



排気吹出し効果に関する研究

メタデータ	言語: jpn 出版者: 室蘭工業大学 公開日: 2014-05-29 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 澤, 則弘 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/3190

排気吹出し効果に関する研究

沢 則 弘

A Study of the Effects of Blow-Down in the Exhaust System

Norihiro Sawa

Abstract

For the improvement of the performance of an internal combustion engine with an exhaust pipe system, the utilization of the blow-down wave is most important.

The present author has performed a theoretical calculation by means of the inertia or impedance theory and determined the applicable range of both theories. Further several factors=pipe length, cylinder volume, engine speed, etc.=affecting the applicable range, have been found out.

The results obtained are experimentally confirmed with the air model similar to the exhaust system of an actual engine.

I 緒 言

クランク室圧縮型サイクル機関の排気管系に関する実験結果から最大の排気管効果 $(K-K_0)_M$ の生成は排気吹出し圧力波の効果に基因し、その生成条件として次式を求めた。

$$Z_e = (\omega/a_e) \cdot L_e^* = (4/3)(\theta_{es}^*/360)^{1/2} \dots \dots \dots (1)$$

ここに Z_e : 排気吹出し特性数, ω : 角速度($=2\pi N/60$), a_e : 排気管系における音速, L_e^* : 掃・排気管系の等価管長, θ_{es}^* : 有効掃・排気孔開口角である。

よって排気吹出し効果を支配する因子として θ_{es}^* , ω , a_e および L_e^* の四つが挙げられるが、このうち θ_{es}^* は機関諸元として与えられ、 ω および a_e は実測できる。しかし L_e^* すなわち排気吹出し圧力波の周期は厳密にはシリンダ圧、クランク室圧、それらの容積、掃排気孔の開口面積、排気管寸度、音速さらに残留脈動波等によって左右されるものと思われる。かかる排気吹出し圧力波の解析としては管内の圧縮性非定常流れを、そのときの境界条件と初期条件のもとに解けばよく特性曲線法理論の適用や電子計算機の利用が考えられる。しかし掃排気過程におけるシリンダ内の掃気状態や熱交換の実体が解明されていない現状においては掃排気過程の境界条件を適確に設定することはむづかしい。従って給気比の実測値と示圧線図の対比から排気吹出し効果の最適条件を求めることも試みられている。しかしこれらとて脈動理論に立脚したもの

が多い²⁾。他方、カテナン効果³⁾に注目したのももありそれぞれの適用範囲が判然としていない。ここでは排気吹出し効果の実体を解明するため境界条件ならびに現象を単純化した空気模型機関の排気過程について近似慣性理論とインピーダンス理論の立場から解析し、この場合の排気吹出し圧力波の等価管長(周期)を求め、実験結果との比較検討から両理論の適用範囲を明確にし、さらに実用機関に適用できる等価管長の算出法を誘導した。

II 理 論

1 近似慣性理論式の誘導

シリンダーから急速に排気ガスが流出するとき排気ガスの持つ慣性でシリンダー内に負圧を生じ(Kadenacy effectとして知られている)それを利用して掃気作用が改善できることはすでに知られている。かかる排気流の慣性に注目し一定容積のシリンダーと排気管とから構成される空気模型機関(図-1)の排気過程につき解析しよう。この際排気孔開(E.O.)時のシリンダー圧(P_i)は一般に臨界圧 $P_c = (2/K+1)^{K/K-1} \cdot P_o$ よりも高いので排気過程を $P(t) > P_c$ の流出領域と($P_i < P_c$ の領域に大別して考える必要がある。

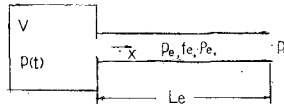


図-1 給気管系の模型(慣性理論)

i) $P(t) > P_c$ の領域

この領域における排出は極めて急速であるので、その排出過程を断熱変化と見做すと

$$-C \cdot f_{ep}(t) \cdot dt = \frac{G_i \cdot \sqrt{T_i}}{k \cdot k g / R} \cdot P_i^{-\frac{k+1}{2k}} \cdot P(t)^{-\frac{1-3k}{2k}} \cdot dp \dots\dots\dots (2)$$

の関係が成立する。ここにC:排気孔の流量係数, $f_{ep}(t)$:排気孔開口面積, K:比熱比, g:重力定数, R:ガス常数, G_i, P_i, T_i :E.O.時のシリンダ内ガスの重量, 圧力および温度, t:時間である。次に J. D. Stanitz⁵⁾が試みたように排気孔開口面積を

$$C \cdot f_{ep}(t) \doteq f_p \cdot C_o \cdot \sin \beta t, \quad \beta = \omega \cdot 360 / 2 \cdot \theta_o^*$$

と sin curve で置換し、これを(2)式に代入し、 P_i から $P_c = (2/K+1)^{K/K-1} \cdot P_o$ まで積分すると、 P_c に達するまでの時間 t_c は

$$t_c = \frac{1}{\beta} \cdot \cos^{-1} \left[\frac{2}{k-1} \cdot \frac{\beta}{a_i} \cdot \frac{V}{f_p \cdot C_o} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{k+1}{2}} \cdot (P_i/P_o)^{\frac{k-1}{2k}} \right\} + 1 \right] \dots\dots (3)$$

となる。ここに f_p :排気孔の最大開口面積, C_o :流量係数, ω :クランク角速度, a_i :音速

($=\sqrt{KgRT_i}$), V : シリンダ容積, P_o : 大気圧, θ_e^* : 有効排気孔開口角である。

次に任意時刻のシリンダ内ガス重量 (G_t) は E. O. 時の重量 (G_i) と実際に排出した重量 G_e ($=P_e \cdot f_e \cdot x / RT_e$) との差で表わされるから任意時刻のシリンダ圧は

$$P(t) = P_i \cdot T(t) / T_i - P_o \cdot \eta \cdot T(t) / T_o \dots\dots\dots(4)$$

で与えられる。ここに P_e : 排気管内圧, f_e : 排気管断面積, T_e, T_o : 排気管内ガス温度, 大気温度, X : 排気管内気柱の移動距離, η : 排出効率であり排気ガス重量 G_e と大気状態でシリンダ容積 (V) を占めるガス重量 $G_o (=P_o V / RT_o)$ との比で, 次式から得られる。

$$\eta = G_e / G_o = (P_e \cdot f_e \cdot X / RT_e) / (P_o V / RT_o) = (P_e / P_o \cdot T_o / T_e) \cdot f_e X / V \dots\dots\dots(5)$$

さらに(4)式に

$$T(t) = T_i (P(t) / P_i)^{1/K}, \quad P_e = (2/K + 1)^{K/K-1} \cdot P_o$$

の関係を代入すると $P(t) = P_e$ のときの排出効率 (η_c) は

$$\eta_c = (P_i / P_o) \cdot (T_o / T_i) \{ 1 - (2/K + 1)^{1/K-1} \cdot (P_o / P_i)^{1/K} \} \dots\dots\dots(6)$$

で与えられる。また(4)式を微分し, それに(2)式を代入すると $d\eta_c / dt$ は,

$$d\eta_c / dt = \frac{\sin \beta t_c}{V / (f_p c_o a)} \cdot \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \cdot (p_i / p_o)^{\frac{k-1}{2k}} \cdot \frac{T_o}{T_i} \dots\dots\dots(7)$$

となる。ここに(4)式から $P(t) > P_e$ 領域におけるシリンダ圧の追跡ができ, (3)式, (6)式および(7)式から臨界圧 (P_e) における境界条件が与えられる。

ii) $P(t) < P_e$ 領域

排気管のない排出過程には排気孔前後の圧力差による流出を考えればよいが, 一般に排気管内気柱の慣性効果⁹⁾ を無視することはできない。かかる排出過程の解析は特性曲線法を用いればよいが, 斎藤の解析結果からほぼ等温変化 ($K \doteq 1$) に近いことが知られている。そこで簡単化し, 管内気柱を非圧縮性の単一質点と見做すと所要の運動方程式は,

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma \cdot \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 = \frac{p_e}{\rho_e \cdot L_e} \cdot \{ p(t) / p_o - 1 \} \dots\dots\dots(8)$$

で与えられる。ここに x : 管内気柱の移動距離, γ : 抵抗係数, P_e : 排気管圧, $P(t)$: シリンダ圧, P_o : 大気圧, ρ_e : 排気管内ガスの密度 (=一定), L_e : 排気管長,

次に(8)式は(4)式および(5)式の関係から次の如く変形される。

$$\frac{d^2 \eta}{dt^2} + \gamma \cdot \frac{V}{f_e} \cdot \left(\frac{p_o}{p_e} \cdot \frac{T_e}{T_o} \right) \left(\frac{d\eta}{dt} \right)^2 = \frac{p_e / \rho_e}{V L_e / f_e} \left\{ \frac{T_o}{T_e} \cdot \frac{p_i}{p_o} - \eta - \frac{T_o}{T_e} \right\} \dots\dots(9)$$

さらに空気模型機関では, $T_o \doteq T_e$ と近似でき,

$$\mu = \frac{1}{2} \gamma \cdot \frac{V}{f_e} \left(\frac{p_e}{p_o} \cdot \frac{T_o}{T_e} \right) \left(\frac{d\eta}{dt} \right) \quad Z = \sqrt{\frac{V \cdot L_e / f_e}{p_e / \rho_e}} \doteq \frac{1}{a_e} \sqrt{V L_e / f_e} \dots\dots(10)$$

とおくと(9)式は,

$$\frac{d^2\eta}{dt^2} + 2\mu \frac{d\eta}{dt} + \frac{1}{Z^2} \eta = \frac{1}{Z^2} (p_i/p_o - 1) \dots\dots\dots(11)$$

となる。上式が求める近似慣性理論式である。なお上式の初期条件として圧力 P_c における時刻 t_c (3式) を基準とし

$$t = t_c \text{において} \quad d\eta/dt = d\eta_c/dt, \quad \eta = \eta_c$$

とおくと(11)式の解が与えられる。さらに最大の排出効率 (η_M), またはシリンダの最大負圧を与える条件として $d\eta/dt = 0$ の関係からそのときの時刻 T_M (E.O.からの時間) は次の如く決定される。

$$T_M = t_c + \frac{1}{\varphi} \cdot \tan^{-1} \left\{ 1 / \left\{ \mu / \varphi + (\mu^2 / \varphi + \varphi) (\eta_c - p_i/p_o + 1) / (d\eta_c/dt) \right\} \right\} \dots\dots(12)$$

但し $\varphi = \sqrt{1/Z^2 - \mu^2}$ である。さらに (12) 式から排気吹出し圧力波の等価管長 (L_e^*) が算出できる。すなわち、圧力波の周期 (T) は $T = 2\pi L_e^*/a_e$ で与えられるから $3/4 \cdot T = T_M$ の関係から

$$L_e^* = (a_e/2\pi) \cdot (4/3 \cdot T_M) \dots\dots\dots(13)$$

この等価管長 (L_e^*) を用いると(1)式から排気吹出し効果の同調条件が得られる。

2 インピーダンス理論式の誘導

排気流の影響が無視でき、しかも圧力変動が比較的小さい場合の管内気柱の振動現象は音響理論によく従うと云われており、J. C. Irons⁷⁾ や前川⁸⁾ はいわゆるインピーダンス理論を用いて管系の自由振動数 (周期) を求めている。かかる手法を図-2の如きシリンダと排気管からなる空気模型機関の排気管系に適用し、その等価管長 (L_e^*) を求めてみよう。

この際、管壁抵抗を無視し、平面波動方程式が適用でき、しかも音圧 $P (= P_o e^{i\omega t})$, 粒子速度 $\xi (= \xi_o \cdot e^{i\omega t})$ が正弦振動をするものと仮定する。さらにシリンダおよび排気管内ガスの密度、音速はその平均値で代表させる。

記号: P : 音圧, ξ : 粒子の変位, v : 体積, L : 管長, f : 断面積, a : 音速, ρ : ガス体の密度, $I (= P/f \cdot \xi)$: 音響インピーダンス, であり $\beta = a^2 \xi / L_e^*$, $n = 2\pi L_e^*/a$, n : 振動数とおく,

一般に管入口部と出口部のインピーダンス I_{e1} , I_{e2} との間には抵抗を考慮しない管内の波動方程式の解から

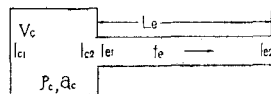


図-2 給気管系の模型 (インピーダンス理論)

$$I_{e2} = \frac{\beta}{f_e} \cdot \frac{I_{e1} + \beta/f_e \cdot \tan(L_e/L_e^*)}{I_{e1} \cdot \tan(L_e/L_e^*) + \beta/f_e} \dots\dots\dots(14)$$

の関係が成立する。次にシリンダと排気管の接続部に前後の音圧および体積流の連続条件を

用いると

$$I_{e1} = \rho_e / \rho_c \cdot I_{c2} \dots\dots\dots(15)$$

ここに添字 e, c は排気管, シリンダーの状態を表わす。次に(14)式の関係を生シリンダーの前後のインピーダンス I_{c2} , I_{c1} にも適用し, シリンダ長さが短いことから $\tan(L_c/L_e^*) \doteq (L_c/L_e^*)$ と近似し, さらにシリンダの閉端(ピストン側に相当)では粒子速度が 0 であることから $I_{c1} = \infty$ とおくと I_{c2} は,

$$I_{c2} = -\rho_c \cdot a_c^2 / V_c \dots\dots\dots(16)$$

と与えられる。従って(14)~(16)式および開口端のインピーダンス (I_{e2}) は $I_{e2} \doteq 0$ (音圧 $P \doteq 0$) の条件から等価管長 (L_e^*) は, 次の如く与えられる。(但し $a_e \approx a_c$ と近似)

$$V_c / (f_e \cdot L_e^*) = \cot(L_e/L_e^*) \dots\dots\dots(17)$$

なお, 排気管圧の最大負圧時期 (T_M) は $T_M = 3/4 \cdot (2\pi L_e^*/a_e)$ の関係から求めればよい。

III 空気模型機関による検討

1 実験装置および実験方法

上述の理論の適用可否を実験的に検討する目的で二種類の空気模型機関を準備した。図-3 に示す機関 (M-50) はクランク室圧縮型 2 サイクル機関の部品, すなわちシリンダ①, ピストン②, 連結棒③, クランク軸④および排気管⑤等をそのまま使用し, 重錘⑧の落下でハンドル⑨, 増速歯車⑩をかいてクランク軸④を約 180° 回転させる。このときのピストン運動で排気孔を開閉し, 唯一回だけの排気作用を行わせるものである。この際シリンダに穿孔されている給・掃気孔を閉じているのでクランク室をもたない実用機関に相当する。なお本機関ではピストンリングからのガス洩れを完全に防ぐことは不可能であり排気孔開 (E.O.) 時のシリンダ圧を規定通りに保持できない欠点をもつので別個に四サイクル機関のシリンダヘッドおよび弁機構をそのまま用いた模型機関 (M-150) をも準備した。これは図-4 に示すようにカム

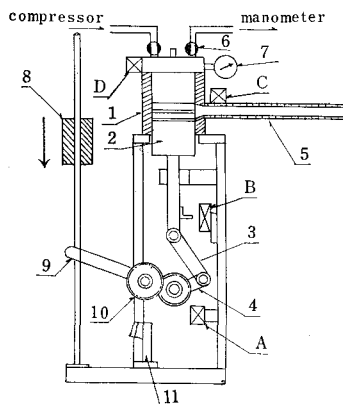


図-3 空気模型機関 (M-50)

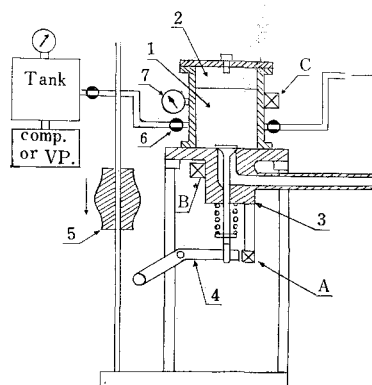


図-4 空気模型機関 (M-150)

状をした重錘⑤を落下させて弁を開閉させるものであり、機関(M-50)でピストン運動の影響を省略した場合に相当するがシリンダ容積, 弁開閉角, 弁揚程, 弁開閉速度等は任意に変えることができる。

実験方法は両機関ともほぼ同じであるので機関(M-150)について述べる。先づ圧縮空気をシリンダ内に供給し、コック⑥を閉じた後シリンダ内の圧力, 温度を測定する。続いて重錘⑤を落下させて弁を開閉する。このときの弁揚程(A), 排気管内圧力変動(B), シリンダ圧(C), 等を電気容量型変換器を用いて電磁オシロで同時記録する。かかる実験をシリンダ容積, シリンダ圧, 弁開閉速度および排気管長を変えて行つた。

2 実験結果

空気模型機関(M-50)による実験結果(オシログラム)の代表例を図-5に, 機関(M-150)のそれを図-6に示す。さらに図-6のオシログラムにおいてシリンダ圧と排気管圧とを同一スケールで書いたものを図-7に示している。

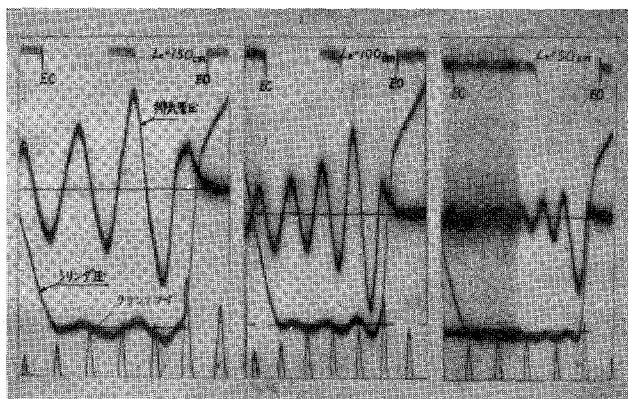


図-5 オシログラム (M-50)

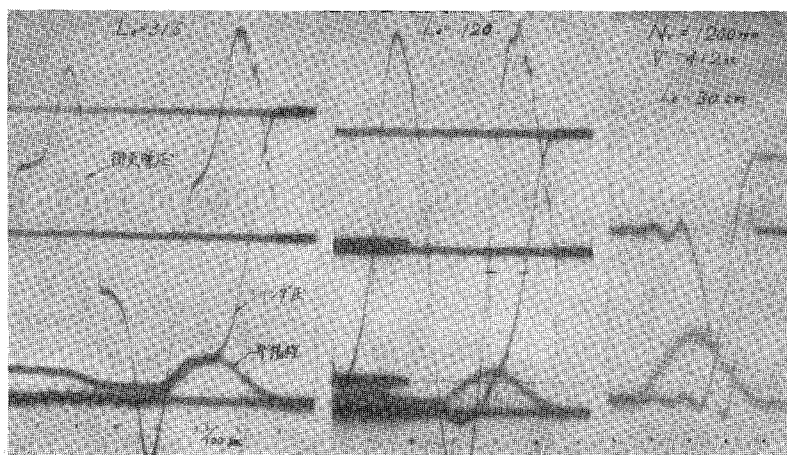


図-6 オシログラム (M-150)

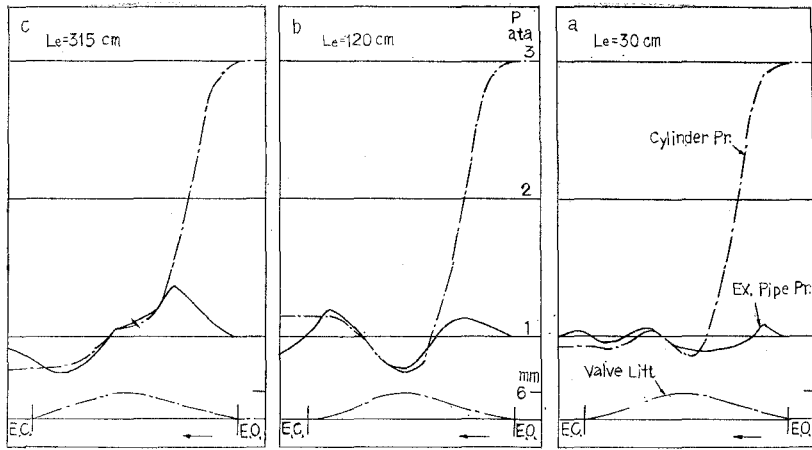


図-7 オシログラム (M-150)

図において排気管が短い場合 (例えば図-7のa), 排気孔直後の管圧は排気吹出しによる正圧波をほとんど生ぜず排気ガス流の慣性に基因するものと思われる負圧を生じている。しかしこの場合の負圧は小さく, しかもシリンダの最大負圧の生成時期と排気管圧のそれとはかなりづれている。これに対し或程度の管長 (たとえば図-7のb, $L_e=120\text{cm}$) になると排気吹出し正圧波も大きく, その反射負圧波も増大するので, その効果が顕著となり, シリンダ圧はかなり大きな負圧を生じている。かかる場合シリンダ圧と排気管圧の最大負圧の生成時期はよく一致しており, シリンダ圧が排気吹出しに続く第1負圧波に左右されることがわかる。従ってこのとき, 排気吹出し効果の良否の判定には, 排気管の最大負圧の生成時期に注目すればよい

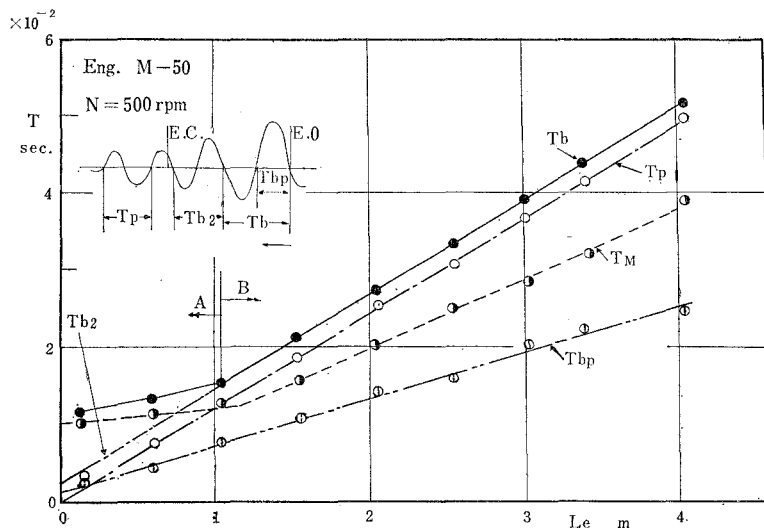


図-8 排気吹出し圧力波の周期

と云えよう。このように排気管が短い場合と長い場合とでは、その動的現象がかなり様相を異にしている。いま管長を変えた実験結果（オシロ）から排気吹出し圧力波の周期（ T_b ）、その正圧波周期（ T_{bp} ）、残留脈動波周期（ T_p ）およびシリンダの最大負圧時期 T_M （E.O.からの時間）等を求めると図-8のように T_b および T_M は一つの折点をもった直線となっている。

図においてB領域（ $L_e > 1\text{ m}$ ）では排気吹出し圧力波の周期 T_b は排気孔閉止後の脈動波周期 T_p より常に長く、ピストンを排気孔開放後下死点に止めて記録した圧力変動の二次以降の圧力波周期（ T_{b2} ）と同一直線上にある。従ってかかる場合の排気吹出し圧力波の周期はシリンダをも含む排気管系の自由振動の周期に近似すると考えてもよいだろう。これらの実測値を、インピーダンス理論による等価管長（ L_e^* ）と比較したのが図-9である。すなわち、(17) 式による計算値（ L_e^* ）を $2\pi L_e^*/a_e = 4L_e^*/a_e$ の関係から一端閉、他端開のいわゆるオルガンパイプの管長（ L^* ）に換算したのが実線である。他方オシロから求めた T_b と T_p から $L^* = (T_b/T_p) \cdot L_e$ を算出し、同図に○印でプロットしてあるが両者はかなりよく一致している。よって等価管長の算出式(17)は十分妥当であり、排気管が長いB領域に対してはインピーダンス理論が適用できることがわかる。

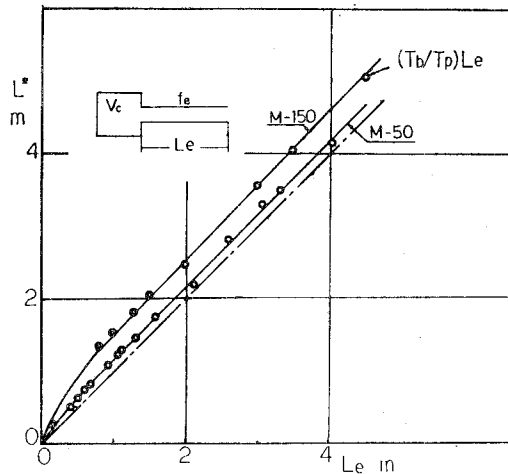


図-9 等価管長（インピーダンス理論）

これに対し排気管が短いA領域では、シリンダの最大負圧時期（ T_M ）は初期圧（ P_3 ）や機関回転数によっても変化する。（図-10参照）このことは排気管系の固有振動周期がシリンダ容積、排気管寸度および音速のみに規定される事実（インピーダンス理論）と本質的に異なっており、このA領域におけるシリンダの負圧は、排気流の影響を受けておりシリンダと排気管の最大負圧時期とは通常一致しないからインピーダンス理論から排気管の最大負圧時期を求めてもシリンダの最大負圧時期（最大排気吹出し効果）を推定することはできない。

3 両理論の適用範囲

慣性理論とインピーダンス理論の適用範囲を明確にするため、慣性理論から求めた最大排出効率を与える条件すなわちシリンダの最大負圧の生成時期 (T_M) とインピーダンス理論から算出した等価管長から排気吹出し圧力波の3/4周期 ($=3/4 \cdot T_b$) を求め両者を比較したのが図-10である。

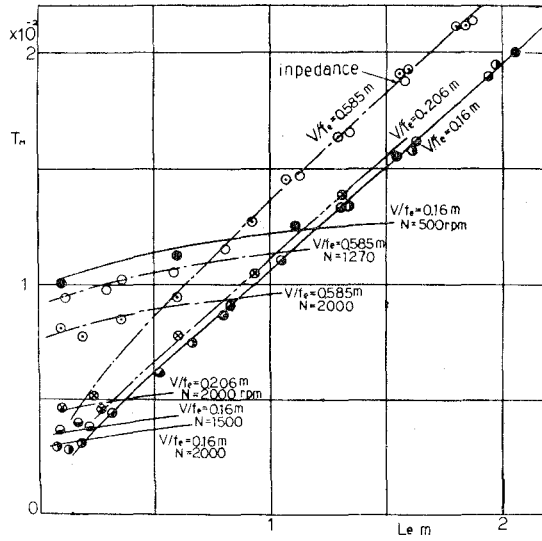


図-10 最大負圧時期

同図にはオンシロから求めた値を○印で併記してあるが計算値とかなりよく一致しており、しかも両理論にはそれぞれの適用範囲があることがわかる。すなわち高速になるか、シリンダ容

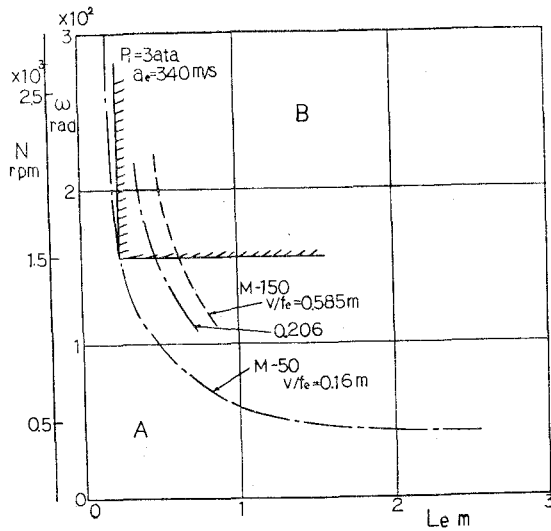


図-11 両理論の適用範囲

積が小さいほどインピーダンス理論の適用範囲は広がっている。この関係を機関回転数と排気管長について算出すると図-11となる。図によると両理論の適用範囲は主として回転数と排気管長に支配されるが実用機関において実際上排気管効果が期待される使用条件 ($L_e > 30\text{cm}$, $N > 1500\text{rpm}$) のもとでは、インピーダンス理論が適用できるようである。よってクランク室圧縮型2サイクル機関の掃・排気管系に関する解析にはインピーダンス理論を用いることにした。

IV 実用機関に対する等価管長の算定

クランク室圧縮型2サイクル機関の掃排気管系はクランク室 (V_k)、掃気通路 (l_s, f_s)、シリンダ (V_c)、および排気管 (l_e, f_e) から構成されている。(図-12参照) しかも V_k, V_c は時々刻々変化し、各管路の温度(音速)も常に変動する。かかる因子を時間の函数として任意時刻における等価管長 ($L_e^*(\theta)$) を算出することも困難ではないが実用上、掃排気期間の平均等価管長 (L_e^*) を使用するのが便利である。それ故あらかじめ音速 (a_e) および V_c, V_k の平均値を用いることにし、 a_e は排気管系全域の平均音速 (a) をもって代表させ、 V_c, V_k はポートタイミングの関係を考慮した次の如き平均容積 (\bar{V}_m) を用いた。

$$\bar{V}_m = \frac{1}{\theta_{s0}^* - \theta_{E0}^*} \left\{ \int_{\theta_{E0}^*}^{\theta_{s0}^*} V_c(\theta) \cdot d\theta + \int_{\theta_{s0}^*}^{\theta_{sc}^*} V_k(\theta) \cdot d\theta \right\} = \left\{ \bar{V}_c + \left(\frac{\theta_{sc}^* - \theta_{s0}^*}{\theta_{s0}^* - \theta_{E0}^*} \right) \cdot \bar{V}_k \right\} \dots\dots(18)$$

ここに θ_{E0} ; θ_{s0}^* , θ_{sc}^* は排気孔開, 有効な掃気孔開および閉時のクランク角である。従って実用機関の掃・排気管系を図-12のように $(\theta_{s0}^* - \theta_{E0}^*) / (\theta_{sc}^* - \theta_{E0}^*) \bar{V}_k$ の容積をもつクランク室と \bar{V}_c の容積をもつ管系と近似し、これにインピーダンス理論を適用する。

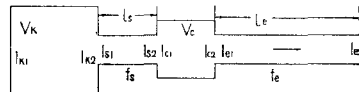


図-12 掃・排気管系の模型

先づクランク室出口のインピーダンス I_{k2} は (16) 式と同様に

$$I_{k2} = -\rho_k \cdot a^2 / \left(\frac{\theta_{sc}^* - \theta_{s0}^*}{\theta_{sc}^* - \theta_{E0}^*} \right) \cdot \bar{V}_k \dots\dots\dots(19)$$

となり、シリンダ入口のインピーダンス I_{c1} は、

$$I_{c1} = \frac{\rho_c}{\rho_k} \cdot \frac{\beta}{f_s} \cdot \frac{I_{k2} + \beta \cdot l_s / (f_s L_e^*)}{-I_{k2} \cdot l_s / L_e^* + \beta / f_s} \dots\dots\dots(20)$$

但し $\tan(l_s / L_e^*) \doteq l_s / L_e^*$ と近似した。(供試機関では $l_s \doteq 3\text{cm}$) また I_{c2}, I_{c1} の関係は l_c が極めて短いことを考慮して近似化すると次式が成立する。

$$1/I_{c2} - 1/I_{c1} = -\bar{V}_c / \rho_c \cdot a^2 \dots\dots\dots(21)$$

次に I_{c2} は段前後の関係式 (15式参照) と開口端のインピーダンス $I_{e2} = 0$ の条件から

$$I_{c2} = \frac{\rho_c}{\rho_e} \cdot I_{c1} = \frac{\rho_c}{\rho_e} \cdot \frac{\beta}{f_e} \cdot \tan(\ell_e/L_e^*) \dots \dots \dots (21)$$

(19)~(22)式から

$$\begin{aligned} \text{Cot}(\ell_e/L_e^*) = & \bar{V}_c/f_e L_e^* + \frac{f_s}{f_e} \left\{ \left(\ell_s f_s + \frac{\theta_{sc}^* - \theta_{so}^*}{\theta_{sc}^* - \theta_{eo}^*} \bar{V}_k \right) / f_s L_e^* \right\} / \left\{ 1 \right. \\ & \left. - \left(\frac{\theta_{sc}^* - \theta_{so}^*}{\theta_{sc}^* - \theta_{eo}^*} \bar{V}_k \ell_s \right) / f_s (L_e^*)^2 \right\} \dots \dots \dots (23) \end{aligned}$$

いま掃気通路長さ (ℓ_s) を無視し $\ell_s \doteq 0$ とおくと、

$$\text{Cot}(\ell_e/L_e^*) = \left(\bar{V}_c + \frac{\theta_{sc}^* - \theta_{so}^*}{\theta_{sc}^* - \theta_{eo}^*} \cdot \bar{V}_k \right) / f_e L_e^* = \bar{V}_m / f_e L_e^* \dots \dots \dots (24)$$

なお、供試機関では (23) 式と (24) 式から算出される等価管長の差は L_e^* の 0.5~2% にすぎず (24) の近似式で十分である。

次に (18) 式に含まれる \bar{V}_c , \bar{V}_k の計算線図を図-13に示す。いま連結棒長さ と行程長さとの比 (λ), 上死点におけるクランク室容積 (V_{kt}), 掃気孔閉 (SC) 時の無効角 $\Delta\theta_s$ が与えられるならば横軸 $\theta_s^*/2$ を用いて ($V_{kt}/V_n - \bar{V}_k/V_n$) を $\theta_e/2$ を用いて ($\bar{V}_c/V_n - \Delta V_c/V_n$) を求めることができる。ここに θ_s^* : 有効掃気孔開口角, θ_e : 排気孔開口角, ΔV_c : 隙間容積, V_n : 行程体積である。また供試機関の諸元を用いて (24) 式から求めた等価管長 (L_e^*) を図-14に示す。図によると \bar{V}_m , L_e が大きいほど排気管断面積 f_e が小さいほど等価管長は長くなること がわかる。

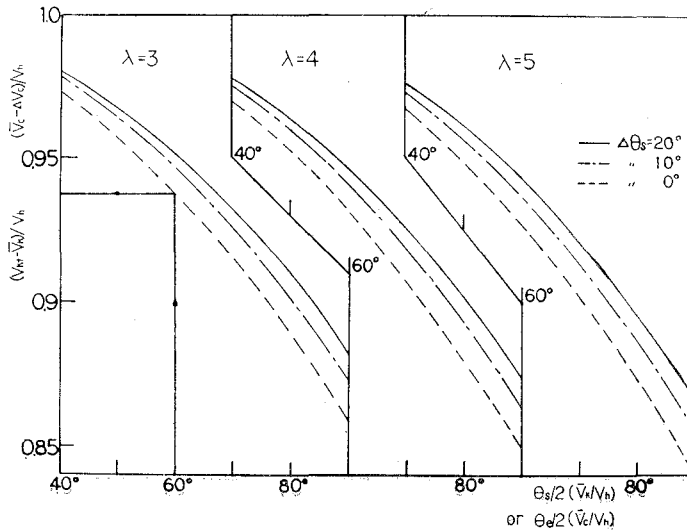


図-13 V_c , V_k の計算線図

実用機関に対する等価管長の算出式 (24) および排気吹出し効果の同調条件の妥当性を検証すべく排気管長を変えた実験結果を排気特性数 (Z_e) で整理すると図-15に示すように K/K_0 曲線の山はどれもよく揃っており、しかも (1) 式の計算値 $Z_{eM} = 0.415$ および 0.435 と

よく一致している。かくて、排気吹出し効果の最適条件を求めることができた。
 終りに御指導を賜った東大航研浅沼強教授に深甚なる感謝の意を表す。

(昭和38年4月30日受理)

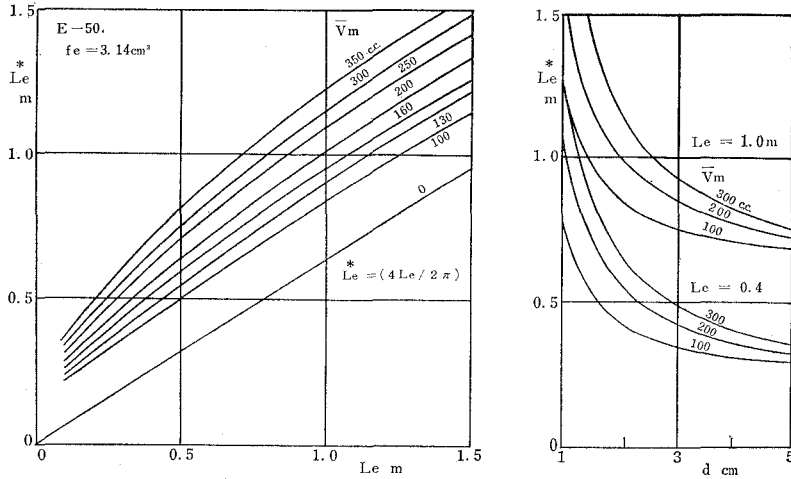


図-14 等価管長 (インピーダンス理論)

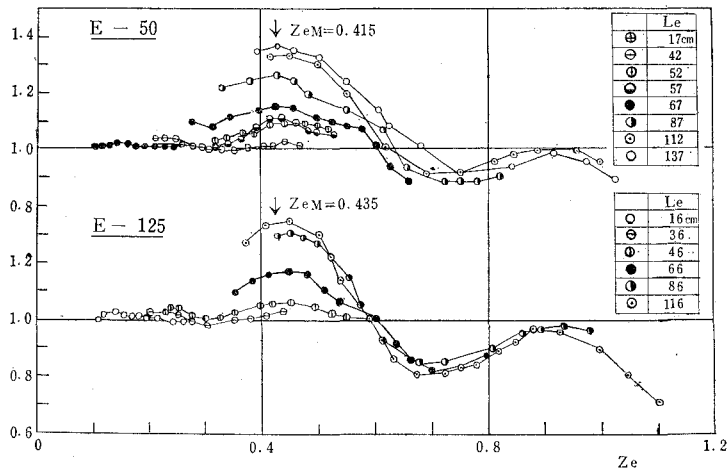


図-15 $K/K_o \sim Z_e$ 線図

文 献

- (1) 沢：未発表，機械学会誌 66, 528 (昭38-1) 参照
- (2) P. Morse: Appl. Phys. J. 9 (1938), 16
- (3) S. J. Dauies: Engg. 171 (1941), 238
- (4) 隈部：内燃機関学 P. 95
- (5) J. D. Stanitz; ASME Trans. 73 (1951), 319
- (6) 斎藤：機械学会論文集, 29-198 (昭38-2)
- (7) J. C. Iron: Philo. -Mag. J. of Scil., 9 (1930), 346
- (8) 前川：機械学会54回講習会 (昭29-4), 25