cm}$ の長さをもつている。



### 3・3 理論的考察

給気比に影響する要素は数多くあるから、できるだけそれらを一つの形にまとめておけば便利である。そこで吸・排気管による脈動のない静的な場合について、クランク室内の圧力変化を求め、給気比に影響する要素の間の関係を調べた。

クランク室内空気の重量  $G_0$ 、圧力  $p$ 、絶対温度  $T$  およびクランク室容積  $V$  を用いれば、クランク室内空気の状態は次式であらわすことができる。

$$pV/G_0 = RT \dots\dots\dots (3.1)$$

時間  $t$  で微分すれば

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dt} + \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} - \frac{1}{G_0} \frac{dG_0}{dt} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dt} \dots\dots\dots (3.2)$$

クランク室壁の熱伝導、排気の吹返えしなどにより、クランク室内の状態変化は複雑であるが、計算を簡略化するため、空気の流出、流入が行われるときも含めてクランク室内空気の状態変化を、断熱変化であらわし得ると仮定する。圧力  $p$  と絶対温度  $T$  の間には

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dt} = \frac{\kappa - 1}{\kappa} \cdot \frac{1}{p} \frac{dp}{dt} \dots\dots\dots (3.3)$$

の関係が成立することになるから、これを (3.2) 式に代入する。

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dt} + \frac{\kappa}{V} \frac{dV}{dt} - \frac{\kappa}{G_0} \frac{dG_0}{dt} = 0 \dots\dots\dots (3.4)$$

吸気孔および気化器の喉を含め、吸気通路を、

$$\frac{1}{\mu^2 F_a^2} = \frac{1}{\mu_a^2 f_{ap}^2} + \frac{1}{\mu_0^2 f_0^2} \dots\dots\dots (3.5)$$

- ここで
- $f_{ap}$  : 吸気孔面積
  - $f_0$  : 気化器の喉面積
  - $\mu$  : 流量係数
  - $\mu_a$  : 吸気孔の流量係数



$\mu_o$  : 気化器の喉の流量係数

であらわされる換算面積  $F_a$  をもつ孔におきかえ、直接この孔を通つてクランク室と大気の間には空気の流通があるものとする。また掃・排気孔を含む掃気通路についても、同様に換算面積  $F_s$  を次式で求めて、一つの孔を通る流れにおきかえる。

$$\frac{1}{\mu^2 F_s^2} = \frac{1}{\mu_{sp}^2 f_{sp}^2} + \frac{1}{\mu_o^2 f_{op}^2} \dots\dots\dots (3.6)$$

ここで  $f_{op}$  : 排気孔面積  
 $f_{sp}$  : 掃気孔面積  
 $\mu_o$  : 排気孔の流量係数  
 $\mu_s$  : 掃気孔の流量係数

クランク室内空気の重量変化  $dG_o/dt$  はクランク室より流出する場合

$$\frac{dG_o}{dt} = -\mu F \sqrt{\frac{2 \kappa g p_o r_o}{\kappa - 1}} \cdot \sqrt{\left(\frac{p}{p_o}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1} \dots\dots\dots (3.7)$$

クランク室に流入する場合

$$\frac{dG_o}{dt} = \mu F \sqrt{\frac{2 \kappa g p_o r_o}{\kappa - 1}} \cdot \left(\frac{p}{p_o}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{p}{p_o}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \dots\dots (3.8)$$

ここで  $p_o$  : 基準圧力 (大気圧)  
 $r_o$  : 基準比重量 (大気圧)

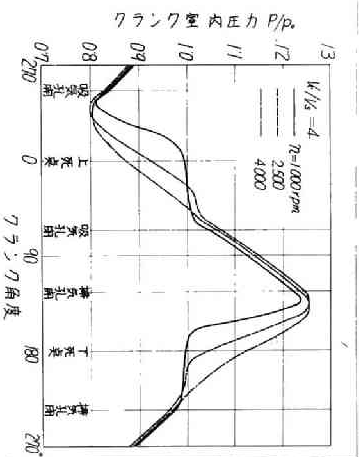
上式において掃気孔の開いている場合は、換算面積  $F$  に  $F_s$  を、また吸気孔の開いている場合は、 $F_a$  を用いればよい。

一方クランク室内空気の重量  $G_o$  は

$$G_o = V r_o \cdot (p / p_o)^{1/\kappa} \dots\dots\dots (3.9)$$

またクランク角度  $\theta_o$  (deg)、時間  $t$  (s)、回転速度  $n$  (rpm) の間には

$$d\theta_o/dt = 6 n \dots\dots\dots (3.10)$$



第 3-1 図 ワランク室内圧力変化(計算)



の関係があるから、(3.7) ~ (3.10) 式を (3.4) 式に代入する。

クランク室より流出する場合は

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{d\theta_0} + \frac{\kappa}{V} \frac{dV}{d\theta_0} + \frac{\kappa}{6n} \sqrt{\frac{2\kappa g p_0}{(\kappa-1)r_0}} \cdot \frac{\mu F}{V} \cdot \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\frac{1}{\kappa}} \sqrt{\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1} = 0 \dots\dots\dots(3.11)$$

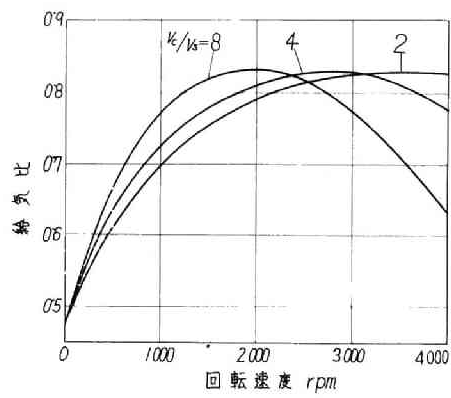
クランク室に流入する場合は

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{d\theta_0} + \frac{\kappa}{V} \frac{dV}{d\theta_0} - \frac{\kappa}{6n} \sqrt{\frac{2\kappa g p_0}{(\kappa-1)r_0}} \cdot \frac{\mu F}{V} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} = 0 \dots\dots\dots(3.12)$$

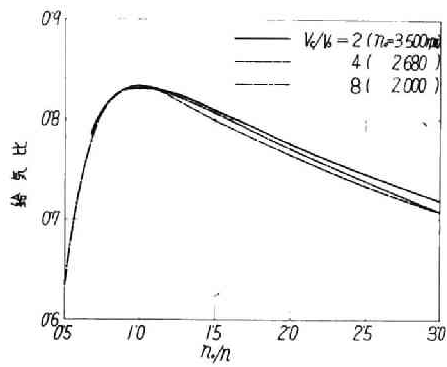
最初吸気孔開時のクランク室内圧力を仮定し、吸・掃気孔のいずれかが開いている期間については、(3.11) または (3.12) 式を用い、吸・掃気孔がともに閉じている期間については、断熱変化の関係を用いて、クランク室内圧力変化を数値計算で求める。そうして得られる 1 行程後の吸気孔開時の圧力が、さきに仮定した圧力に等しくなるまで、吸気孔開時の圧力を仮定しなおして計算を繰返せば、クランク室内圧力変化が求まる。したがって給気比は吸気孔閉鎖時のクランク室内圧力をそれぞれ  $p_{ac}$ 、 $p_{ao}$  とし、そのときのクランク室容積を  $V_{ao}$  とすれば、計算結果より次式で与えられる。

$$\text{給気比} = \left\{ \left(\frac{p_{ac}}{p_0}\right)^{\frac{1}{\kappa}} - \left(\frac{p_{ao}}{p_0}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \right\} \cdot \frac{V_{ao}}{V_s} \dots\dots\dots(3.13)$$

流量係数を  $\mu_a = \mu_e = \mu_s = 0.8$ 、 $\mu_c = 1$  とし、使用機関の孔寸法を用いてクランク室内圧力変化を求めた一例が第 3.1 図である。回転速度 1 000 rpm では吸気孔および掃・排気孔の時間面積が大きすぎるため、吸気および掃気期間の初期に、吸気、掃気をそれぞれ完了し、クランク室内圧力は仮

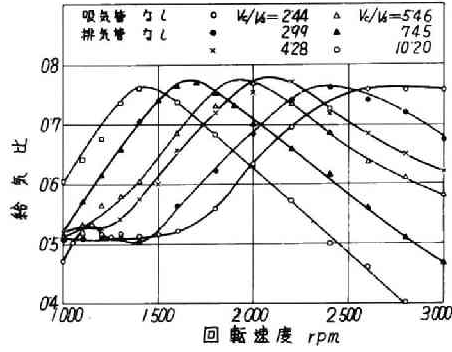


第 3-2 図 給気比と回転速度の関係 (計算)

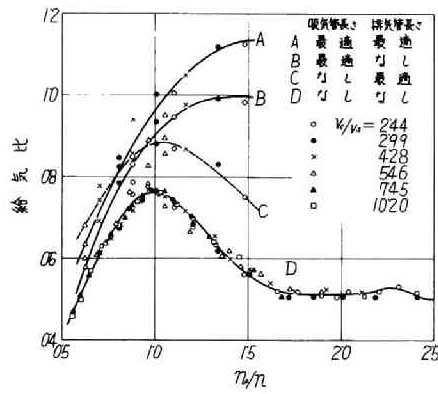


第 3-3 図 給気比の最大となる回転速度  $n_c$  と回転速度  $n$  の比  $n_c/n$  と給気比の関係 (計算)

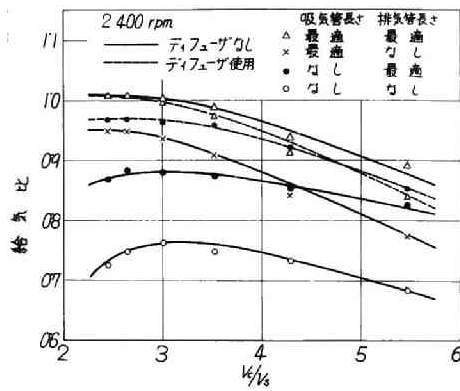
ば死点で大気圧に等しくなる。それ以後は逆に吸入空気がクランク室から押出れるため、吸気孔閉時の圧力は高くない。また掃気期間の終りでは、ピストンの動きによつて生じる負圧が掃気孔からの逆流によつて減じられ、掃気孔閉時の圧力低下が少いので、吸気孔開時の負圧も小さくなる。回転速度 2 500 rpm では、吸気の流入する期間は長くなるが、クランク室からの逆流が少くなるので、吸気孔閉時の圧力は高くなる。4 000 rpm では、孔の時間面積が不足し、吸込みが吸気期間の終り近くまで行われるため、吸気孔閉時の圧力は再び低くなる。しかしいずれにおいても吸気孔閉時の圧力は大気圧よりも高くなつている。また掃気流れについても同様に、2 500 rpm では掃気の流出する期間は長くなるが、逆流が少くなるので、掃気孔閉時の圧力は低くなる。しかし 4 000 rpm では掃気の流出する期間が長すぎるため、掃気孔閉時の圧力は再び高くなる。第 3・2 図は給気比を求めた結果であつて、クランク室すきま容積  $V_0$  と行程体積  $V_s$  の比  $V_0/V_s$  が大きくなるにつれ、給気比の最大となる回転速度は低くなる。しかし給気比の最大値はほとんど変わらないから、横軸を給気比が最大となる回転速度  $n_0$  と回転速度の比  $n_0/n$  であらわすと第 3・3 図になる。給気比と回転速度の関係は、すきま容積と無関係にはば一つの曲線によつてあらわされるから、実験結果をこの方法でまとめることとした。孔の時間面積は回転速度に反比例して増減する。したがつて第 3・3 図の横軸は回転速度の比であるから、時間面積の逆比で示されていることにもなる。同図の  $n_0/n = 1$  における状態では、給気比が最大になるから、孔の時間面積がもつとも適当な値にある場合に相当する。したがつて  $n_0/n$  が 1 以外の状態は、孔の開いているクランク角度を変えずに、孔の巾を増減して、時間面積をもつとも適した値の  $n_0/n$  倍にしたときの状態にあたる。 $n_0/n > 1$  では孔の時間面積が大きすぎるため、吸気孔からの



第3-4図 給気比と回転速度の関係



第3-5図 最長長の吸・排気管の効果



第3-6図 フランク室 scavenging 係数の影響

逆流が多くなることなどによつて、給気比は低くなり、 $n_0/n < 1$  では時間面積の不足のため、吸込量が少くなる。

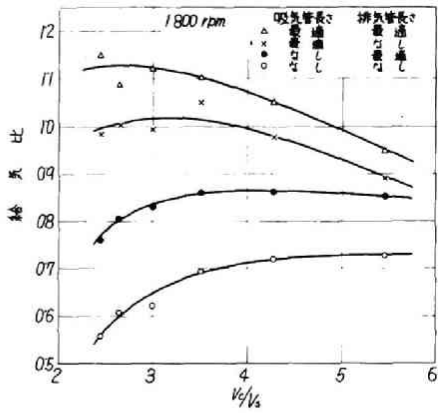
### 3・4 実験結果

#### a. クランク室すきま容積の影響

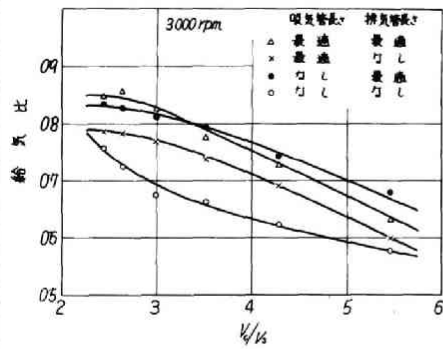
吸・排気管を取付けずに、クランク室すきま容積を変えて給気比を求めると、第3・4図のように給気比の最大となる回転速度は、すきま容積の増加につれて低い方に移っている。この給気比が最大となるときの回転速度  $n_0$  は、すきま容積  $V_0$  の  $1/2$  乗にほぼ反比例して増減する。給気比の最大値はすきま容積によつてほとんど変わらないから、 $n_0/n$  を横軸にして同図を書きかえると、第3・5図のDに示されるように一つの曲線上に重なる。これは計算結果と傾向が一致しており、一つのすきま容積に対する給気比と回転速度の関係より、他のすきま容積における状態を推定できることがわかる。

#### b. クランク室すきま容積と吸・排気管効果の関係

第3・6図は一定回転速度において、クランク室すきま容積を変えて、それぞれ適当な長さの吸気または排気管のみを用いてえられる最大の給気比、およびそれらを何時に取付けたときの給気比を求めたものである。吸・排気管を用いない場合からの給気比の向上は、排気管については、その効果の多くが排気吹出しによつてなされるため、すきま容積の広い範囲にわたつてほとんど変わらない。したがつてすきま容積と給気比の関係は、吸・排気管を取付けない場合と同一の傾向を示す。しかし吸・排気管両者を用いる場合の給気比向上は、吸気管の効果が急速に小さくなるので、すきま容積をますにつれ少くなり、給気比はすきま容積の増加とともに低くなる。ディフューザ（円すい角  $8^\circ$ 、ディフューザ両端の面積比9）を真直な排気管の先に取付けた例では、排気管のみの効果は著るしく大きくなるが、吸気管をとともに用いるときは、真直



第37図 クランク室容積  $V_c$  の影響



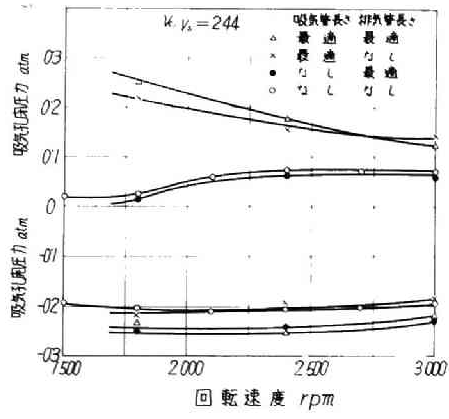
第38図 クランク室容積  $V_c$  の影響

な排気管を用いる場合と似た結果になった。第3・7、3・8図は同様に1800, 3000 rpmについてクランク室すきま容積と吸・排気管効果の関係を求めた結果である。3000 rpmでは吸・排気管をとともに取付けたときの給気比が、適当な長さの吸気管のみを用いるときの値よりも低くなっている。したがって吸・排気管を単独に用いるときの最適長さは、必ずしも両者をとともに取付けるときの最適長さにはならないことがわかる。

給気比は吸・排気管の同調によつて著るしく高められる。クランク室すきま容積が大きく、また回転速度が高くなるにつれ、給気比の向上は、吸気管効果よりも排気管効果によつて多くなされるようになる。また給気比の最大値はクランク室すきま容積を小さくするにつれ大きくなるが、その大きくなる度合は次第にゆるやかになる。これは吸・排気管の同調によつて得られる給気比向上の限界に近づくためと思われる。

#### c. 孔の時間面積と給気比の関係

1800, 2400, 3000 rpmにおいて、各クランク室すきま容積に対して、もつとも適した長さの吸・排気管を用いて得られる給気比を第3・5図にえがくと、高い回転速度の場合に若干の相違を示すが、ほぼ一つの曲線によつてあらわされる。孔の時間面積は吸・排気管を取付けない場合、 $n_0/n = 1$ においてももつとも適した状態にあるから、同図より吸・排気管効果が如何なるときに有効であるかを推定できる。すなわち排気管の同調によつてえられる給気比(曲線C)の、吸・排気管を用いない場合の給気比(曲線D)からの向上は、 $n_0/n$ の広い範囲にわたつてほぼ同じである。したがって排気管効果によつて給気比向上をはかるさい、特別の考慮を払う必要はないと思われる。これに反し、吸気管では曲線Bから明らかのように $n_0/n > 1$ 、すなわち孔の時間面積が大きいほど給気比が高くなるから、吸・排気管効果を共に利用する場合は、



第3.9図 吸気孔閉鎖時のフランジ室内圧力  
と回転速度の関係



曲線 A に示されるように、孔の時間面積を十分大きくすることが望ましい。第 3・9 図はクランク室内の圧力変化を光電管インジケータを用いて測定し、吸気孔開閉時のクランク室内圧力を求めたものである。最適長さの吸気管の使用によつて、吸気孔閉時の圧力は高くなるが、吸気孔開時の圧力はほとんど変わらない。また排気管の使用によつては、吸気孔開時の圧力のみ影響をうける。したがつて吸・排気管をともに用いるときは、吸気孔開時の圧力は低く、閉時の圧力は高くなつて、給気比が向上する。吸気孔閉時の圧力が、最適長さの吸気管を用いるとき、回転速度の増加とともに低くなるのが、もつとも大きい変化であるから、吸気管の効果が機関の高速側で失われるのは、主に吸気孔の時間面積の不足によると思われる。

### 3・5 結 言

クランク室掃気二サイクル機関のクランク室すきま容積と吸・排気管効果が給気比に及ぼす影響を調べたが、排気管効果に関する次の特性が認められた。

(1) 給気比は吸・排気管の同調によつて著るしく高められる。クランク室すきま容積が大きくなるにつれ、また回転速度が高くなるにつれ、吸気管の効果が少くなるので、給気比の向上は吸気管よりも排気管効果によつて多くなされる。吸・排気管効果をともに利用する場合、すきま容積を小さくするにつれ給気比は高くなるが、その度合は次第にゆるやかになる。

(2) 排気管の効果は孔の時間面積にあまり関係せず一定である。しかし吸気管の効果は、孔の時間面積が吸・排気管を取付けない場合にもつとも適している値よりも、かなり大きくなければ、十分發揮されなため、吸・排気管の同調によつて給気比の向上をはかるときも、孔の時間面積を十分大き



くせねばならない。これは吸気孔面積を大きくせねばならぬ  
よう思われる。



## 結 論

第1編第1章から明らかなように排気吹出しエネルギーは、機関に供給された燃料の発熱量の10%以上にもなる。この排気吹出しエネルギーの利用にあたって、実際機関では測定の困難な排気管系単独の影響を、空気模型装置によつて求め、排気吹出しエネルギーを効率よく伝達できる排気管系、掃気の助長に有効なエゼクタ付排気管、段付および円すい形排気管の特性を明らかにした。単なる排気管系の形状、寸法の変更によつて、排気吹出しエネルギーを有効に利用でき、機関性能の向上をはかり得ることは注目すべきであろう。また排気圧力の測定精度は、インジケータ継手によつて左右され、測定精度をあげるには継手の固有振動数を高めねばならぬことを示した。排気吹出しにともなつて生じる圧力波により掃気の助長をはかる場合、常に排気管系と機関回転速度の同調が問題になる。クランク室掃気二サイクル機関によつて、排気吹出しによつて生じる負圧波の発生時期が掃気の助長に著るしく影響することを示し、よき同調を得るための条件を求めた。現在排気吹出しエネルギーの利用率はきわめて低い状態にあるから、これら排気管系個々の要素の究明によつて、今後機関性能の向上をはかり得ると信ずる。

終りに臨み、終始懇切な御指導を賜つた京都大学教授長尾不二夫先生に深く感謝する。なお実験、計算に協力してもらつた大沢義弘、水山康弘、大林秀彦、倉田武彦、永野博之、三宅正毅の諸君にも謝意を表する。



## 主な記号の説明

- $a$  : 音速
- $a_0, a'_0$  : 基準音速 (大気圧)
- $a_e$  : 排気管内ガスの音速
- $a_z$  : シリンダ内空気の音速
- $A$  : 仕事の熱当量
- $c_p$  : 定圧比熱
- $c_v$  : 定積比熱
- $d_e$  : 排気管直径
- $E_{ae}$  : ノズル出口において単位重量の排気ガスがもつ有効エネルギー
- $E_{ag}$  : 計測用ノズル出口において単位重量の排気ガスがもつ有効エネルギー
- $E_b$  : 単位重量のシリンダ内ガスのもつ排気吹出しエネルギー
- $E_{bs}$  :  $E_b$ のうち静圧過給の場合に利用されるエネルギー
- $E_f$  : 単位重量のシリンダ内ガスに加えられた燃料のエネルギー
- $E_l$  : シリンダ内空気の圧力が  $p_{z0}$  から  $p_{z0}$  に下るとき、利用の対象となる理論的吹出しエネルギー
- $E_n$  : ノズル出口の排気吹出しエネルギー
- $E_w$  : 任意の一断面を通過する圧力波のエネルギー
- $f$  : 断面積
- $f_{ap}$  : 吸気孔面積
- $f_c$  : 気化器の喉面積
- $f_e$  : 排気管の断面積
- $f_{ep}$  : 排気孔面積
- $f_g$  : 導入管断面積





- $f_1$  : インジケータ継手の断面積  
 $f_{SP}$  : 掃気孔面積  
 $F$  : 換算面積  
 $g$  : 重力加速度  
 $G$  : 流量  
 $G_0$  : クランク室内空気の重量  
 $G_g$  : 計測用ノズルに抽出した排気ガス流量  
 $G_z$  : シリンダより流出した空気重量  
 $h$  : ナイフエッジよりかご形衝動板の重心までの距離  
 $h'$  : ナイフエッジよりノズルの中心線までの距離  
 $H_u$  : 燃料の低位発熱量  
 $I$  : かご形衝動板のナイフエッジまわりの慣性モーメント  
 $l$  : 長さ  
 $l_0$  : 排気管長さ  
 $l_g$  : 導入管長さ  
 $l_1$  : インジケータ継手の長さ  
 $L$  : 段付または円すい管長さ  
 $L_0$  : 燃焼に要する理論的空気量  
 $M$  : 噴出空気の運動量  
 $n$  : 回転速度  
 $n_0$  : 給気比が最大になる回転速度  
 $p$  : 圧力  
 $p_0$  : 基準圧力 (大気圧)  
 $p_{a0}$  : 吸気孔閉時のクランク室内圧力  
 $p_{a0}$  : 吸気孔開時のクランク室内圧力  
 $p_m$  : 沈みタンク内の圧力  
 $p_s$  : 閉止端圧力  
 $p_{z0}$  : 排気弁閉時のシリンダ圧力  
 $p_{z0}$  : 排気弁開時のシリンダ圧力



$P$  :  $(p/p_0)^{\kappa-1/2\kappa}$

$P_s$  :  $(p_s/p_0)^{\kappa-1/2\kappa}$

$r$  : 抵抗をあらわす係数

$R$  : 空気のガス定数

$R_g$  : 排気ガスのガス定数

$s$  : エントロピ

$t$  : 時間

$t_0$  : 空気の噴出時間

$t_m$  : 沈みタンクが一定距離を降下するに要する時間

$t_w$  : 圧力波が任意の一断面を通過するに要する時間

$T$  : 絶対温度

$T_1$  : サージタンク内空気の絶対温度

$T_m$  : 沈みタンク内空気の絶対温度

$T_{z0}$  : 排気弁開時のシリンダ内空気の絶対温度

$u$  : 流速

$U$  :  $u/a_0$

ただし 第1編第3章  $U_s = u_s/a'_0$   $U_g = u_g/a'_0$

第4章  $U_s = u_s/a'_0$

第5章  $U_g = u_g/a'_0$

$v$  : 比体積

$V$  : 容積

$V_{a0}$  : 吸気孔開時のクランク室容積

$V_c$  : クランク室すきま容積

$V_1$  : インジケータの受圧板部分の容積

$V_m$  : 沈みタンクの降下による容積変化量

$V_s$  : 行程体積

$V_z$  : シリンダ容積

$W$  : かご形衝動板の重量

$x$  : 排気管に沿って測った距離

$x_1$  : インジケータ継手に沿って測った距離

$Y$  : 計測用ノズルから噴出する排気ガスの推力



$Z$  : インピーダンス  
 $\alpha$  :  $2/(\kappa - 1)$   
 $r$  : 比重量  
 $r_0$  : 基準比重量 (大気圧)  
 $r_Z$  : シリンダ内空気の比重量  
 $\delta$  : ノズル・衝動板間距離  
 $\epsilon$  : 圧縮比  
 $\eta_m$  : 負圧波のエネルギー比  
 $\eta_p$  : 空気純度  
 $\eta_r$  : エネルギー反射率  
 $\eta_{r0}$  : 直管のエネルギー反射率  
 $\eta_s$  : 掃気効率  
 $\eta_t$  : 伝達効率  
 $\theta$  : かご形衝動板の傾斜角  
 $\theta_0$  : クランク角度  
 $\theta_{max}$  : かご形衝動板の最大傾斜角  
 $\kappa$  : 空気の比熱比  
 $\kappa_G$  : 排気ガスの比熱比  
 $\lambda$  : 空気過剰率  
 $\lambda_G$  : 排気管の摩擦抵抗係数  
 $\mu$  : 流量係数  
 $\mu_a$  : 吸気孔の流量係数  
 $\mu_c$  : 気化器の喉の流量係数  
 $\mu_G$  : 排気孔の流量係数  
 $\mu_s$  : 掃気孔の流量係数  
 $\nu$  : 振動数  
 $\nu_G$  : 排気管系の固有振動数  
 $\nu_1$  : インジケータ継手の固有振動数  
 $\xi$  : 枝管・排気集合管面積比  
 $\rho$  : 密度



- $\rho_0$  : 基準密度 (大気圧)
- $\rho_g$  : 排気管内ガスの密度
- $\sigma$  : 等圧度
- $\tau$  : 振動周期
- $\tau_v$  : 排気弁開口時間
- $\varphi_a$  : エゼクタ形排気管における集合管の平行部と排気管の面積比
- $\varphi_b$  : エゼクタ形排気管におけるディフューザ出口と排気管の面積比
- $\varphi_o$  : 排気集合管における絞りと排気集合管の面積比
- $\varphi_d$  : 段または凹すい管両端の面積比
- $\varphi_g$  : 計測用ノズル・導入管面積比
- $\varphi_1$  : インシケータにおける絞りと継手の面積比
- $\varphi_n$  : ノズル・排気管面積比
- $\varphi_v$  : 排気弁の最小断面 (有効通過面積) ・排気管面積比
- $\psi_g$  : 計測用ノズルの速度係数
- $\psi_1$  : インシケータにおける絞りの速度係数
- $\psi_n$  : ノズルの速度係数
- $\psi_v$  : 排気弁の速度係数
- $\omega$  : 角速度

