

2 サイクル機関吸排気管系の非定常流れ

梶 昭次郎・八 田 桂 三

Unsteady Flow in Intake and Exhaust-Pipe Systems of Two-Cycle Engine.

By

Shojiro KAJI and Keizo HATTA

Abstract An analytical method for solving unsteady flow in the pipe system of a crankcase compression two-cycle gasoline engine was presented, and numerical calculations based on it were carried out. The intake pipe, crankcase, scavenging passage, combustion chamber and the exhaust pipe are all included in the system. This analysis aims at the simulation of scavenging processes and could be combined with that of combustion processes to yield the whole engine simulation. The simulation of an engine at motor driven can be obtained by this analysis only.

The computer calculations were performed to give timewise variations of the pressure, velocity and temperature of the system for various parameters such as engine speed, intake and exhaust pipe length and the initial pressure of the combustion chamber. The variations of the delivery ratio, the trapping efficiency and the scavenging efficiency depending on these parameters were also examined. As a result it was confirmed that the resonant pulsation in the exhaust pipe or the intake pipe has very much influence upon the flow of the whole system of an engine.

概 要

クランク室圧縮式2サイクルガソリン機関の吸気管、クランク室、掃気通路、燃焼室、排気管全部を一つの管系としてその非定常流れを解析する方法を与え、それに基づいて数値解析を行なった。これは機関の作動サイクルシミュレーションの一環で主として掃気過程の解析であるが、これと化学反応を伴う燃焼過程のシミュレーションとを組み合わせることにより、機関の全作動サイクルのシミュレーションを行なうことが可能である。モータ駆動時の機関の作動は本解析だけでシミュレーションを行なうことができる。

計算例として、機関回転数、吸、排気管長さ、排気孔開孔始の燃焼室圧力などを変えて、機関各部の圧力、流速、温度などの時間的变化および給気比、給気効率、掃気効率、燃焼室内新気量などの各パラメータに対する依存性を検討した。その結果、排気管や吸気管の脈動が複雑にエンジン全体の流れに影響を及ぼしていることが確認された。

1. ま え が き

ピストン機関の吸排気管系の動的な流れの解析は従来からなされてきた [1]~[13]. これは管内の非定常流れが機関におよぼす影響を解析するものであるが, 流れに主眼を置く関係上燃焼については適当な仮定を用い, たとえば排気孔開孔始の燃焼室のガスの状態 (圧力または温度) を与えて排気管内の流れを解くといった手法がとられている. このような解析でも, 機関性能を支配する要素 (たとえば吸, 排気管や弁など) および運転条件 (回転数, 弁時期など) の影響をある仮定の下に系統的に調べることが可能であるから, 機関性能を予測したり性能改善の可能性を示唆したりすることができる. 一方近年ガソリン機関の排気による大気汚染が大きな社会問題となり, これに伴って排気組成に主眼を置いた燃焼の解析が精力的に行なわれるようになってきた. この燃焼の解析では燃焼室内混合気中の新気量やその温度, 圧力などを適当に仮定しなければならないが, これは掃気過程を含めて管系の流れを解析すれば得られる性質のものである. 燃焼過程の解析を行えば排気孔開孔始の燃焼室のガスの状態は自と求まってくる.

このように管系の流れの解析と燃焼の解析とは互いに密接に関連しており, 一方の解析の結果が他方の解析における初期条件を与えるといった関係になっている. したがって両者を矛盾なく組み合わせることによりはじめて機関の作動サイクル全体のシミュレーションを行なうことができる.

さて, 管系の流れを解析するに当って吸気管とか排気管単独の解析がよく行なわれるが, このような解析は機関各部が機関性能に与える影響を特徴的につかむことには適している. しかしながら実際の機関性能は吸気管や排気管など機関各部が互に関連し合ったうえで決定されるものであり, 特にクランク室圧縮式 2 サイクル機関ではその傾向が強い. それゆえここでは吸気管, クランク室, 掃気通路, 燃焼室, 排気管のすべてを一つの管系に含めて解析することにした.

管内流れの解析には特性曲線法を用いることにし, 次のような仮定を設けた.

- (1) 管部は断面積一定の直管とし, 流れは一次元流れとする. 流体の粘性, 熱伝導の影響は無視する.
- (2) クランク室, 燃焼室等容積部分における流体の運動は考慮しない. また新気濃度を求める際, 燃焼室内では瞬間完全混合を仮定する.
- (3) 管部と容積部分をつなぐ条件としては準定常なものを適用する. すなわち各瞬間瞬間において定常流れの条件で結ばれるものとする.

記 号

F : 単位質量に働く力, 式(2)	Q_b, Q_{cr} : 単位時間当りの熱入力, 式(33)
K : 給気比, 式(38)	S : 面積
M_n : 燃焼室内新気量, 式(39)	V : 体積
M_t : 充填比, 式(40)	V_{st} : 行程体積
Q : 単位時間単位質量当りの熱入力, 式(3)	a : 音速
	f : 摩擦係数, 式(2)

i : 虚数単位, $\sqrt{-1}$	ω : 角周波数
k : 波数	添字
p : 圧力	b : クランク室
r_0 : 管半径	c : 燃焼室
t : 時間	0 : 大気状態
u : 速度	$*$: 喉部
x : 管軸方向座標	EO: 排気孔開孔始
α : 流量係数	EC: 排気孔開孔終
γ : 新気濃度	IO: 吸気孔開孔始
η_s : 掃気効率	IC: 吸気孔開孔終
η_{TR} : 給気効率	SO: 掃気孔開孔始
κ : 比熱比	SC: 掃気孔開孔終
ρ : 密度	EX: 排気管
τ : 周期, 式(38)	IN: 吸気管
τ_w : 壁面せん断応力	

2. 計 算 方 法

2.1 基礎方程式

図1に示すようにクランク室圧縮式2サイクル機関を, 2個の可変容積部を直管でつないだ管系としてモデル化する. 吸気管, 掃気通路, 排気管のおのおのについては断面積一定と考えている.

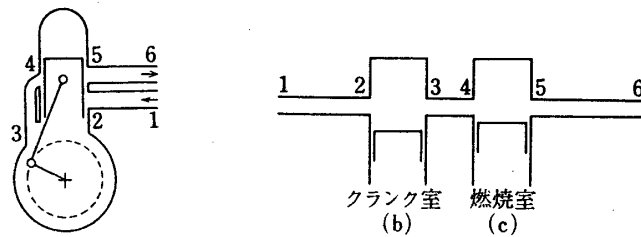


図1 エンジンのモデル化

管内流れを一次元として扱うことにすれば連続の式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

となる. ρ : 密度, u : 速度, t : 時間, x : 管軸方向座標である. 運動方程式において流体の粘性は考慮しないが, 管摩擦の影響を断面内に平均して働く力として考慮すれば

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + F = 0 \quad (2)$$

$$F = \frac{2f}{r_0} \cdot \frac{u^2}{2} \operatorname{sgn}. u, \quad f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho u^2}$$

で与えられる。 p : 圧力, F : 単位質量に働く力, r_0 : 管半径, f : 壁面せん断力を無次元化した摩擦係数である。エネルギー式は熱力学の第一法則から

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} - a^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = (\kappa - 1) \rho (Q + Fu) \quad (3)$$

となる。 Q は壁面からの熱伝達を考慮したもので断面内で平均した単位時間単位質量当りの熱入力であり, Fu は摩擦による発熱である。ここに a : 音速, κ : 比熱比である。

(1), (2), (3) を変形して

$$\left\{ \frac{\partial p}{\partial t} + (u+a) \frac{\partial p}{\partial x} \right\} + \rho a \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} + (u+a) \frac{\partial u}{\partial x} \right\} - (\kappa - 1) \rho (Q + Fu) + \rho a F = 0 \quad (4)$$

$$\left\{ \frac{\partial p}{\partial t} + (u-a) \frac{\partial p}{\partial x} \right\} - \rho a \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} + (u-a) \frac{\partial u}{\partial x} \right\} - (\kappa - 1) \rho (Q + Fu) - \rho a F = 0 \quad (5)$$

が導かれる。(4), (5) および (3) からそれぞれの特性曲線上で満足されるべき適合条件式が次のように表わされる。

$$\begin{aligned} dx &= (u+a)dt \quad \text{に沿って} \\ dp + \rho a du &= \{(\kappa - 1)(Q + Fu) - Fa\} \rho dt \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} dx &= (u-a)dt \quad \text{に沿って} \\ dp - \rho a du &= \{(\kappa - 1)(Q + Fu) + Fa\} \rho dt \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} dx &= udt \quad \text{に沿って} \\ dp - a^2 d\rho &= (\kappa - 1)(Q + Fu) \rho dt \end{aligned} \quad (8)$$

数値計算では管部をいくつか分割して初期状態を与えれば管端以外の場の物理量は式(6), (7), (8)を連立させることにより時間ステップを追って決定することができる。これに対し管端では(6), (7)のいずれか一方と速度の正負に依存して式(8)とが無効となり、特性曲線に沿った適合条件だけでは場の値を決定することができなくなる。たとえば管の右端では、 $x-t$ 平面において $dx = (u+a)dt$ なる特性曲線は引けるが $dx = (u-a)dt$ なる特性曲線は管の外に出てしまうことになって引くことができない。また速度が正であれば $dx = udt$ なる特性曲線は引くことができるが速度が負ではこれも引けない。このような適合条件の不足は管端における境界条件により補われる。

2.2 管端における境界条件

境界条件は準定常一次元流れに対するものを用いた。管端における実際の流れは三次元的であり当然非定常特性も入ってくるが、これを時々刻々について定常として扱うことは単に簡単であるからというだけでなく、より妥当な境界条件がまだ良くわかっていないという理由もある。管端は図1の1, 3, 6のように絞りがなく大気またはそれと同等の圧力室に開放されているものと2, 4, 5のようにピストンの作動により面積が絞られるものの二種類がある。

(i) 絞りのない開口端 (1, 3, 6)

開口端1を例にとって考える。吸入の場合は総エンタルピが連続でかつ開口端1までは等

エントロピ変化と考えられる。

$$u_1 \geq 0:$$

$$\frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{1}{2} u_1^2 = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{\rho_0} \quad (9)$$

$$\frac{p_1}{\rho_1^\kappa} = \frac{p_0}{\rho_0^\kappa} \quad (10)$$

一方吐出の場合は静圧が解放された場の圧力に等しくなっていると考えられる。

$$u_1 < 0:$$

$$p_1 = p_0 \quad (11)$$

(ii) 絞りのある管端 (2, 4, 5)

管端 5 を例にとって考える。容積側から管の方に流れるとき (流出) は管端を図 2 のごとく拡大して考えることができる。つまり燃焼室から最小断面位置 * までは等エントロピ流れで、その先は圧力損失を伴う流れであるが 5 の位置では一次元流れになっているものとする。すなわち管端 5 における流れの状態を C から * までと * から 5 までの二個のプロセスにわけて考えるわけである。質量および総エンタルピの連続および等エントロピ変化の式はそれぞれ次のようになる。

$$u_5 \geq 0:$$

$$\rho_* u_* S_* = \rho_5 u_5 S_5 \quad (12)$$

$$\frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_c}{\rho_c} = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_*}{\rho_*} + \frac{1}{2} u_*^2 = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_5}{\rho_5} + \frac{1}{2} u_5^2 \quad (13)$$

$$\frac{p_c}{\rho_c^\kappa} = \frac{p_*}{\rho_*^\kappa} \quad (14)$$

ここに喉部面積 S_* は単に幾何学的なものではなく流量係数を掛けたものを用いねばならない。さらに流れが喉部で choke する場合としない場合とで残り一つの条件が異なってくる。流れが choke する場合喉部の流速はそこでの音速に等しくなる。

$$\frac{p_5}{p_c} \leq \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}:$$

$$u_* = \sqrt{\frac{\kappa p_*}{\rho_*}} \quad (15)$$

一方 choke が起らない場合二通りの考え方がある。すなわち喉部における運動量のうち 5 の位置で圧力に回復している成分を全く考慮しないものと考慮するものとのである。

$$\frac{p_5}{p_c} > \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}:$$

$$p_5 = p_* \quad (16)$$

$$p_5 = p_* + \rho_5 u_5 (u_* - u_5) \quad (17)$$

式 (17) は図 2 の * の位置と 5 の位置の間で運動量の式を適用し連続の式を用いて簡単化し

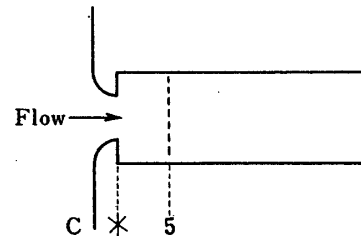


図 2 絞りのある管端の拡大図 (流出)

たものであるが、この際*位置での静圧は管断面全体に p_* がしみ通っているものと仮定している。式 (17) は喉部面積が小さく、したがって流量が小さく $u_5 \doteq 0$ の場合や、喉部が全開に近く $u_* = u_5$ の場合には式 (16) と一致する。ところで choke の条件式 (15) となめらかにつながるのは式 (16) の方である。このような事情を考えあわせると、喉部面積の増加に対し、choke しているときには式 (15) を、choke はしていなくても喉部面積が小さいときには式 (16) を、ある程度面積が大きくなれば式 (17) を用いるという具合にするのが最も合理的と思われる。

管から容積部の方に流れる場合（流入）は管端を図 3 のように拡大して考えることができる。すなわち管端 5 から最小断面位置*までは等エントロピ変化を行ない、*位置から燃焼室内に吹き出した流体の運動量は圧力に回復されないものとする。すなわち、質量、総エントルピの連続、等エントロピ変化および圧力に関する条件は

$$u_5 < 0:$$

$$\rho_5 u_5 S_5 = \rho_* u_* S_* \quad (18)$$

$$\frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_5}{\rho_5} + \frac{1}{2} u_5^2 = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_*}{\rho_*} + \frac{1}{2} u_*^2 \quad (19)$$

$$\frac{p_5}{\rho_5^\kappa} = \frac{p_*}{\rho_*^\kappa} \quad (20)$$

$$p_* = p_c \quad (21)$$

で与えられる。

孔が閉じている場合の境界条件は明らかに

$$u_5 = 0 \quad (22)$$

で与えられる。

2.3 管路中の絞りに対する境界条件

管路内にはスロットバルブやチョークバルブが存在する。これらのバルブの前後を結びつける関係式は絞りのある管端と同じように導くことができる。図 4 において 1, 2 をバルブの前後、* を最小断面位置とする。質量、総エントルピの連続のほかに、1 から*までは等エントロピ変化を仮定することができる。

$$\rho_1 u_1 S_1 = \rho_* u_* S_* = \rho_2 u_2 S_2 \quad (S_1 = S_2) \quad (23)$$

$$\frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{1}{2} u_1^2 = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_*}{\rho_*} + \frac{1}{2} u_*^2 = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{1}{2} u_2^2 \quad (24)$$

$$\frac{p_1}{\rho_1^\kappa} = \frac{p_*}{\rho_*^\kappa} \quad (25)$$

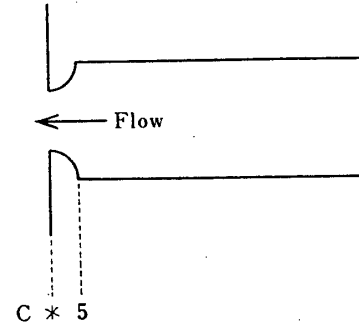


図 3 絞りのある管端の拡大図（流入）

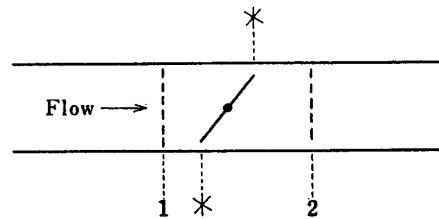


図 4 管内の絞り弁

残りもう一つの条件は流れが喉部で choke する場合, choke はしないが面積が小さい場合およびそうでない場合のそれぞれに応じて

$$\frac{p_2}{p_1} \leq \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}:$$

$$u_* = \sqrt{\frac{\kappa p_*}{\rho_*}} \quad (26)$$

$$\frac{p_2}{p_1} > \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}:$$

$$p_2 = p_* \quad (27)$$

$$p_2 = p_* + \rho_2 u_2 (u_* - u_2) \quad (28)$$

のいずれかを用いることができる. これは絞りのある管端での条件式 (15), (16), (17) に対応している.

2.4 管端の境界条件に対する一考察

管端においては容積部の側でも管の側でも多分に流れは三次元的であり, このため交番するような非定常流れに対し, 管端の境界条件は単に定常流に対するものでは不十分で, 実際は周波数特性をもったものになると考えられる.

図5のような開口端に対し, 音響的な考え方(微小変動理論)では開口端における速度と圧力を

$$u_2 = u_{20} + \hat{u}_2 e^{i\omega t} \quad (29)$$

$$p_2 = p_{20} + \hat{p}_2 e^{i\omega t} \quad (30)$$

のごとく定常成分 u_{20} , p_{20} と角周波数 ω の非定常成分 \hat{u}_2 , \hat{p}_2 にわけたとき非定常成分に対する境界条件は

$$\frac{\hat{p}_2}{\hat{u}_2} = \rho_{20} a_{20} \left\{ \frac{k^2 r_0^2}{2} - \frac{u_{20}}{a_{20}} + i \frac{8kr_0}{3\pi} \right\} \quad (31)$$

ρ_{20} : 密度, a_{20} : 音速, $k = \omega/a_{20}$, r_0 : 管半径

で与えられる [14][15]. ここに \hat{p}_2 や \hat{u}_2 は入射波と反射波の成分を加え合わせたものである. 式 (31) の右辺は音響インピーダンスと呼ばれ, 小さな波数定数 kr_0 に対するものであるが定常流の影響(吸入の場合 u_{20} は負値)を考慮したものである. インピーダンスの実数部は放射音響エネルギーに関係し, 虚数部は位相変化に関係する. また端面にバツフル板を付けなときはインピーダンスの $k^2 r_0^2/2$ の項がほぼ $k^2 r_0^2/4$ になると考えられる.

式 (31) のような音響的に周波数特性を考慮した考え方と式 (9)~(11) のような定常流れの考え方とは根本的に違っている. 数値計算においてこのような二つの境界条件の差がどのような形できいてくるのか, また排気孔が閉じたあとの排気管内には管の固有振動が残っているが実験的に測定されるその減衰の様子すなわち管端におけるエネルギーの散逸の様子はいずれの境界条件を用いた解析に近いかといった点を検討することによって, どのような境界条件がより現実に則しているかを見い出さねばならない. また同じような検討を絞りのある管端に対しても行なう必要があるのは言うまでもない.

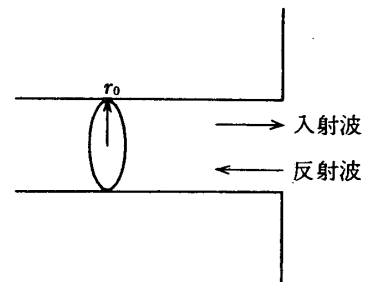


図5 音響的にみた管開口端

2.5 クランク室および燃焼室の釣合条件

クランク室や燃焼室等容積部分では質量流れとエネルギーの流れが釣合っていないなければならない。クランク室を例にとれば質量流れの釣合条件は

$$d(\rho_b V_b) = (\rho_2 u_2 S_2 - \rho_3 u_3 S_3) dt \quad (32)$$

となる。 ρ_b, V_b はクランク室の密度および体積である。またエネルギー流れの条件式は

$$\begin{aligned} \frac{1}{\kappa-1} d(p_b V_b) + p_b dV_b = & \left[Q_b + \left\{ \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{1}{2} u_2^2 \right\} \rho_2 u_2 S_2 \right. \\ & \left. - \left\{ \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_3}{\rho_3} + \frac{1}{2} u_3^2 \right\} \rho_3 u_3 S_3 \right] dt \end{aligned} \quad (33)$$

で与えられる。左辺第1項は内部エネルギーの増加、第2項はピストンが外部に対して行なう仕事を表わしている。一方右辺の Q_b は単位時間当りの熱入力で、壁面からの熱伝達や、クランク室ではクランク等回転部分が流体をかきまぜることに原因して発生する熱を表わしている。第2項、第3項は流入、流出する流体が運ぶエネルギーで総エンタルピ流れとして表わされている。

2.6 燃焼室内新気濃度

燃焼過程の計算に必要な燃焼室内の新気量や種々の効率の算出には燃焼室内の新気濃度 γ_c を流れ場と同時に計算しておく必要がある。燃焼室内では瞬間完全混合を仮定しているから新気量に関して

$$d(\gamma_c \rho_c V_c) = (\gamma_4 \rho_4 u_4 S_4 - \gamma_5 \rho_5 u_5 S_5) dt \quad (34)$$

が成り立つ。ここに γ_4, γ_5 はそれぞれ掃気孔、排気孔における新気濃度であり、

$$\left. \begin{aligned} u_4 < 0 \text{ のとき} & \quad \gamma_4 = \gamma_c \\ u_4 > 0 \text{ のとき} & \quad \left\{ \begin{array}{l} \gamma_4 = \gamma_c (\text{過去の吹きもどし時の}) \\ \gamma_4 = 1 \dots \dots \text{吹きもどし残留ガスがないとき} \end{array} \right. \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

$$\left. \begin{aligned} u_5 > 0 \text{ のとき} & \quad \gamma_5 = \gamma_c \\ u_5 < 0 \text{ のとき} & \quad \gamma_5 = \gamma_c (\text{過去の排気の}) \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

で与えられる。吹きもどしガスは層状になっていることを仮定しているが、吹きもどしが起る場合計算においては過去の濃度を記憶しておく必要がある。

式 (34) から時々刻々の燃焼室内新気濃度が求まり、掃気効率 η_s は燃焼室内の最終的な新気の割合であるから排気孔開孔終 (EC) の γ_c で与えられる。

$$\eta_s = [\gamma_c]_{EC} \quad (37)$$

給気比 K は供給された新気の無次元量であり質量流量の1周期 (τ) 積分から

$$K = \frac{1}{\rho_0 V_{st}} \int_0^\tau \rho_1 u_1 S_1 dt \quad (38)$$

で与えられる。 V_{st} : 行程体積。燃焼室に閉じこめられた新気の無次元量 M_n は

$$M_n = \frac{1}{\rho_0 V_{st}} [\gamma_c \rho_c V_c]_{EC} \quad (39)$$

で与えられる。したがって、供給新気に対する燃焼室に捕えられた新気の割合を表わす給気効率 η_{TR} は

$$\eta_{TR} = \frac{M_n}{K} \quad (40)$$

で、また充填比 M_t は燃焼室内に閉じ込められた全ガスの無次元量であるから

$$M_t = \frac{M_n}{\eta_s} \quad (41)$$

で与えられる。

2.7 数値計算の手順

管内の非定常流れを特性曲線法によって数値解析する場合、通常管を Δx ずつに分割しその分割点で物理量を時間ステップ Δt ごとに決定して行く。この計算法が安定であるためには

$$\Delta x > (|u| + a)\Delta t \quad (42)$$

でなければならない。すなわち時間間隔をクランク角 1° にとれば管内の最高速度を適当に想定しそれ相当の荒さに管を分割しなければならない。このようにして最初排気孔開孔始の燃焼室の圧力と温度を与えその他の部分は全て大気状態で静止しているとして計算をスタートさせる。クランク角を 1° 進めたとき、管の中間点の物理量は式 (6), (7), (8) を連立させて決定することができる。管端では式 (6), (7), (8) の1個または2個と管端の境界条件式を用いて物理量を決定することができる。管について解いた後容積部分の状態量を釣合条件式 (32), (33) などから求める。このようにすれば管系全体の物理量が一応は求まるが、このやり方では容積部分が管部より時間的に後から決定されている。これを補うため2, 3度 iteration を行なう。このようにしてあるクランク角度における物理量が決定された後クランク角を 1° 進め次の時間ステップに移る。

クランク角を 360° 進めると1サイクルで、再び排気孔開孔始のクランク角にもどる。ここで、モーター駆動の場合であればそのまま計算を続行すれば良い。これに対し燃焼を仮定している場合には燃焼室内の状態を再び与えてやる必要がある。2サイクル目からは圧力、温度の両方を与える必要はなくいずれか一方を与えれば十分で、残る一つの条件は燃焼室内のガスの質量が前サイクルの排気孔開孔終のそれに等しいことから決定される。このようにして計算を何サイクルか繰返すうちに各部の物理量の時間的変化がサイクリックに落ち着いてくる。

さて、特性曲線法の計算において必要な物理量、すなわち速度、圧力、音速などは第1近似では1時間ステップ前の量を用い、iterationによって近似精度を上げて行く。このiterationの収斂は、管の中間点すなわち特性曲線が三本とも存在する場合にはきわめて迅速であるが、管端における収斂の程度は余り良くない。特に速度が正から負もしくは逆に移行する際に速度の正負によって境界条件式が全く違った特性であるため一定値に収斂しない場合が起る。このような点に関しては細かい配慮が必要である。たとえば開口端における境界条件式 (9), (10) は全く同じことであるが次のように二通りに書ける。

$$u_1 = a_0 \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left\{ 1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right\}} \quad (43)$$

$$p_1 = p_0 \left\{ 1 - \frac{\kappa - 1}{2} \left(\frac{u_1}{a_0} \right)^2 \right\}^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (44)$$

速度が小さく圧力比が1に近いとき式(44)と(11)を用いて iteration を行なえば容易に収斂するが式(43)と(11)とでは収斂しないという場合が起る。また速度が余り小さくないときには全く逆の場合も起る。したがって、理論的にはどちらでも良い訳であるが、計算技術としては二通りの計算式(43),(44)を併用して行なう方が有利である。同じことが絞りのある管端の場合にもいえるが、絞りのある管端は開口端に比べてさらに収斂の性質が悪く上述のような工夫だけでは不十分なことも多い。収斂させるためには、各 iteration における圧力なり速度なりの値の変動の様子から収斂すべき値を予測して修正を加えるといった方法を採用する必要がある。

3. 数値計算の結果と考察

3.1 計算のもとにした機関諸元と計算における仮定

計算のもとにした機関諸元を表1に示す。

吸気孔、掃気孔、排気孔の形状と正流時における各孔の流量係数を図6に示す。横軸はピストンヘッドの移動方向に測った開孔高さの割合である。逆流時の流量係数の測定は困難なため、吸気孔、掃気孔の逆流時における流量係数は排気孔正流時のもので代用し、排気孔逆流時の流量係数は吸気孔正流時のもので代用することにした。また吸気管、掃気通路、排気管はそれぞれの対応する孔と同一断面形状を有していると仮定した。

数値計算は最も簡単な場合について行ない、吸気管中にはスロットバルブはなく大気から直接吸込むとしている。また管壁摩擦、管壁における熱伝達の影響は無視し、容積部分においても壁からの熱入力は考慮しなかったが、クランク室においてクランク等回転部分が流体をかきまぜることによって発生する熱は考慮に入れた。これをクランクからの熱入力 Q_{cr}

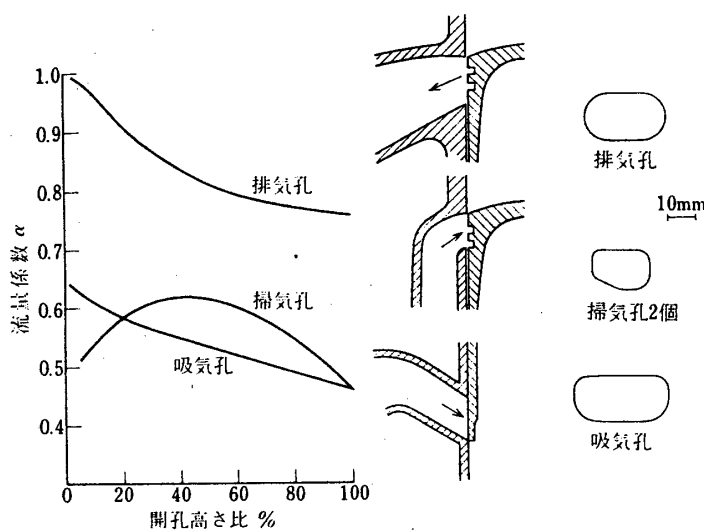


図 6 孔の形状と流量係数

表 1 機 関 諸 元

シリンダ径/行程	45/50 mm
行程体積	79.5 cm ³
燃焼室容積 (上死点)	9.87 cm ³
有効圧縮比	6.72
クランク室容積 (上死点)	278 cm ³
連接棒	105 mm
掃気通路	50.4 mm (2 本)
掃気孔開孔時期	$\theta = 109^\circ \sim 251^\circ$
掃気孔開孔時期	121 $^\circ$ ~239 $^\circ$
吸気孔開孔時期	300 $^\circ$ ~60 $^\circ$
	(θ : 上死点から測ったクランク角)

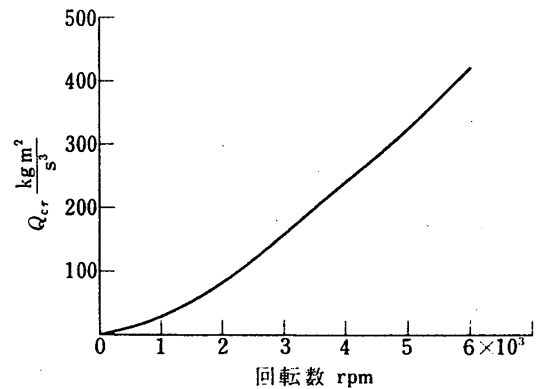
とすれば、これはクランクロスの測定から図 7 のように求められる。

その他の仮定として、絞りのある管端の境界条件で choke していない場合には式 (17) を用いず総て式 (16) を用いた。すなわち、容積側から管の方に流出する場合、絞りのあとの圧力回復を一切考慮しなかった。

3.2 計算結果と考察

図 8 は何サイクル程度繰返し計算すれば値が落ち着くかを調べたもので 12 サイクル目の値を基準に示している。燃焼室の温度や新気量の収斂が悪く、たとえば 5 サイクルで計算を打切ったとすれば他の諸量は大体誤差 1% 以内に入るがこれらの量には 2% 程度の誤差が伴うことになる。しかしながら計算時間のことも考える必要があり、以下に示す結果は 5 サイクルで計算を打切ったものである。

図 9 は機関各部の圧力、速度、温度および新気濃度などの時間的変化を示している。燃焼を想定した場合 (Firing) で燃焼室の排気孔開孔始の圧力は毎サイクル 2.5 気圧 ($P_{CEO} = 2.5$) としている。圧力は大気圧で、温度は大気温度 (293°K) で、速度は大気音速でそれぞれ無次元化されている。図で u_6 の立上りが u_5 の立上りに比べて遅れているがこれは排気孔での圧力波が排気管出口に到達するまでに要する時間遅れである。掃気孔速度 u_4 が最初負になっているのは燃焼室から吹きもどしが起るためである。新気濃度 γ_c は掃気孔に吹きもどされた燃焼ガスが再び燃焼室に押込まれた後立上り、増加していく。 γ_c は燃焼室の燃焼ガスが新気によって掃気される様子を与えていることになる。また吸気管や排気管内には孔が閉じた後管の気柱の減衰振動が残っているがその振幅はかなり大きい。排気孔温度は開孔期間中燃焼室温度と差はなく、孔が閉じた後は気柱の振動に応じて開孔終 (EC) の温度のまわりにわずかに変動している。時間平均的な排気孔温度はこの場合 2.15 である。

図 7 クランク室における発熱量 Q_{cr}

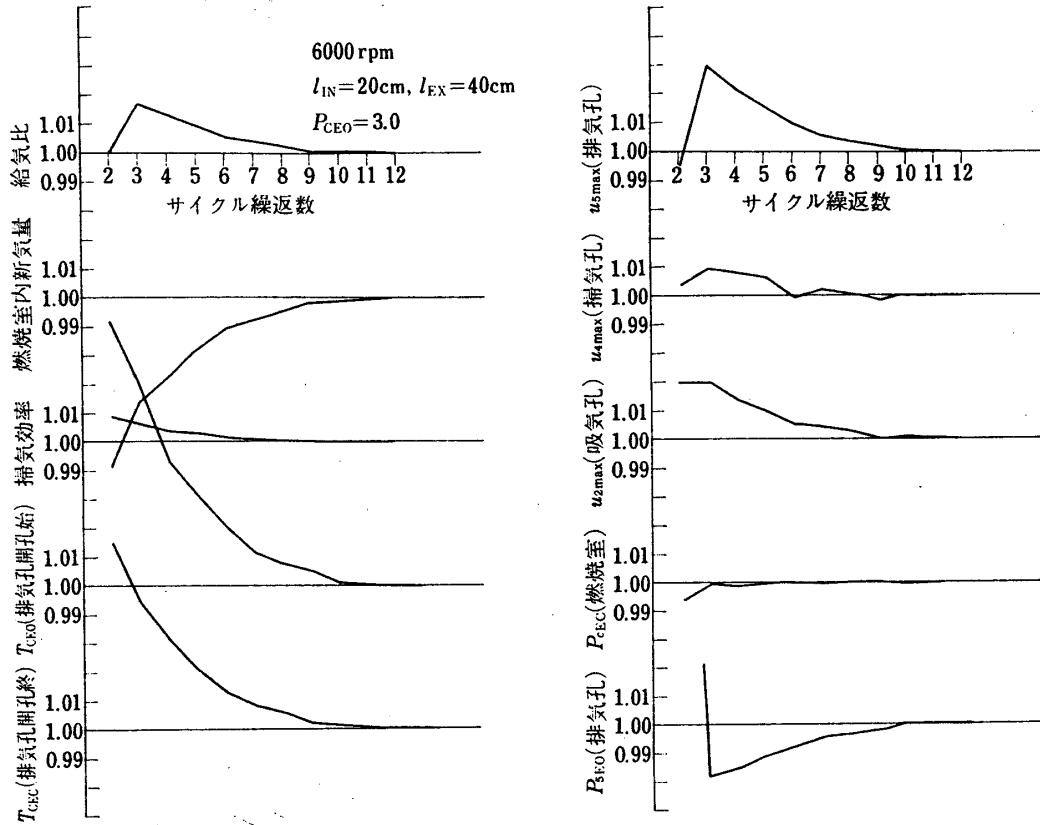


図 8 繰返計算による収れんの様子

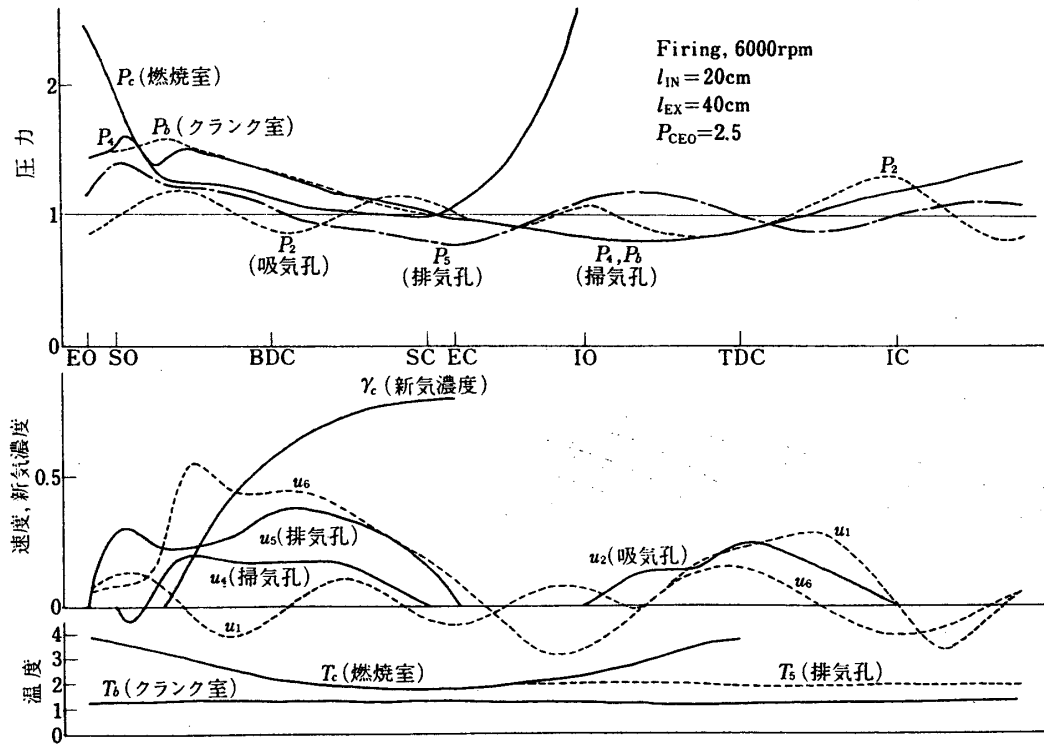


図 9 圧力, 速度, 温度の時間的变化 Firing, 6,000 rpm
 $l_{IN}=20\text{ cm}, l_{EX}=40\text{ cm}, P_{CEO}=2.5$

図10はモータ駆動時(Motoring)の機関各部の圧力、速度等の時間的変化を示している。全般的にFiringの場合とは大きく様子が異なっている。排気管の圧力、速度の変化が著しく大きいがこの変動周波数は225 Hz位である。排気管長を1/4波長とする音響的気柱振動の周波数は223 Hz(排気管内の時間平均温度は約1.1であり、音速357 m/sとして)であるからこの変動が排気管の気柱共鳴であることは間違いない。機関回転数が100 rpsであることからこれの2次の高調波成分が共鳴周波数に近く、気柱共鳴を励起しているものと考えられる。図9の燃焼を想定した解析では燃焼室圧力をサイクルごとに与え直すためと考えられるがこのような気柱共鳴は起っていない。

図11は機関回転数に対して給気比、給気効率、燃焼室内新気量、燃焼室温度などが変化する様子を示している(Firing)。この場合4,000 rpm近くで給気比が大きくなっているが、給気比の大きいところでは給気効率が悪くなるため燃焼室に残る新気量は余り大きくは変化していない。図12は燃焼室圧力および排気孔圧力の時間的変化を回転数を変えて示している。2,000 rpmでの燃焼室の圧力変化は高回転数の場合とかなり様子が違っているし、排気管の固有振動の振幅も非常に小さいことがわかる。なお排気管の固有振動数は管長が同じであるからそれほど変わらないが回転数が違うためクランク角で測った変動の波長は当然異なっている。図13は各孔の速度と新気濃度の時間的変化を回転数をパラメータに示している。回転数の影響は吸気孔速度に顕著に現われており、回転数が増えるにつれて逆流領域が減っていくことがわかる。また排気孔では排気管の脈動と呼応して速度が回転数によって大

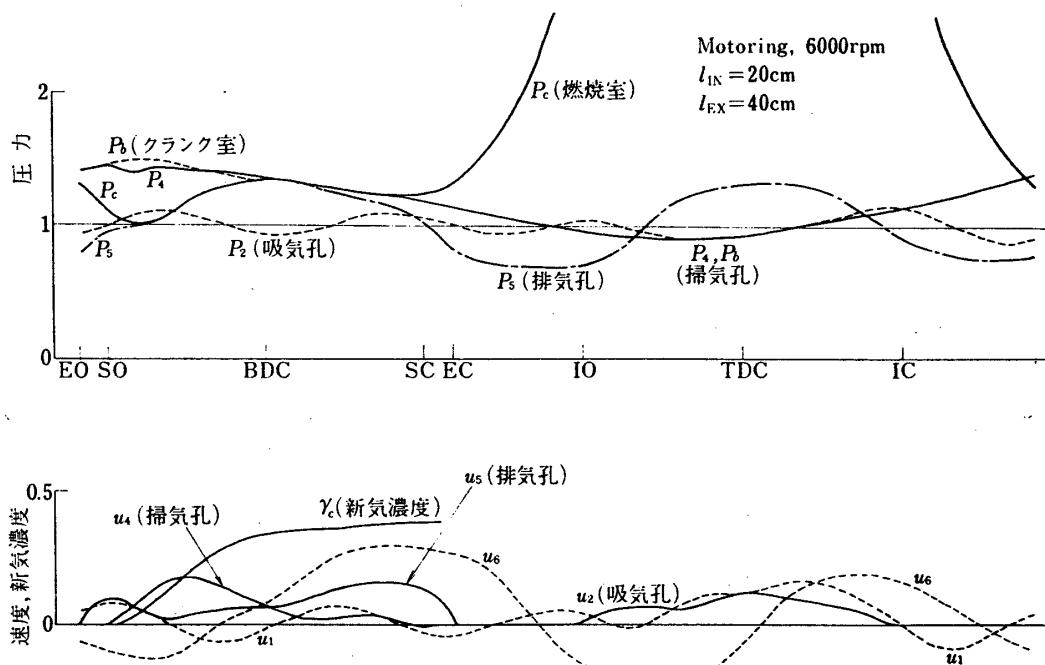


図10 圧力、速度の時間変化 Motoring, 6,000 rpm
 $l_{IN} = 20\text{ cm}$, $l_{EX} = 40\text{ cm}$

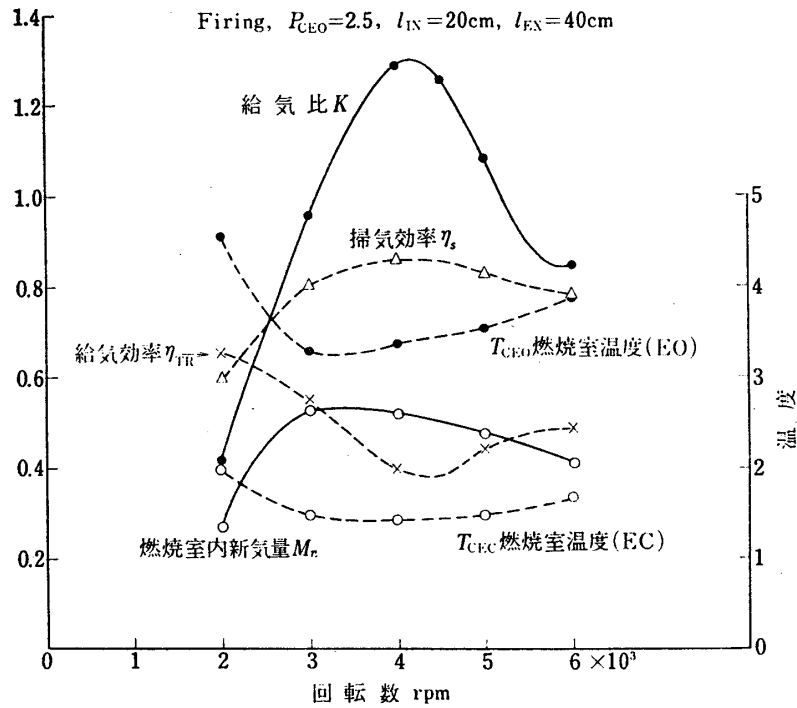


図 11 回転数の影響
Firing, $P_{CEO}=2.5$, $l_{IN}=20$ cm, $l_{EX}=40$ cm

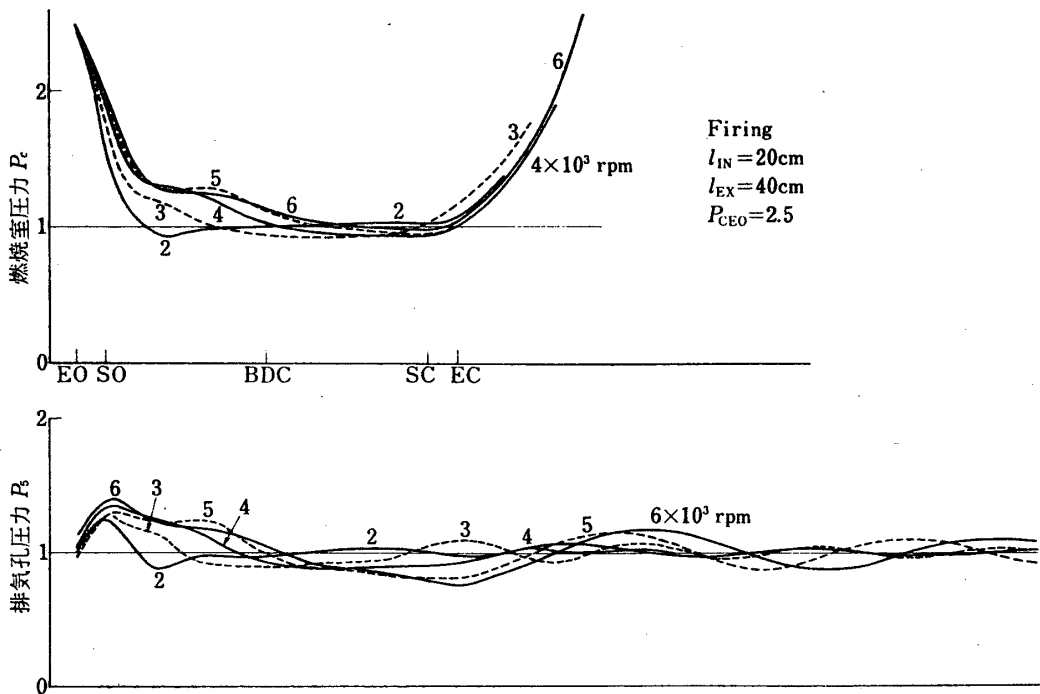


図 12 P_c, P_s の回転数による変化
Firing, $l_{IN}=20$ cm, $l_{EX}=40$ cm, $P_{CEO}=2.5$

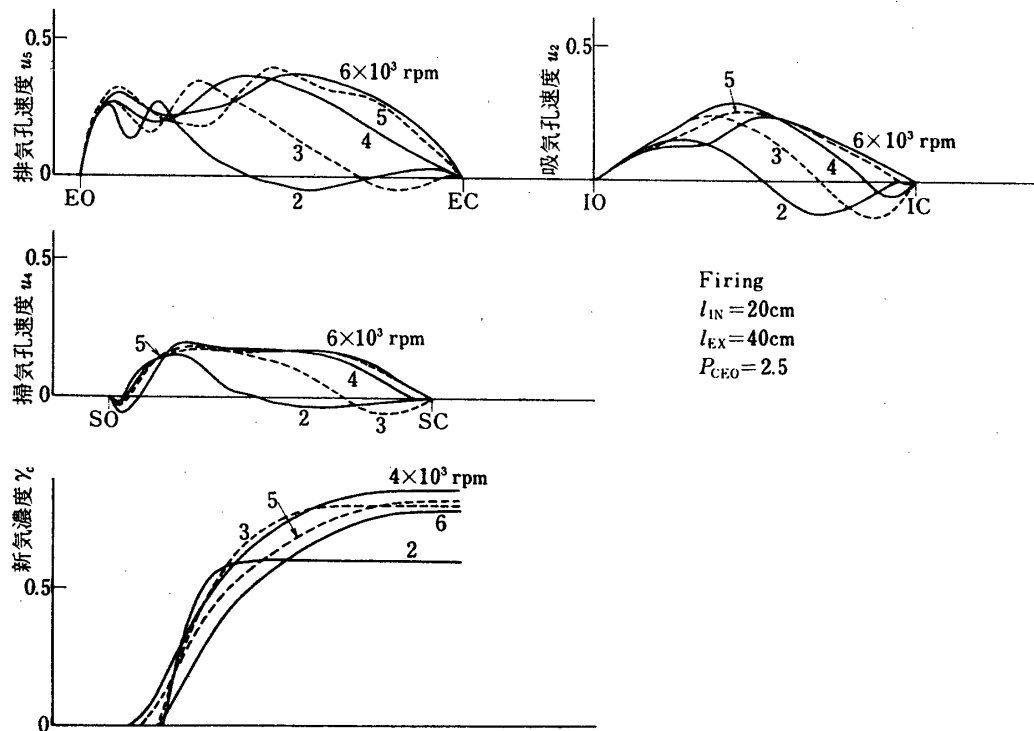


図 13 u_2, u_4, u_5, γ_c の回転数による変化
 Firing, $l_{IN}=20\text{ cm}$, $l_{EX}=40\text{ cm}$, $P_{CEO}=2.5$

大きく変化している。また新気濃度の時間的変化も回転数によりかなり異なるが掃気孔速度の変化からうなづけることである。

図 14, 15, 16 は Motoring の場合について回転数の影響を示したものである。この場合も、Firing の場合と同じく、給気比の大きい回転数では掃気効率も良いが給気効率が悪いので、燃焼室内新気量はそれほど変化しない結果となっている。図 15 で排気管内の圧力変動はすでに述べたように気柱共鳴であり、回転数の二次がこの共鳴周波数に近づくと振幅は大きくなり波形もゆがんでくる。図 16 で回転数が低いときの吸気孔速度は Firing の場合と余り変わらないが回転数が高くなると管系全体の流れが上述の排気管気柱共鳴の影響を受けるため Firing の場合とは大分異なった様相を呈している。

図 17 は Firing の場合に排気孔開孔始の燃焼室圧力 P_{CEO} を変えたとき給気比、給気効率、燃焼室内新気量などが変化する様子を示している。開孔始の燃焼室圧力が大きくなるにしたがってそのときの燃焼室温度が増大するのは当然であるが、他の諸量は余り変化せずわずかに掃気効率がやや増大する傾向にあるのみである。図 18, 19 は圧力、速度、新気濃度等の時間的変化が初期燃焼室圧力 P_{CEO} によって異なる様子を示している。初期燃焼室圧力が高いという影響は確かに燃焼室圧力や排気孔圧力の時間的変化には現われているが、掃気孔からクランク室、吸気孔と上流にさかのぼるにしたがってその影響は弱くなって行くようである。図 19 で排気孔速度が $P_{CEO}=3.5$ の場合の方が大きいのは温度が高いため体積流量が増える結果である。掃気孔においては初期燃焼室圧力が高いとクランク室側への吹きもど

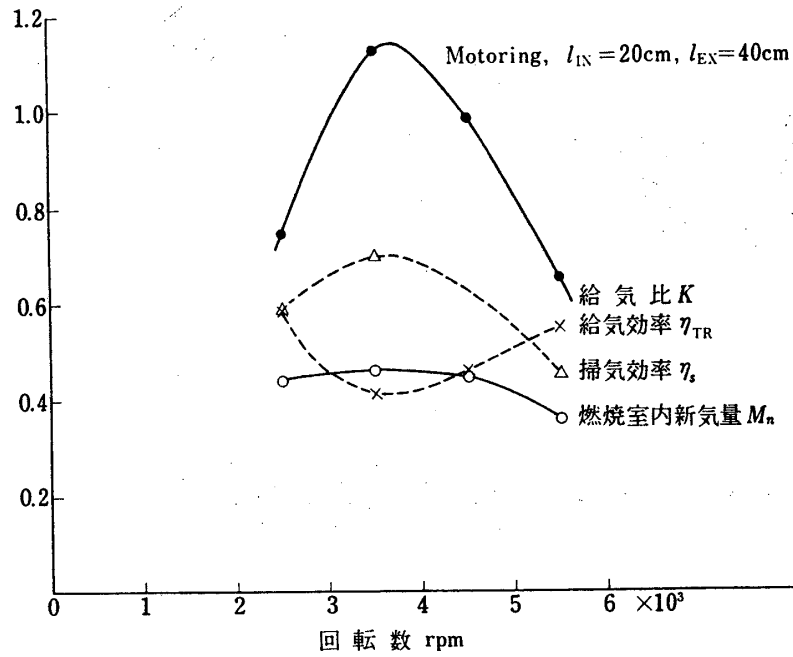


図 14 回転数の影響
Motoring, $l_{IN}=20\text{ cm}$, $l_{EX}=40\text{ cm}$

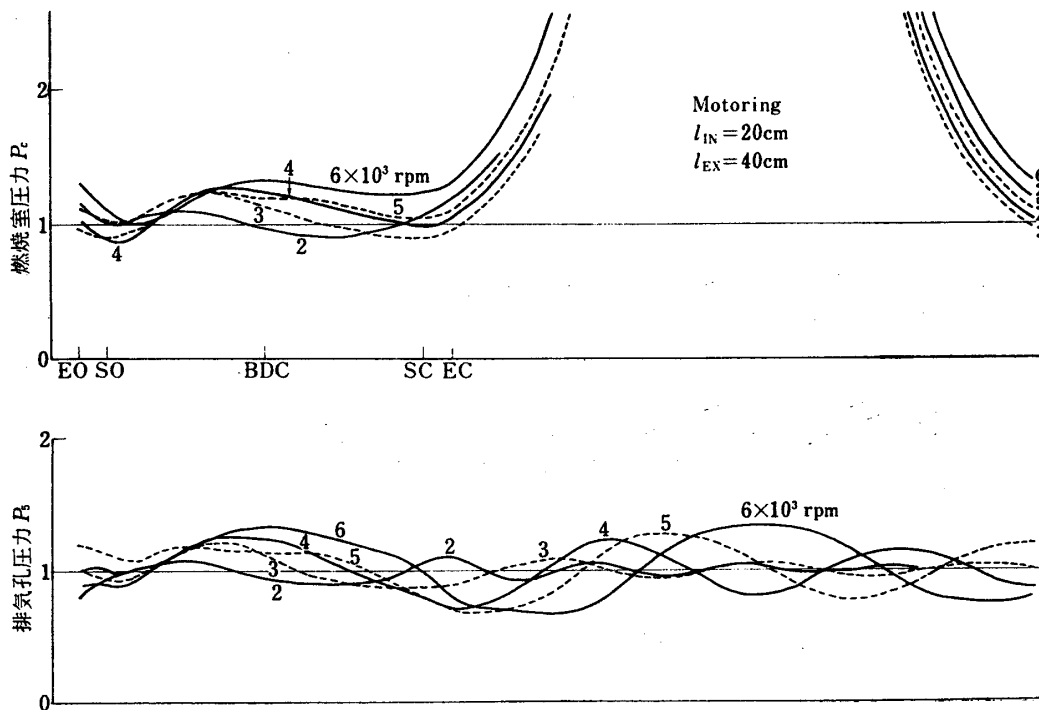


図 15 P_c, P_s の回転数による変化
Motoring, $l_{IN}=20\text{ cm}$, $l_{EX}=40\text{ cm}$

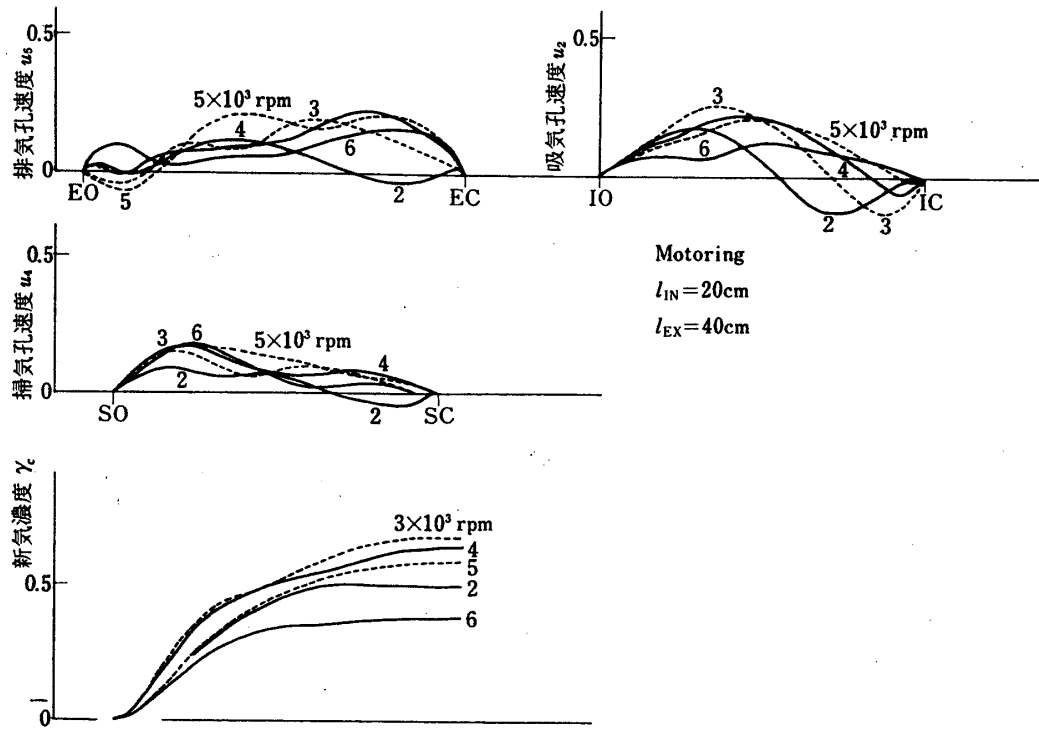


図 16 u_2, u_4, u_5, γ_c の回転数による変化
Motoring, $l_{IN}=20\text{ cm}$, $l_{EX}=40\text{ cm}$

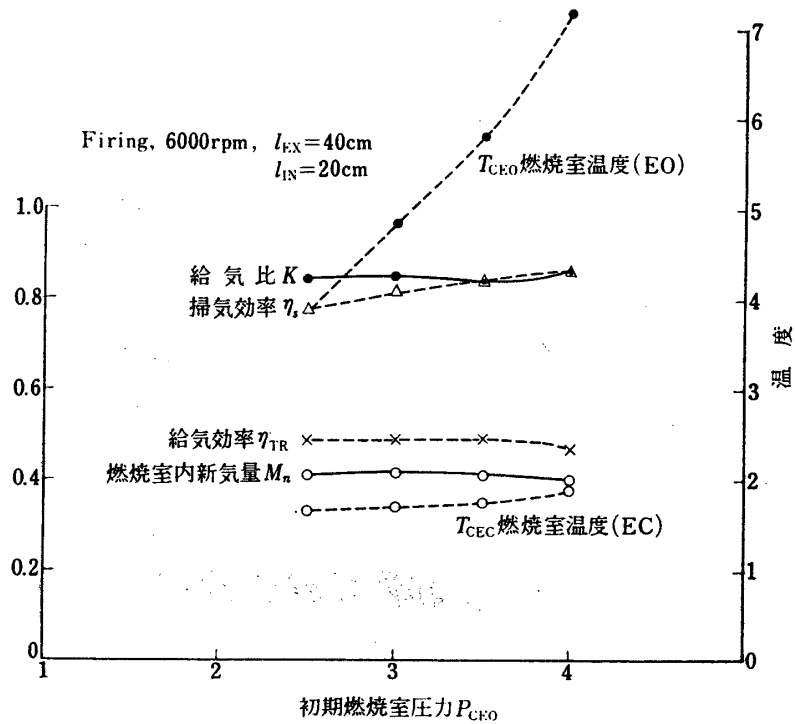


図 17 初期燃焼室圧力 (排気孔開孔始) の影響
Firing, 6,000 rpm, $l_{EX}=40\text{ cm}$, $l_{IN}=20\text{ cm}$

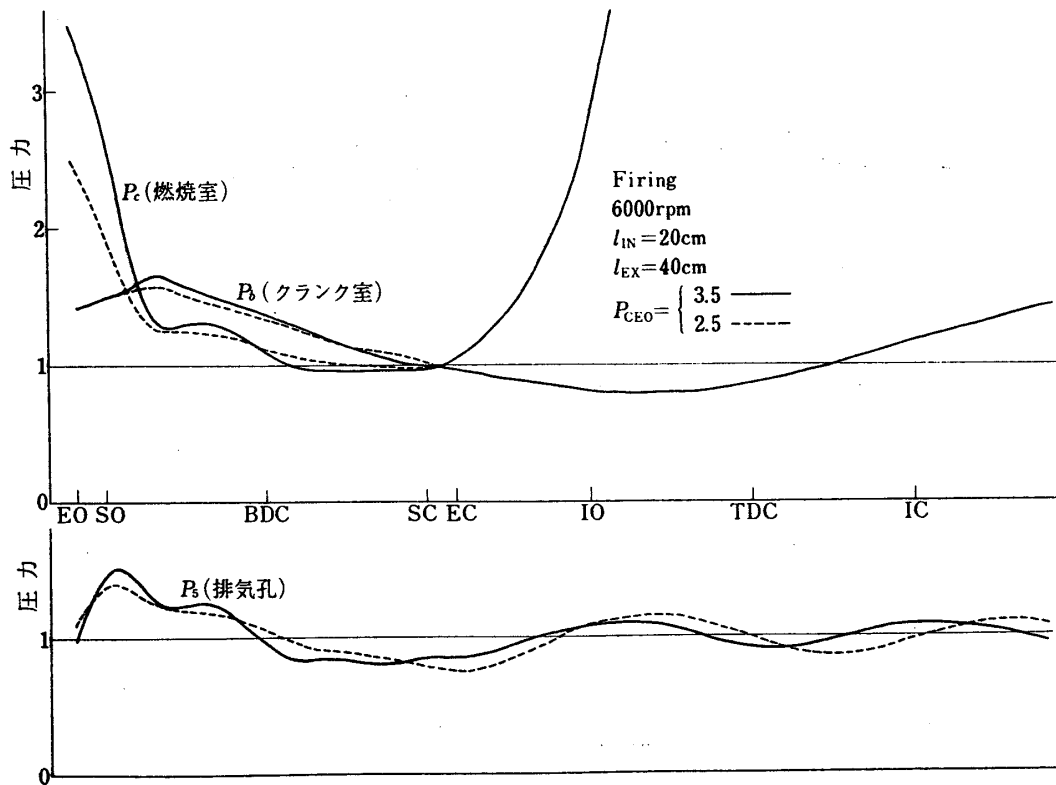


図 18 P_b, P_c, P_s の初期燃焼室圧力による変化

Firing, 6,000 rpm, $l_{IN} = 20\text{ cm}$, $l_{EX} = 40\text{ cm}$, $P_{CEO} = \begin{cases} 3.5 & \text{—} \\ 2.5 & \text{-----} \end{cases}$

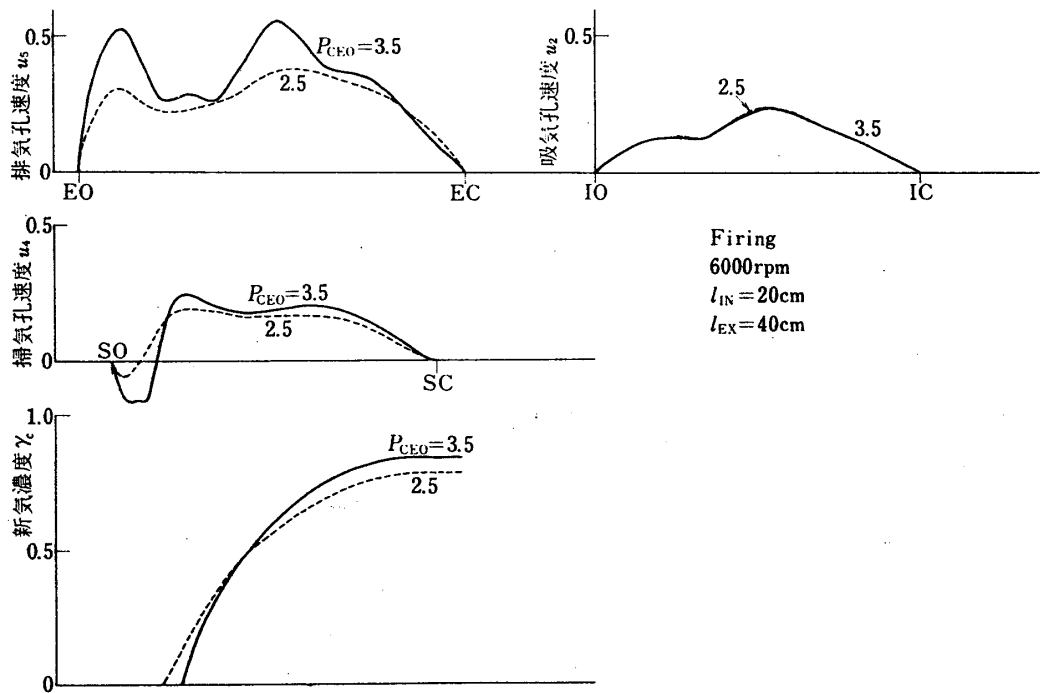


図 19 u_2, u_4, u_5, γ_c の初期燃焼室圧力による変化

Firing, 6,000 rpm, $l_{IN} = 20\text{ cm}$, $l_{EX} = 40\text{ cm}$

しが大きくなっているが、吸気孔までさかのぼってその速度についてみれば両者の間にほとんど差はない。

図 20 は排気管長さによって給気比や燃焼室内新気量が変化の様子を示したものである

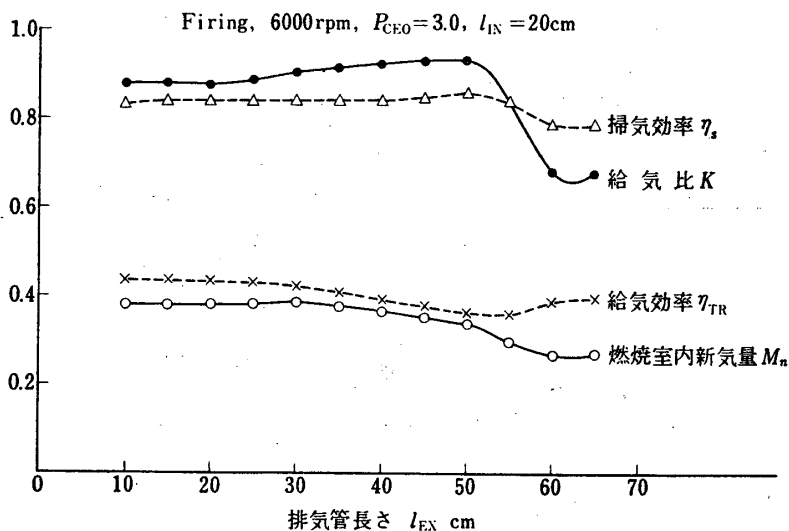


図 20 排気管長さの影響
Firing, 6,000 rpm, $P_{CEO}=3.0$, $l_{IN}=20\text{ cm}$

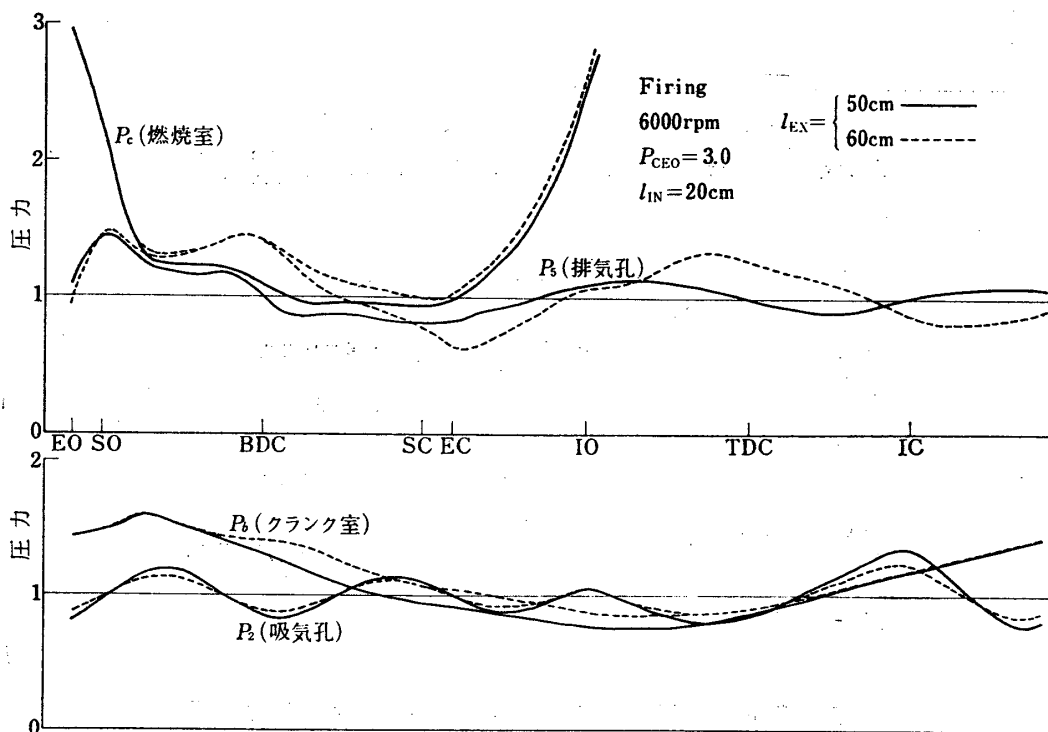


図 21 P_c, P_3, P_b, P_2 の排気管長さによる変化
Firing, 6,000 rpm, $P_{CEO}=3.0$, $l_{IN}=20\text{ cm}$, $l_{EX} = \begin{cases} 50\text{ cm} & \text{—} \\ 60\text{ cm} & \text{- - -} \end{cases}$

(Firing). 排気管長さが 50 cm と 60 cm とでは給気比が大きく変化している. 両者の場合について圧力, 速度の時間的変化を示したものが図 21, 22 である. 図 21 で $l_{EX}=60$ cm の場合排気管の気柱振動の振幅がきわめて大きく, 燃烧室の圧力変化自身この影響を強くうけている. このため図 22 からわかるように排気ガス流量が減り, ひいては給気量が減る結果と

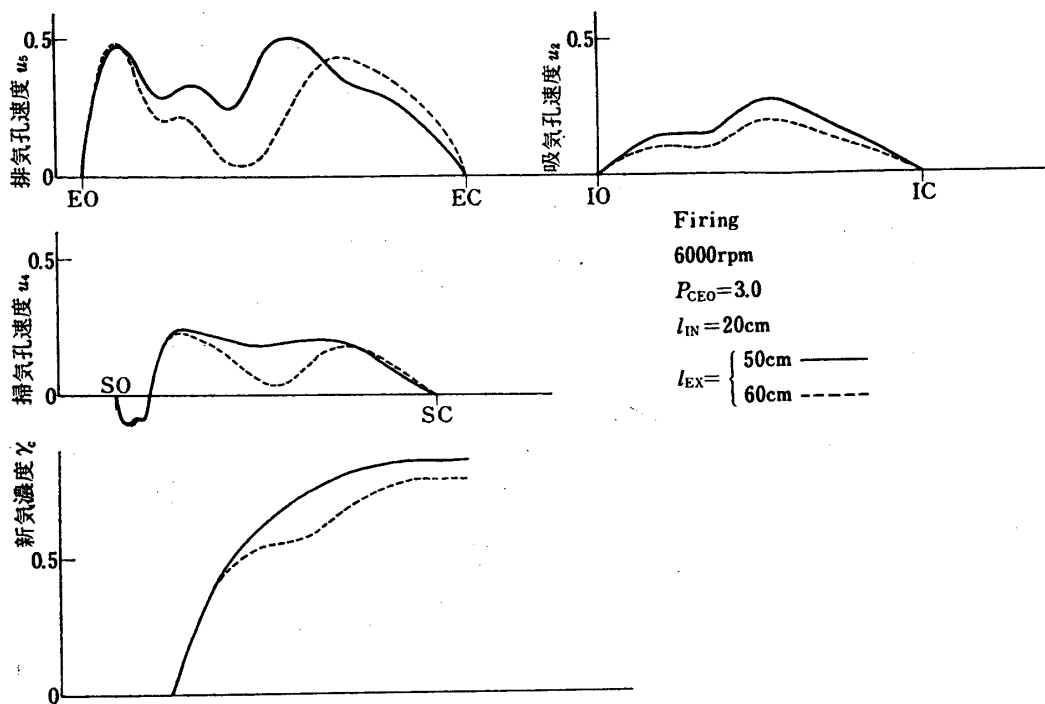


図 22 u_2, u_4, u_5, γ_c の排気管長さによる変化

Firing, 6,000 rpm, $P_{CEO}=3.0$, $l_{IN}=20$ cm, $l_{EX} = \begin{cases} 50\text{ cm} & \text{—} \\ 60\text{ cm} & \text{- - -} \end{cases}$

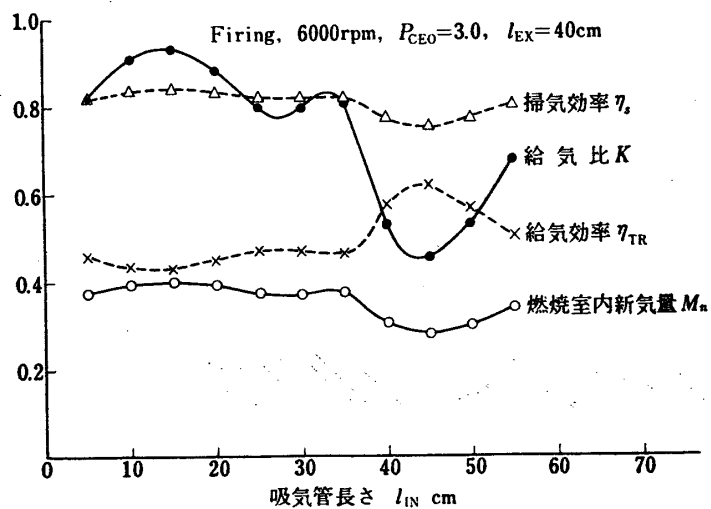


図 23 吸気管長さの影響

Firing, 6,000 rpm, $P_{CEO}=3.0$, $l_{EX}=40$ cm

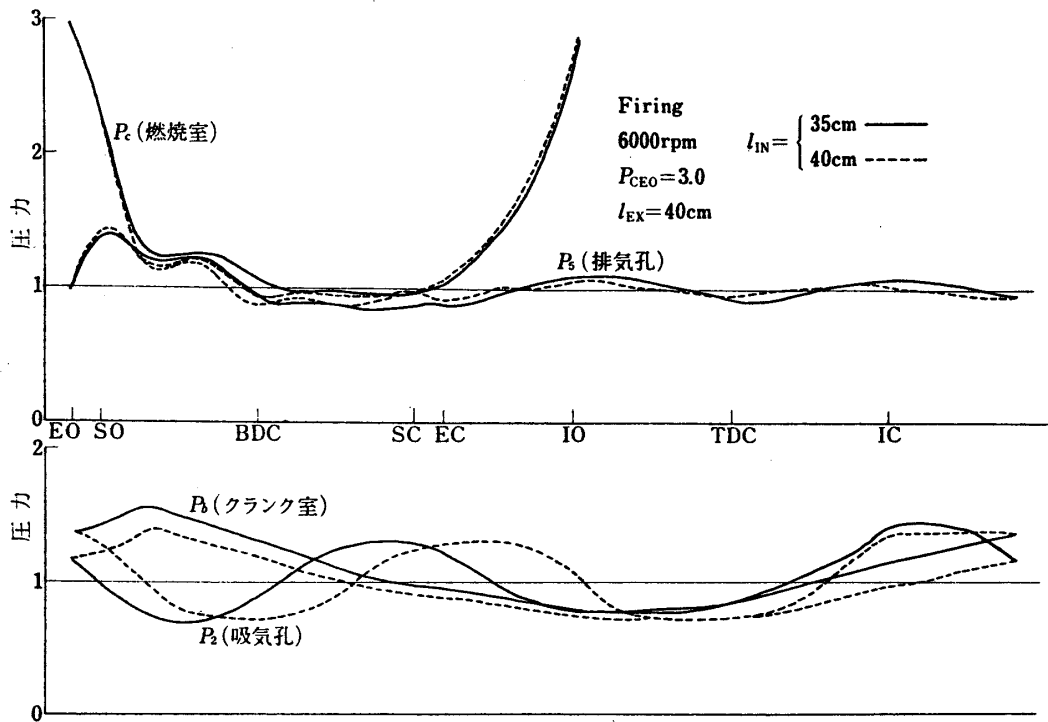


図 24 P_c, P_s, P_e, P_i の吸気管長さによる変化

Firing, 6,000 rpm, $P_{CEO}=3.0$, $l_{EX}=40\text{ cm}$, $l_{IN} = \begin{cases} 35\text{ cm} & \text{—} \\ 40\text{ cm} & \text{---} \end{cases}$

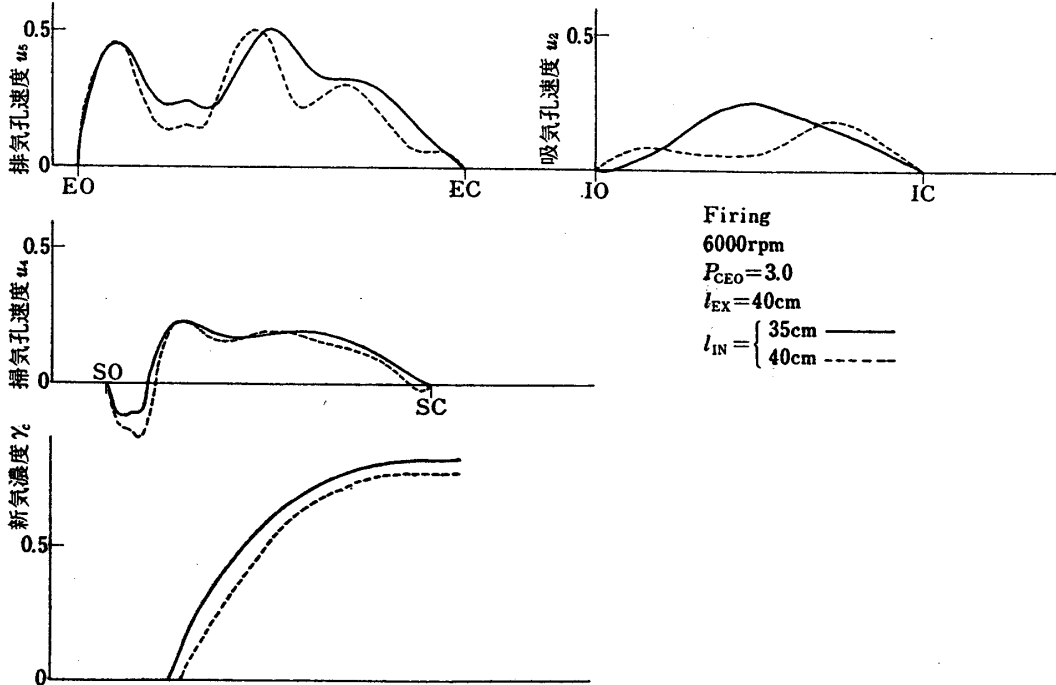


図 25 u_2, u_4, u_5, γ_c の吸気管長さによる変化

Firing, 6,000 rpm, $P_{CEO}=3.0$, $l_{EX}=40\text{ cm}$, $l_{IN} = \begin{cases} 35\text{ cm} & \text{—} \\ 40\text{ cm} & \text{---} \end{cases}$

なっている。このようにクランク室圧縮式 2 サイクル機関の掃気過程では機関各部のわずかな圧力差に基づいて流体が作動しているため、排気管の気柱振動が吸気管の方にまで影響を与えるといたことが起るわけである。

図 23 は吸気管長さによって給気比や燃焼室内新気量が増加する様子を示している (Fin-ing)。給気比は吸気管長によってかなり微妙に変化するが、特に $l_{IN}=35\text{ cm}$ と 40 cm とではわずか 5 cm の違いに対して給気比が大きく変化している。両者について圧力、速度の時間的変化を調べたものが図 24, 25 である。図 24 で吸気管の圧力変動の位相が両者の間でかなりずれており、 $l_{IN}=40\text{ cm}$ の場合吸気孔が開いていてもクランク室と吸気孔の間にはほとんど圧力差がなくそのため図 25 からわかるように給気量が少なくなる結果となっている。

4. ま と め

クランク室圧縮式 2 サイクル機関の作動のシミュレーションを目的としているが、ここで取扱ったのはその一部であり、機関の作動サイクルを掃気過程と燃焼過程にわけた場合掃気過程のシミュレーションに相当している。掃気過程の解析とは結局機関内部の全体的な流れを解くことであり、ここでは吸気管、クランク室、掃気通路、燃焼室、排気管を 2 個の変容積部とこれをつなぐ 3 本の直管という一つの管系でモデル化し、それについて流れの解析手法を示すと同時に数値計算も行なった。管内流れに対しては特性曲線法を用いた。モータ駆動の場合と燃焼を想定した場合の計算を行なったが、後者の場合排気孔開孔始の燃焼室圧力を与条件とした。

計算では機関回転数、排気孔開孔始の燃焼室圧力、排気管長さ、吸気管長さなどのパラメータが給気比、掃気効率、給気効率、燃焼室内新気量などに与える影響を調べた。そして各パラメータの影響のおよぼし方は機関各部の圧力や速度の時間的変化から説明されうること示した。また排気管や吸気管の気柱共鳴に基づく脈動の影響がきわめて大きく、その振幅が大きくなると機関全体の流れを支配するまでに到ることを確認した。

本解析は将来燃焼過程のシミュレーションと組み合わせて機関の全作動サイクルのシミュレーションを行なう際利用する予定であるが、一方実験的にもこのような流れの解析がどの程度妥当であるのかを単独で調べておく必要がある。これは単に全体的な流れの比較だけでなく、個々の管端の境界条件の妥当性についてまで検討する必要がある。

数値計算は当研究所の HITAC 5020 F を用いたが、1 サイクルの計算に 40~50 秒かかる。圧力の収斂精度は 0.001 にしているがこれは決して十分な精度とはいえない。このため、管端における収斂の程度の悪さと相まって 1 サイクルの質量流量を吸気管、掃気通路、排気管と異なった位置で計算すると、1% から数 % もばらつくことがある。今後、計算時間を考えあわせた上で収斂精度、収斂方法についても検討する必要がある。

最後に、計算のもとにした機関の流量係数やクランクロスなどの実験資料を提供していただいた鈴木自動車の横山 博氏に謝意を表します。

1972 年 8 月 21 日 原動機部

参 考 文 献

- [1] E. Jenny, The Brown Boveri Review p. 447, 1950/11.
- [2] F. J. Wallace and G. Boxer, Proc. Inst. Mech. Engrs. Vol. 170, No. 39, 1956.
- [3] R. S. Benson, R. D. Garg and D. Woollatt, Int. J. Mech. Sci. Vol. 6, p. 117, 1964.
- [4] G. P. Blair and J. R. Goulburn, SAE paper 670477, 1967.
- [5] M. Goyal, Glen Scharpf and G. Borman, SAE paper 670478, 1967.
- [6] G. P. Blair and M. B. Johnston, SAE paper 680594, 1968.
- [7] K. S. M. I. Kaddah and D. Woollatt, Thermodynamics and Fluid Mechanics Convention paper 25, 1968.
- [8] R. S. Benson and J. S. Foxcroft, Proc. Inst. Mech. Engrs. Vol. 184, Pt 3 G(1), 1969-70.
- [9] R. S. Benson SAE paper 710173, 1971.
- [10] 浅沼 強, 日本機械学会論文集, 9 卷, p. 111, 1943; 10 卷, p. 18, 1944; 13 卷, p. 105, 1947; 18 卷, p. 37, 43, 1952.
- [11] 宮部英也, 下村竜朗, 日本機械学会論文集, 31 卷, 222 号, 1965.
- [12] 渡辺英一, 小茂鳥和生, 日本機械学会論文集, 36 卷, 285 号, 1970.
- [13] 大東俊一, 浜本嘉輔, 田辺征一, 日本機械学会論文集, 36 卷, 289 号, 1970.
- [14] 川池和彦, 岡崎卓郎, 日本機械学会関西支部第 45 期定時総会講演会, 1970/3.
- [15] 平本政明, 梶昭次郎, 岡崎卓郎, 日本機械学会講演論文集, No. 720-15, 1972.